AZƏRBAYCAN MİLLİ ELMLƏR AKADEMİYASININ XƏBƏRLƏRİ

FİZİKA VƏ ASTRONOMİYA

TRANSACTIONS

OF
AZERBAIJAN NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES
PHYSICS AND ASTRONOMY

CİLD

XXXIII

№5

VOLUME

<<ELM>>> NƏŞRİYYATI

<<ELM>>>PUBLISHERS

BAKI - 2013 - BAKU

REDAKSİYA HEYƏTİ

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

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

MÜƏLLİFLƏRİN NƏZƏRİNƏ

Jurnal fizika və astronomiyanın müxtəlif sahələrinə həsr olunmuş orijinal və qısa məlumatları qəbul edir. Məqalələr bütün dünya tədqiqatçılarından qəbul olunur.

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

1. TİTUL VƏRƏQİ.

Məqalənin titul vərəqində UOT göstərilməli, 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 ardıcıllıqla 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 adi, atasının adı və soyadı, kitabın, tezisin və konfransın tam adı, nəşr olunan yer və il, səhifə (başlanğıc və son).

3. XÜLASƏ.

Xülasə ayrı vərəqdə digər 2 dildə çap edilir.

4. SƏKİLLƏR.

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 göstərilməlidir. Qrafikdə bir neçə əyri verildikdə onları nömrələməli və nömrələrin izahı şəkil altı yazılarda verilməlidir. Şəkillərin sayı 5-dən çox olmamalıdır.

5. CƏDVƏLLƏR.

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

6. ÜNVAN.

Azərbaycan, AZ 1143, Bakı, Hüseyn Cavid prospekti, 33, AMEA Fizika İnstitutu. Tel:(99412) 539-33-15, E-mail: jtransactions@physics.ab.az; www.physics.gov.az

TƏSISÇI Azerbaijan Milli Elmlər Akademiyası

AKADEMİK BƏHRAM MEHRALI OĞLU ƏSGƏROV– 80



2013-cü il oktyabr ayının 5-də akademik, Azərbaycan Respublikasının Dövlət mükafatı laureatı, Əməkdar Elm xadimi, "Şöhrət" ordenli, fizikariyaziyyat elmləri doktoru, professor, Bakı Dövlət Universitetinin "Bərk cisimlər fizikası" kafedrasının müdiri Əsgərov Bəhram Mehralı oğlunun 80 yaşı, elmi, pedaqoji və ictimai fəaliyyətinin isə 55 ili tamam olur.

B.M. Əsgərov 1933-cü il oktyabrın 5-də Tovuz rayonunun Əhmədbad kəndində anadan olmuşdur.

1957-ci ildə BDU-nun fizika-riyaziyyat fakültəsinin fizika şöbəsini fərqlənmə diplomu ilə həmin ildə də Azərbaycan bitirmis, Elmlər Akademiyasının Fizika İnstitutunun aspiranturasına daxil olmuşdur. Aspirantura təhsilini davam etdirmək SSRİ EA-nın Yarımkeçiricilər ücün (Leningrad şəhərinə) ezam edilmişdir. 1962-ci ildə prof. A.İ.Anselmin rəhbərliyi altında Leningradda

namizədlik dissertasiyasını müdafiə edərək Bakıya qayıtmışdır. B.M.Əsgərov 1971-ci ildən fizika-riyaziyyat elmləri doktoru, 1972-ci ildən isə professordur.

1971-ci ildə Bakı Dövlət Universitetində "Bərk cisimlər fizikası" kafedrasını təşkil etmiş və indiyə qədər həmin kafedraya başçılıq edir. 1994-2004-cü illərdə akad. B.M.Əsgərov Bakı Dövlət Universitetinin Elmi işlər üzrə prorektoru vəzifəsində çalışmışdır.

Akademik B.M.Əsgərov Azərbaycan Respublikası Prezidenti yanında AAK-nın Rəyasət Heyətinin üzvü, BDU Böyük Elmi şurası və fakültə Elmi şuralarının üzvüdür. O, "Bakı Universitetinin xəbərləri" elmi jurnalının fiziki-riyaziyyat seriyasının redaktoru, AMEA-nın və bir sıra respublika Universitetlərinin elmi jurnallarının redaksiya heyyətinin üzvüdür. Akad. B.M.Əsgərov yüksək ixtisaslı elmi kadrların yetişdirilməsində də fəal iştirak edir. O, 4 elmlər doktorunun elmi məsləhətçisi və 12 elmlər namizədinin elmi rəhbəri olmuşdur.

Akademik B.M.Əsgərov 2001-ci ildə "Fizika" ixtisası üzrə Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyasının müxbir üzvü, 2007-ci ildə isə AMEA-nın həqiqi üzvü seçilmişdir. B.M.Əsgərovun elmi-təşkilati, pedaqoji və ictimai fəaliyyəti dövlət tərəfindən yüksək qiymətləndirilmişdir. O, 2000-ci ildə "Əməkdar Elm xadimi" fəxri adına layiq görülmüş və 2004-cü ildə isə "Şöhrət" ordeni ilə təltif edilmişdir.

Akademik B.M.Əsgərov "Bərk cisimlərdə köçürmə hadisələrinin kvant nəzəriyyəsi"-nə görə İngiltərənin Kembric şəhərində yerləşən Beynəlxalq Bioqrafiya Mərkəzi tərəfindən "XX əsrin məşhur alimi" sırasına daxil edilmiş, "Elmdə görkəmli nailiyyətlərinə görə" diplomu və medalı ilə təltif olunmuş və Ümumdünya ensiklopediyasına daxil edilmişdir. Akad. B.M.Əsgərov 1993-cü ildə xarici jurnallarda dərc olunmuş işlərinə görə Soros fondunun qrantını almışdır.

Akademik B.M.Əsgərov bərk cisimlər nəzəriyyəsinə böyük töhfələr vermiş, elmin və ali təhsilin bacarıqlı təşkilatçısı kimi tanınmış alimdir. Prof. B.M.Əsgərov bərk cisimlərdə termomaqnit hadisələrin kvant nəzəriyyəsini ilk dəfə yaradan alimlərdən biridir. O, kvantlayıcı maqnit sahəsində dissipativ termomaqnit cərəyanın hesablanması metodunu təklif etmişdir. Həmin işin "Физика Твердого Тела" (Leninqrad, 1961) jurnalında çapından sonra metallarda və yarımkeçiricilərdə termomaqnit effektlərin kvant nəzəriyyəsi sahəsində yeni bir mərhələ başlanmışdır. O, mürəkkəb energetik zonalı yarımkeçiricilərdə qalvanomaqnit və termomaqnit effektlərinin kvant nəzəriyyəsini vermiş və ilk dəfə belə

AKADEMİK BƏHRAM MEHRALI OĞLU ƏSGƏROV – 80

yarımkeçiricilərdə maqnetofonon rezonansına baxmışdır. O, həmçinin güclü maqnit sahəsində qeyri-parabolik zonalı yarımkeçiricilərdə kinetik effektlər nəzəriyyəsinə dair bir çox məsələlərin həlli ilə məşğul olmuşdur. Bundan başqa o, yarımkeçiricilərdə elektronların qeyri-taraz fononlar tərəfindən sövqetmə hadisısi — sövqetmə hadisəsinin nəzəriyyəsi ilə məşğul olmuş və elmə "Statistik sövqetmə qüvvəsi" anlayışını daxil etmişdir. Son illərdə akad. B.M.Əsgərov ölçüyə görə kvantlanmış və aşağıölçülü elektron sistemlərində köçürmə hadisələrinin nəzəriyyəsi sahəsində mühüm nəticələr əldə etmişdir. Həmin nəticələr kafedrada bu sahədə yazılmış doktorluq dissertasiyalarının əsasını təşkil edir. Akad. B.M.Əsgərovun elmi nəticələri bərk cisimlərin nəzəriyyəsinə həsr olunmuş çoxlu sayda Beynəlxalq və Respublika səviyyəli konfranslarda müzakirə olunmuşdur.

Akademik B.M. Əsgərov bərk cisimlərdə elektron köcürmə hadisələrinin nəzəriyyəsi sahəsində bir çoxu Rusiya, Avropa, Amerika və Yaponiyanın nüfuzlu elmi jurnallarında cap olunmuş 170-dən çox elmi əsərin, 5 monoqrafiyanın, 2 dərslik və 1 dərs vəsaitinin müəllifidir. Qeyd etmək lazımdır ki, bu elmi işlərin əsas nəticələri müəllifin "Теория явления переноса в aşağıdakı monoqrafiyalarında öz əksini tapmışdır: полупроводниках", 1963,"Elm" Баку, 124 c.; "Кинетические эффекты полупроводниках", 1970, "Наука" Ленинград, 304 с.; " Электронные явления переноса в полупроводниках", 1985, "Наука" Москва, 320 с.; "Electron Transport Phenomena in Semiconductors", 1994, World Scientific Pub. (Singapore, New Jersey, London, Hong Kong), 394 p.; Thermodynamics, Gibbs Method and Statistical Physics of Electron Gases", Springer, Berlin, 2010, 374 p.

1974-cü ildə müəllif "Кинетические эффекты в полупроводниках" monoqrafiyasına görə Azərbaycan Respublikasının Dövlət mükafatına layiq görülmüşdür. Bu kitab bərk cisimlərdə elektron köçürmə hadisələri ilə məşğul olan bütün fiziklərin stolüstü kitabıdır.

Akademik B.М.Әsgərovun əsərlərinin çoxu aşağıdakı xarici elmi jurnallarda çap edilmişdir: "Письма в Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики", "Физика и Техника Полупроводников", "Физика Твердого Тела" (Россия), "Физика Низких Температур" (Украина), "J.Phys. Condensed Matter", "Nanotechnology", "Proceedings of the Royal Society A" (England), "Phys Status Solidi" (Germany), "Physica E" (Netherlands), Jpn. J. Appl. Phys (Japan). Akad. B.M.Əsgərovun monoqraiyalarına və məqalələrinə dünya elmi ədəbiyyatında həddindən çox sayda olan istinadlar onun əsərlərinin lazımlı və dəyərli olmasını göstərir.

Redaksiya heyyəti adından görkəmli alim, gözəl insan Bəhram müəllimi 80 illik yubileyi münasibəti ilə təbrik edir, ona can sağlığı, uzun ömür və elmi fəaliyyətində yeniyeni nailiyyəttlər arzulayır.

Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyası "Xəbərlər" Jurnalının Redaksiya Heyyəti

УДК 539.12.01

ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ОБЫЧНЫХ ФЕРМИОНОВ И ИХ СУПЕРПАРТНЕРОВ С ХИГГСОВСКИМИ БОЗОНАМИ В СУПЕРСИММЕТРИЧНОЙ

 $SU(2) \times U(1) \times U'(1)$ -МОДЕЛИ

Ф.Т.ХАЛИЛ-ЗАДЕ, Б.И.МЕХТИЕВ, Х.А.МУСТАФАЕВ*

Институт физики НАН Азербайджана AZ 370143, г. Баку, пр. Г. Джавида, 33 Сумгаитский Государственный Университет* AZ 5008, г. Сумгаит, 43-й квартал, ул. Баку, 1 f.khalilzade@physics.ab.az

поступила: 14.06.2013 принята к печати:10.07.2013

Ключевые слова: фермионы, бозон Хиггса, суперсимметрия.

РЕФЕРАТ

В расширенной суперсимметричной S U(2)× U(1)× U'(1)-модели лептонов и кварков рассмотрены взаимодействия обычных фермионов и их суперпартнеров с хиггсовскими бозонами. Получены выражения для лагранжианов этих взаимодействий.

В 2012г. на Большом Адронном Коллайдере в ЦЕРНе была открыта новая нейтральная частица, масса которой составляет 125÷126ГэВ [1,2]. Оценка на ее время жизни $\tau_H \ge 10^{-24}$ с. Свойства этой частицы соответствуют ожидаемым свойствам теоретически предсказанного элементарного бозона Стандартной Модели физики частиц, т.е. бозона Хиггса. Она занимает уникальное место и играет особую роль в новом скалярном секторе физики элементарных частиц.

На Большом Адронном Коллайдере имеется обширная программа исследования взаимодействий нового бозона. В результате этих исследований станет более или менее ясно, насколько Стандартная Модель описывает физику частиц или нужна другая теория. Многие теоретики считают Стандартную Модель не вполне удовлетворительной. Это связано, в первую очередь, с проблемой её энергетического масштаба. Как известно энергетический масштаб Стандартной Модели имеет порядок M_{SM} =100 ГэВ, а масштаб "новой физики" лежит в области 1÷2Тэв. С этой точки зрения суперсимметричные теории, которые предсказывают целый ряд новых частиц с массами в области Тэв являются предпочтительными [3,4,5].

В связи с этим построение моделей, основанных на спонтанном нарушении $SU(2)\times U(1)\times U'(1)$ -суперсимметрии, представляет определенный интерес. Построению и исследованию различных вопросов суперсимметричных $SU(2)\times U(1)\times U'(1)$ моделей посвящен ряд работ [6-9].

Одному из возможностей построения и исследования суперсимметричной $SU(2)\times U(1)\times U'(1)$ -модели лептонов и кварков посвящен ряд работ [10-13] авторов статьи. В этих работах рассмотрены вопросы спонтанного нарушения суперсимметрии, исследованы взаимодействия калибровочных бозонов с кварками и скалярными кварками, рассмотрена возможность устранения Адлеровских аномалий, получены ограничения на параметры модели и на массы хиггсовских и Z' - бозонов, исследованы взаимодействия суперпартнеров калибровочных бозонов с кварками и скалярными кварками, изучены взаимодействия хиггсовских бозонов с калибровочными бозонами, исследованы вопросы возникновения масс обычных фермионов и их суперпартнёров.

Ф.Т.ХАЛИЛ-ЗАДЕ, Б.И.МЕХТИЕВ, Х.А.МУСТАФАЕВ

В данной статье рассмотрены взаимодействия обычных фермионов и их суперпартнёров с Хиггсовскими бозонами. Получены выражения для лагранжианов этих взаимодействий.

За взаимодействия обычных фермионов и их суперпартнёров с Хиггсовскими бозонами отвечает следующая часть лагранжиана взаимодействия суперсимметричной $SU(2)\times U(1)\times U'(1)$ модели (более подробно см. [10])

$$\mathcal{I} = \varepsilon_{ij} \left\{ \lambda_{e} \left[H_{1}^{i} A_{L}^{j} F_{R} - \left(H_{1}^{i} \Psi_{L}^{j} + \Psi_{H_{1}}^{i} A_{L}^{j} \right) \Psi_{R} + \left(H_{1}^{i} F_{L}^{j} + F_{H_{1}}^{i} A_{L}^{j} - \Psi_{H_{1}}^{i} \Psi_{L}^{j} \right) A_{R} \right] + \\
\lambda_{d} \left[H_{1}^{i} A_{Q}^{j} F_{D} - \left(H_{1}^{i} \Psi_{Q}^{j} + \Psi_{H_{1}}^{i} A_{Q}^{j} \right) \Psi_{D} + \left(H_{1}^{i} F_{Q}^{j} + F_{H_{1}}^{i} A_{Q}^{j} - \Psi_{H_{1}}^{i} \Psi_{Q}^{j} \right) A_{D} \right] + \\
+ \lambda_{u} \left[H_{2}^{i} A_{Q}^{j} F_{u} - \left(H_{2}^{i} \Psi_{Q}^{j} + \Psi_{H_{2}}^{i} A_{Q}^{j} \right) \Psi_{u} + \left(H_{2}^{i} F_{Q}^{j} + F_{H_{2}}^{i} A_{Q}^{j} - \Psi_{H_{2}}^{i} \Psi_{Q}^{j} \right) A_{u} \right] \right\}. \tag{1}$$

Сначала рассмотрим взаимодействия обычных фермионов с Хиггсовскими бозонами. Эти взаимодействия описываются следующей частью лагранжиана (1)

$$\mathcal{L}_1 = -\varepsilon_{ij} \left(\lambda_e H_1^i \Psi_L^j \Psi_R + \lambda_d H_1^i \Psi_O^j \Psi_D + \lambda_u H_2^i \Psi_O^j \Psi_u \right) + h \cdot c. \tag{2}$$

Мультиплетный состав рассматриваемой модели и значение гиперзарядов полей приведены в таблице. Осуществим переход к физическим полям Хиггсовских бозонов с помощью следующих выражений

$$H_{1}^{1} = \frac{1}{2} \left[ah_{1}^{o} - bH^{o} + i \left(ch_{2}^{o} - dG^{o} \right) \right], \quad H_{2}^{2} = \frac{1}{2} \left[bh_{1}^{o} + aH^{o} + i \left(dh_{2}^{o} + cG^{o} \right) \right], \quad H_{1}^{2} = b_{1}H^{-} - a_{1}G^{-},$$

$$H_{2}^{1} = a_{1}H^{+} + b_{1}G^{+}, \qquad N = h_{3}^{o} + ih_{4}^{o},$$

$$(3)$$

где нейтральные безмассовые голдстоуновские бозоны H^o, G^o и G^\pm поглощаются соответственно Z , Z^1 и W^\pm - бозонами.

Таблица.

Мультиплетный состав и значение гиперзарядов полей.

	Бозонные	Фермионные	SU(2) _w	Y	Y_1	Y_2
	поля	партнеры				
Скалярные лептоны	$A_L^j = \left(\widetilde{\mathcal{V}}, \widetilde{e}_L^-\right)$	$\Psi_L^j = (\nu, e^-)_L$	Дублет	-1	${\mathcal Y}_L$	$-1-y_L$
лентоны	$A_R = \widetilde{e}_R^+$	$\Psi_R = e_L^C$	Синглет	2	\mathcal{Y}_R	$2-y_R$
Скалярные	$A_Q^j = \left(\widetilde{u}_L, \widetilde{d}_L\right)$	$\Psi_{\mathcal{Q}}^{j} = (u, d)_{L}$	Дублет	$v_{\alpha} = \frac{1}{2}$		
кварки	$A_U = \widetilde{u}_R^*$	$\Psi_u = u_L^C$ $\Psi_D = d_L^C$	Синглет	$y_Q = \frac{1}{3}$ $y_u = -\frac{4}{3}$	y_{QL}	$y_Q - y_{QL}$
	$A_D = \widetilde{d}_R^*$		Синглет		y_{uR} y_{dR}	$y_{u-}y_{uR}$ $y_{d-}y_{dR}$
				$y_d = \frac{2}{3}$	7 dR	7 d-7 dR
Хиггсовские	$H_1^j = (H_1^0, H_1^-)$. (,	Дублет	-1	y_I	$-1-y_1$
бозоны	$H_2^j = \left(H_2^+, H_2^0\right)$	$\widetilde{H}_{2}^{j} = \left(\widetilde{H}_{2}^{+}, \widetilde{H}_{2}^{0}\right)$	Дублет	1	y_2	$1-y_2$
	N	\widetilde{N}	Синглет	0	y_s	$-y_s$

Учитывая (3) в (2), имеем

$$\mathcal{I}_{gh} = \frac{m_e}{\sqrt{2}\upsilon_1} \overline{e} \left(ah_1^o - ic\gamma_5 h_2^o \right) e + \frac{m_d}{\sqrt{2}\upsilon_1} \overline{d} \left(ah_1^o - ic\gamma_5 h_2^o \right) d - \frac{m_u}{\sqrt{2}\upsilon_2} \overline{u} \left(bh_1^o - id\gamma_5 h_2^o \right) u,$$

$$\mathcal{I}_{gH} = -\frac{\sqrt{2}m_e b_1}{\upsilon_1} H^- \overline{e} P_L \nu - \frac{\sqrt{2}m_d b_1}{\upsilon_1} H^- \overline{d} P_L u + \frac{\sqrt{2}m_u a_1}{\upsilon_2} H^+ \overline{u} P_L d + h \cdot c,$$
(4)

где
$$U = \begin{pmatrix} U_L \\ \overline{U}_L^C \end{pmatrix}$$
, $d = \begin{pmatrix} d_L \\ \overline{d}_L^C \end{pmatrix}$, $P_L = (1 - \gamma_5)/2$.

Выражения остальных обозначений, входящих в (3) и (4) приведены в приложении 1.

Выражения (4) показывают, что так же как и в Стандартной Модели Вайнберга — Глэшоу—Салама взаимодействия Хиггсовских бозонов с фермионами пропорционально массе фермионов. Кроме того, из (4) следует, что взаимодействие h_2^o —бозона с фермионами аксиальное, т.е. h_2^o является псевдоскалярным бозоном.

Перейдем к рассмотрению взаимодействий скалярных партнёров фермионов с Хиггсовскими бозонами. Произведя обычную процедуру, т. е. исключая поля F_K , D, $D^{'}$ и $D^{"}$ в лагранжиане взаимодействия суперсимметричной S U(2)×U(1)×U'(1) — модели и, учитывая (3) для взаимодействий скалярных партнёров фермионов с Хиггсовскими бозонами, имеем следующие выражения

$$-4\sqrt{2} \, \mathcal{I}_{l} \, \widetilde{gh}_{l}^{o} = \left(\upsilon_{1}^{2}ax_{5} - \upsilon_{2}^{2}bx_{6}\right)\widetilde{v} * \widetilde{v}h_{l}^{o} + \left[\frac{8m_{e}^{2}}{\upsilon_{1}}a - 2g^{2}\left(\upsilon_{1}a - \upsilon_{2}b\right) + \left(\upsilon_{1}ax_{5} - \upsilon_{2}bx_{6}\right)\right]\widetilde{e}_{L} * e_{L} * h_{l}^{o} + \left(\frac{8m_{e}^{2}}{\upsilon_{1}}a + \upsilon_{1}ax_{7} + \upsilon_{2}bx_{8}\right)\widetilde{e}_{R} * e_{R}^{*}h_{l}^{o} + \left(\frac{8m_{u}^{2}}{\upsilon_{2}}b + \upsilon_{1}ax_{9} - \upsilon_{2}bx_{10}\right)\widetilde{u}_{L} * \widetilde{u}_{L}h_{l}^{o} + \left(\frac{8m_{u}^{2}}{\upsilon_{2}}b + \upsilon_{1}ax_{11} + \upsilon_{2}bx_{12}\right)\widetilde{u}_{R} * \widetilde{u}_{R}h_{l}^{o} + \left[\frac{8m_{d}^{2}}{\upsilon_{1}}a - 2g^{2}\left(\upsilon_{1}a - \upsilon_{2}b\right) + \upsilon_{1}ax_{9} - \upsilon_{2}bx_{10}\right]\widetilde{d}_{L} * \widetilde{d}_{L}h_{l}^{o} + \left(\frac{8m_{d}^{2}}{\upsilon_{1}}a + \upsilon_{1}ax_{13} + \upsilon_{2}bx_{14}\right)\widetilde{d}_{R} * \widetilde{d}_{R}h_{l}^{o},$$

$$(5)$$

$$2\sqrt{2} \, \mathcal{I}_{\widetilde{g}H} = \left[\frac{4m_e^2}{\upsilon_1} b - g^2 \left(\upsilon_1 b_1 + \upsilon_2 a_1 \right) \right] H^+ \widetilde{v} * \widetilde{e}_L + \left[\frac{4m_d^2}{\upsilon_1} b_1 + \frac{4m_u^2}{\upsilon_2} a_1 - g^2 \left(\upsilon_1 b_1 + \upsilon_2 a_1 \right) \right] H^+ \widetilde{u}_L * \widetilde{d}_L - \frac{2m_u m_d}{\upsilon_1 \upsilon_2} \left(a\upsilon_1 + b\upsilon_2 \right) H^+ \widetilde{u}_R^* \widetilde{d}_R + h \cdot c,$$
(6)

$$\mathcal{I}_{ffh_3^o(h_4^o)} = -h \Big[m_e ctg \theta_V \tilde{e}_L * \tilde{e}_R + m_u tg \theta_V \tilde{u}_R * \tilde{u}_L + m_d ctg \theta_V \tilde{d}_L * \tilde{d}_R \Big] \Big(h_3^o + i h_4^o \Big) + h \cdot c , \tag{7}$$

где U_1 и U_2 - вакуумные средние Хиггсовских полей H_1 и H_2 , а выражения величин $x_i(i=1\div 14)$ приведены в приложении 2.

Приложение 1.

Величины входящие в выражения (3)–(6), имеют следующий вид:

$$a = \left[\frac{3\upsilon_{1}^{2}x_{1} - \upsilon_{2}^{2}x_{4}}{3(\upsilon_{1}^{2}x_{1} + \upsilon_{2}^{2}x_{2}) - (\upsilon_{1}^{2} + \upsilon_{2}^{2})x_{4}} \right]^{1/2}, b = \left[\frac{3\upsilon_{2}^{2}x_{2} - \upsilon_{1}^{2}x_{4}}{3(\upsilon_{1}^{2}x_{1} + \upsilon_{2}^{2}x_{2}) - (\upsilon_{1}^{2} + \upsilon_{2}^{2})x_{4}} \right]^{1/2},$$

$$c = \left[\frac{\upsilon_{1}^{2}x_{1} - \upsilon_{2}^{2}x_{4}}{\upsilon_{1}^{2}x_{1} + \upsilon_{2}^{2}x_{2} - (\upsilon_{1}^{2} + \upsilon_{2}^{2})x_{4}} \right]^{1/2}, d = \left[\frac{\upsilon_{2}^{2}x_{2} - \upsilon_{1}^{2}x_{4}}{\upsilon_{1}^{2}x_{1} + \upsilon_{2}^{2}x_{2} - (\upsilon_{1}^{2} + \upsilon_{2}^{2})x_{4}} \right]^{1/2},$$

$$a_{1} = \left[\frac{\upsilon_{1}^{2}x_{3} + \upsilon_{2}^{2}x_{2}}{\upsilon_{1}^{2}(x_{1} + x_{3}) + \upsilon_{2}^{2}(x_{2} + x_{3})} \right]^{1/2},$$

Приложение 2.

Величины $x_i(i=1\div14)$, входящие в (3)–(6), имеют следующий вид:

$$\begin{split} x_1 &= g^2 + y_1^2 g_1^2 + (1 + y_1)^2 g_2^2 \,, \\ x_2 &= g^2 + y_2^2 g_1^2 + (1 - y_2)^2 g_2^2 \,, \\ x_3 &= g^2 + y_1 y_2 g_1^2 - (1 + y_1)(1 - y_2)g_2^2 \,, \\ x_4 &= g^2 - y_1 y_2 g_1^2 + (1 + y_1)(1 - y_2)g_2^2 - 8h^2 \,, \\ x_5 &= g^2 + y_1 y_L g_1^2 + (1 + y_1)(1 + y_L)g_2^2 \,, \\ x_6 &= g^2 - y_2 y_L g_1^2 + (1 - y_2)(1 + y_L)g_2^2 \,, \\ x_7 &= y_1 y_R g_1^2 - (1 + y_1)(2 - y_R)g_2^2 \,, \\ x_8 &= y_2 y_R g_1^2 + (1 - y_2)(2 - y_R)g_2^2 \,, \\ x_9 &= g^2 + y_1 y_{QL} g_1^2 - (1 + y_1)(y_Q - y_{QL})g_2^2 \,, \\ x_{10} &= g^2 - y_2 y_{QL} g_1^2 - (1 - y_2)(y_Q - y_{QL})g_2^2 \,, \\ x_{11} &= y_1 y_{UR} g_1^2 - (1 + y_1)(y_U - y_{UR})g_2^2 \,, \\ x_{12} &= y_2 y_{UR} g_1^2 + (1 - y_2)(y_U - y_{UR})g_2^2 \,, \\ x_{13} &= y_1 y_{dR} g_1^2 - (1 + y_1)(y_d - y_{dR})g_2^2 \,, \\ x_{14} &= y_2 y_{dR} g_1^2 + (1 - y_2)(y_d - y_{dR})g_2^2 \,. \end{split}$$

- 1. S.Chatrchyan et al, CMS Collaboration, *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC. arXiv:* 1207. 7235 (2012) 1-57.
- 2. G.Aad et al, ATLAS Collaboration, Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. Phys. Lett., **B716** (2012) 1-29.
- 3. Л.Б.Окунь, Перспективы физики частиц: август 1981г, УФН, **182** (2012) 1026- 1031.
- 4. М.И.Высоцкий, Р.Б.Невзоров, *Избранные вопросы феноменологической суперсимметрии*, *УФН*, **17**1 (2001) 939-950.
- 5. Н.В.Красников, В.А.Матвеев, *Поиск новой физики на большом адронном коллайдере*, *УФН*, **174** (2004) 697-725.
- 6. J.H.Schwarz, Superstring theory, Physics Reports, September 89 3 (1982) 223-322.
- 7. D.J.Gross et al, Heterotic string theory (I). Nucl. Phys., **B256** (1985) 253-284.
- 8. F.del Aguila et al., *Electroweak Symmetry Breaking and New Physics at the TeV Scale. Nucl. Phys.*, **B284** (1987) 530-556.
- 9. H.E.Haber and G.L.Kane, *The search for supersymmetry: Probing physics beyond the standard model. Physics Reports*, **C117** (1985) 73-263.
- 10. Ф.Т.Халил-заде, Б.И.Мехтиев, Х.А.Мустафаев, Расширенная суперсимметричная SU(2)×U(1)×U'(1)-модель лептонов и кварков. Часть I. Transaction of Azerbaijan Academy of Sciences, Series of Physical- mathematical and Technical Sciences, Physics and Astronomy, XXV № 5 (2005) 13-18.
- 11. Ф.Т.Халил-заде, Б.И.Мехтиев, Х.А.Мустафаев, Расширенная суперсимметричная SU(2)×U(1)×U'(1)-модель лептонов и кварков. Часть II. Transaction of Azerbaijan Academy of Sciences, Series of Physical- mathematical and Technical Sciences, Physics and Astronomy, XXVI № 5 (2006), 58-62.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ОБЫЧНЫХ ФЕРМИОНОВ И ИХ СУПЕРПАРТНЕРОВ С ХИГГСОВСКИМИ БОЗОНАМИ В СУПЕРСИММЕТРИЧНОЙ S U(2)× U(1)× U′(1)-МОДЕЛИ

- 12. F.T.Khalilzade, ABJ anomalies and extended supersymmetric $SU(2)\times U(1)\times U'(1)$ model, Proceedings of International Workshop "Quantum particles, Fields and Strings", Baku, September, (2005) 50-54.
- 13. О.Б.Абдинов, Ф.Т.Халил-заде, С.С.Рзаева, *Pacuupehhaя cynepcummempuчная* $SU(2) \times U(1) \times U'(1)$ модель и нейтральные слабые токи, Transaction of Azerbaijan Academy of Sciences, Series of Physical- mathematical and Technical Sciences, Physics and Astronomy, **XXVII**, № 5 (2007) 15-19

SUPERSIMMETRIK S U(2)× U(1)× U'(1)-MODELINDƏ ADİ FERMİONLARIN VƏ ONLARIN SUPERPARTNYORLARININ HİQQS BOZONLARLA QARŞILIQLI TƏSİRİ

F.T.XƏLİLZADƏ, B.İ.MEHDİYEV, X.A.MUSTAFAYEV

Lepton və kvarkların genişləndirilmiş supersimmetrik $SU(2)\times U(1)\times U'(1)$ – modelində adi fermionların və onların superpartnyorlarının Hiqqs bozonlarla qarşılıqlı təsirinə baxılmışdır. Bu qarşılıqlı təsirin laqranjianları üçün ifadələr alınmışdır.

THE INTERACTIONS OF THE ORDINARY FERMIONS AND THEIR SUPERPARTNERS WITH HIGGS BOZONS IN SUPERSYMMETRIC $SU(2) \times U(1) \times U'(1)$ - model

F.T.KHALIL-ZADE, B.I. MEHDIYEV, Kh.A.MUSTAFAYEV

In the framework of extended supersymmetric $SU(2)\times U(1)\times U'(1)$ - model of leptons and quarks the interactions of the ordinary fermions and their superpartners with Higgs bozons have been considered. The expressions for the lagranjians of these interactions have been obtained.

Редактор: Ш.Нагиев

PACS 621.315.592

INTERSUBBAND ABSORPTION IN SEMICONDUCTOR SUPERLATTICES IN MAQNETIC FIELD

G.B.IBRAGIMOV, R.G.ABASZADE, R.Z.IBAYEVA

Institute of Physics of Azerbaijan National Academy of Sciences AZ1143, Baku, H.Javid ave., 33
guseyn gb@mail.ru

received: 02.07.2013

accepted: 30.08.2013

Key words: semiconductor intersubband transitions, coefficient.

REFERAT

The electron states in a semiconductor superlattice in a perpendicular magnetic field have been investigated. The absorption coefficient of light wave caused by intersubband transitions of electrons in the semiconductor super lattice has been calculated.

The advances of modern semiconductor technologies led to the creation of low dimensional heterostructures where electrons are localized at size quantization levels. These low dimensional heterostructures are widely used in microelectronic and nanoelectronic devices, as well as in optoelectronics.

Artificial semiconductor heterostructures after opportunities to custom design systems with properties not encountered in natural materials. For example, it is possible to fabricate superlattices in which electrons and holes are spatially separated in adjacent layers with different compositions. Semiconductor superlattices are fascinating model system for electrons in a periodic potential [1]. They have enabled researchers to observe long-sought physical phenomena such as Wannier – Stark localization [2] and Bloch oscillations [3]. The absorption of a superlattice in perpendicular magnetic field has been measured by Maan [4].

In quantum well such so-called intersubband transitions have been extensively studied and have found applications in infrared detectors ("quantum well infrared phodetectors") [5] and lasers ("quantum cascade lasers") [6].

In [7], we studied the interband (between conduction band and valence band) optical transition of semiconductor superlattices. In this paper, we will study the intraband (intersubband in the conduction band) optical transition in the semiconductor superlattices.

We consider a system consisting of N_e electrons in a superlattice with a potential well U(z) of period d_{SL} along the z direction under the influence of longitudinal magnetic field $B = B\hat{z}$. The one - electron Hamiltonian then is given by

$$H = \frac{1}{2m^*} \left(p + \frac{eA}{c} \right)^2 + U(z), \tag{1}$$

where m^* is the effective mass of a conduction electron with electric charge -e and Landau gauge A is given by (A = -By, 0, 0).

The electron energy and electron wave function given by the eigenvalues of Eqs.(1) can be expressed by

$$E_n(k_z) = (n+1/2)\hbar\omega_c + \frac{\Delta}{2}(1-\cos k_z d_{SL}), \qquad (2)$$

$$\Psi_{nk_xk_z} = \frac{1}{L_y} \exp(ik_x x) \chi_{nk_x}(y) \xi(k_z), \tag{3}$$

where

$$\chi_{nk_x}(y) = \left(\frac{1}{2^n n! \sqrt{\pi l_B}}\right)^{1/2} \exp\left[-\frac{(y-y_0)^2}{2l_B^2}\right] H_n\left(\frac{y-y_0}{l_B}\right),$$

where dimensions of the sample are assumed to be $V = L_x L_y L_z$, Δ being the miniband width and d_{SL} denoting the periodicity of the potential, $l_B = \sqrt{\hbar/m^* \omega_c}$, $y_0 = l_b^2 k_y$, $H_n(x)$ is the n-th Hermite polynomial and $\xi_{k_z}(z)$ stands for the tight-binding Bloch function in the z direction.

When a magnetic field is applied perpendicular to the superlattice, Landau quantization takes place and the in-plane continuum splits up into discrete levels. At the same time, the minibands, resulting from the motion of the electrons and holes in growth direction, remain continuous.

For the case of non – degenerate electron gas, in first order perturbation theory, the absorption coefficient is given by [8, 9]

$$\alpha = \frac{2\pi\sqrt{\varepsilon(\omega)}}{c\hbar n_0} \left[1 - \exp\left(-\frac{\hbar\omega}{kT}\right) \right] \sum_{nk_xk_y} \sum_{n'k'_{k_x}k'_z} f_0\left(E_{nk_z}\right) \left\langle nk_xk_z \middle| H_R \middle| n'k'_xk'_z \right\rangle \right]^2 \delta\left(E_{n_xk_z} - E_{n'k_z} + \hbar\omega\right). \tag{4}$$

We write Hamiltonian $H_{\mathbb{R}}$ representing the interaction with the high-frequency field in the form

$$H_{R} = \frac{e}{m^{*}} \sqrt{\frac{2\pi\hbar n_{0}}{\epsilon(\omega)\omega}} \varepsilon \left(p + \frac{e}{c} A \right), \tag{5}$$

where ε is the polarization vector of the radiation field, ω and c are the frequency and velocity of the light wave. In the calculation of the matrix elements of H_R that follows, the high-frequency field is assumed to be uniform. A straightforward calculation of the square of the matrix element in the representation (3)

$$\left|\left\langle nk_{x}k_{z}\right|H_{R}\left|n'k'_{x}k'_{z}\right\rangle\right|^{2} = \left(\frac{2\pi\hbar n_{0}}{\in(\omega)\omega}\right)\left(e\Delta d_{SL}\sin(k_{z}d_{SL})/2\hbar\right)^{2}\delta_{nn'}\delta_{k_{x}k'_{x}}\delta_{k_{y}k'_{z}}.$$

We also replaced summations with respect to k_x and k_z in $\sum_{nk_xk_y}$ by the following relation [10]

$$\sum_{nk_xk_y} \left(\right) \rightarrow \left(L_x L_y / 4\pi^2 \right) \times \int_{m^*\omega_c L_y / 2\hbar}^{m^*\omega_c L_y / 2\hbar} dk_x \int_{-\pi/d_{SL}}^{\pi/d_{SL}} dk_z (...).$$

The electron distribution function $f_0(E_n(k_z))$ for nondegenerate semiconductor superlattice in presence of magnetic field, can be shown to be

$$f_0(E_n(k_z)) = \frac{4\pi\hbar n_e d_{SL} \sinh(\hbar\omega_c/2k_BT)}{m^*\omega_c I_0(\Delta/2k_BT)} e^{-\left(n+\frac{1}{2}\right)\frac{\hbar\omega_c}{k_BT}} e^{\frac{\Delta}{2k_BT}\cos k_z d_{sl}}.$$

Here $n_e = N_e/V$ denotes the electron density, and $I_0(\Delta/2k_BT)$ means the modified Bessel function [11].

In order to obtain a smooth absorption spectrum, we replace the δ function in a Eq.(4) with a Lorentzian function with a half-width Γ , viz.

$$\delta(E - \hbar\omega) \approx \frac{\Gamma}{\pi [(E - \hbar\omega)^2 + \Gamma^2]}$$
.

The magnitude of Γ is roughly equal to the energy spacing of the eigenstates.

G.B.IBRAGIMOV, R.G.ABASZADE, R.Z.IBAYEVA

- 1. H.T.Grahn, Semiconductor Superlattices, Growth and Electronic Properties, World Scientific, Singapore, (1995).
- 2. E.E.Mendez, F.Agullo-Runeda and J.M.Hong, *Stark Localization in GaAs-GaAlAs Superlattices under an Electric Field, Phys. Rev. Lett.*, **60** (1988) 2426-2429.
- 3. K.Leo, Interband optical investigation of Bloch oscillations in semiconductor superlattices, Semicond. Sci. Technol., 13 (1998) 249-263.
- 4. J.C.Maan, Magneto-optical properties of superlattices and quantum wells, Surf. Sci., 196 (1988) 518-522.
- 5. B.F.Levine, Quantmwell infrared photodetectors, J. Appl. Phys., 74 (1993) R1-R81.
- 6. J.Fast, F.Capasso, D.L.Sivco, C.Sirtori, A.L.Hutchinson and A.Y.Cho, Quantum cascade Laser, Science, **264** (1994) 553-556.
- 7. M.I.Aliev, G.B.Ibragimov, Interband absorption of light in semiconductors with superlattices in crossed electrical and magnetic fields, Transactions of Azerbaijan National Academy of Sciences, Series of Physical-Mathematical and Technical Sciences, Physics and Astronomy, XXIV 2 (2004) 23-26.
- 8. F.G.Bass and I.B.Levinson, *Cyclotron-phonon Resonance in Semiconductors, Zh. Exper. Teor. Phys.*, **49** (1965) 914-924.
- 9. G.B. Ibragimov, Intersubband optical absorption in parabolic quantum wires under a tilted magnetic field, J. Phys. Stat. Sol. (b), **241** (2004) 1923-1927
- 10. A.Suzuki and M.Ogawa, Magnetophonon resonance of quasi-two-dimensional and quasi-one-dimensional electronic systems in tilted magnetic fields, J. Phys. Condensed matter. Mat, 10 (1998) 4659-4676
- 11.I.S.Gradshteyn and I.M.Ryzhik, *Table of integrals, series, and products, Corrected and enlarged edition (A. Jeffrey, ed.), Academic Press, New York,* (1980).

МЕЖПОДЗОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ СО СВЕРХРЕШЕТКОЙ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Г.Б.ИБРАГИМОВ, Р. Г.АБАСЗАДЕ, Р.З.ИБАЕВА

Рассмотрены состояния электрона в перпендикулярном магнитном поле в полупроводниковой сверхрешетке. Вычислен коэффициент поглощения световой волны, обусловленной межподзонными переходами электронов в полупроводниковых сверхрешетках.

MAQNİT SAHƏSİNDƏ YARIMKEÇİRİCİ İFRATQƏFƏSLƏRDƏ ALTZONALARARASI UDULMA

H.B.İBRAHIMOV, R.Q.ABASZADƏ, R.Z.İBAYEVA

Perpendikulyar maqnit sahəsində yarımkeçirici ifratqəfəslərdə elektron hallarına baxılmışdır. Yarımkeçirici ifratqəfəslərdə altzonalararası udulma tədqiq edilmişdir.

Редактор: Ш.Нагиев

УДК: 621.315.592

РОЛЬ АТОМОВ САМАРИЯ В ФОРМИРОВАНИИ СТРУКТУРЫ ХАЛЬКОГЕНИДНЫХ СТЕКЛООБРАЗНЫХ ПОЛУПРОВОНИКОВ As-Se-S

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

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

Поступила: 01.07.2013		РЕФЕРАТ		
Принята к печати: 16.07.2013		Исследованы спектры комбинационного рассеяния		
		света (КРС) в пленках трехкомпонентных		
		халькогенидных стеклообразных полупроводников		
		(XCП) As-Se-S, легированных самарием. Показано,		
		что спектры КРС состоят из четырёх полос,		
		охватывающих интервалы частот 10 – 100; 195 –		
		290; 290 – 404; 420 – 507см ⁻¹ и сильно		
		изменяющихся легированием. Установлены		
		структурные единицы в As-Se-S и их возможные		
		изменения при легировании. Полученные		
		результаты объясняются исходя из особенностей		
Ключевые слова:	аморфные	распределения атомов самария в образце и их		
полупроводники, халькогениды		химической активностью		

ВВЕДЕНИЕ

Уникальные особенности физических свойств ХСП. В частноспрозрачность в ближнем и среднем ИК-диапазонах, высокая оптическая нелинейность[1-3], возможность менять В больших пределах преломления [4-6], а также простата технологического процесса изготовления образцов [7] делает их перспективным материалом для волоконной и интегральной оптики. Исследования показали, что в ХСП материалах существует корреляция между структурой и физическими свойствами [8-11]. Изменением режима технологического процесса изготовления образцов, их химического состава, а также легированием удаётся модифицировать их структуры и, таким образом, воздействовать на электронные и оптоэлектронные свойства [7-8,12-16]. Однако большинство исследований, посвященных указанной проблеме, в основном, выполнено на бинарных ХСП составах.

ХСП тройных составов, в частности As-Se-S и As-Se-Te, обладают рядом преимуществ по сравнению с бинарными на основе халькогена и мышьяка. Для них характерны низкая энергия фононов, химическая стойкость и более широкая прозрачности в ИК-диапазоне [17]. Анализ литературных сведений показал, что структура и электронные свойства указанных ХСП составов, модифицированных примесями, мало изучены и требуют исследования. Выбор редкоземельных элементов (РЗЭ) в качестве легирующих примесей обусловлен тем, что они как химически активные элементы могут образовать связи со всеми элементами, входящими в ХСП и, таким образом, структуры. привести модификации Кроме того, К атомы РЗЭ проявляются, в основном, в виде положительно заряженных ионов и согласно модели собственных заряженных дефектов [21], изменяя концентрации дефектов собственных заряженных (D^{\dagger}) И D-), дают возможность электронными свойствами. Выбор РЗЭ в качестве легирующих управлять элементов обусловлен еще тем обстоятельством, что стекло, легированное РЗЭ, является перспективным для применения в лазерах, оптических усилителях и преобразователях [2,18].

Исследованием дифракции рентгеновских лучей нами определены структурные параметры As-Se-S и As-Se-Te, в частности, «квазипериод» структуры, длина корреляции, т. е. размер области в которой поддерживается периодичность флуктуации атомов, диаметры пустот, характеристическое расстояние, соответствующее межатомной корреляции [19]. Показано, что значения указанных величин зависят от химического состава исследованных стекол и степени их легирования, что связано с изменением размеров и вида структурных единиц, входящих в них.

Как известно, эффективным методом исследования микроструктуры некристаллических веществ является изучение спектров инфракрасного (ИК) поглощения и КРС, которые, не разрушая состояние объекта, дают полезную информацию об изменениях, происходящих в химических связях и в молекулярной структуре материалов. Преимуществом применения КРС для аморфных и стеклообразных материалов является то, что в них, в отличие от кристаллических веществ, вследствие нарушения правила отбора, связанного с неупорядоченностью материала, все типы колебаний становятся оптически активными [20].

Настоящая работа посвящена исследованию спектров КРС в трехкомпонентных XCП материалах As-Se-S, легированных самарием.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА И ИЗГОТОВЛЕНИЕ ОБРАЗЦОВ

Синтез XCП материалов As-Se-S с примесью самария (0,1; 0,5; 1; 2; 2.5; 5ат%) осуществлен в следующей последовательности: особо чистые элементарные вещества в одинаковых атомных процентах наполнялись в кварцевые ампулы и после откачивания воздуха до давления 10^{-4} мм.рт.ст. в течении 3-х часов нагревались до температуры 900÷950°C 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 10мкм, используемые в исследованиях, получены термическим испарением со скоростью 0.4÷0.5мкм/сек на стеклянные подложки в вакууме под давлением 10⁻⁴ мм.рт.ст. Спектры КРС исследовались на трехмерном Конфокальном лазерном микроскопектрографе (Тубитак, Турция). Возбуждение осуществлялось Не-Ne лазером мощностью излучения 25mV и длиной волны 632,8нм. Радиус сечения падающего на пленку ~1мкм. Приемником излучения лазерного луча был служила Spekrograf Princeton Instruments Spec-10:400В Цифровой ССО системы 7386-0001 термоэлектрическим охладителем. Детектор-фотодиод Avalanç CCD камеры ССД 1340х400 пикселей, 20х20 микрон пикселей (26,8ммх8,0мм). Время экспозиции составляло 1÷90с.

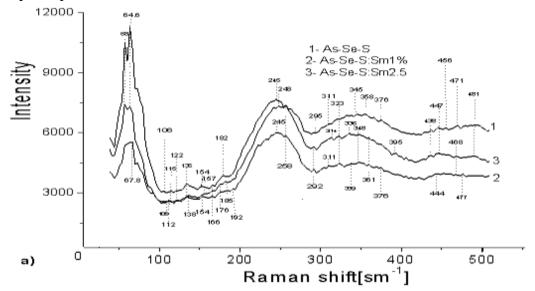
РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

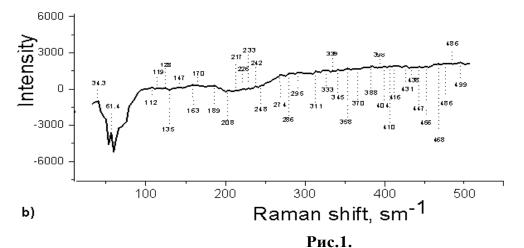
Спектры КРС исследованных образцов As-Se-S и As-Se-S, легированных самарием (1; 2,5%) представлены на Puc.1(a,6). Как видно из Puc.1(a) в спектре нелегированных As-Se-S существуют четыре широкие полосы, охватывающие интервал частот $10\div100$; $195\div290$; $290\div404$; $420\div507$ см $^{-1}$, которые, по сути, состоят из перекрывающихся узких полос, соответствующих колебательным модам различных структурных элементов. Полоса, наблюдаемая в низкочастотной

РОЛЬ АТОМОВ САМАРИЯ В ФОРМИРОВАНИИ СТРУКТУРЫ ХАЛЬКОГЕНИДНЫХ СТЕКЛООБРАЗНЫХ ПОЛУПРОВОНИКОВ As-Se-S

области (10÷100 см⁻¹), связана с рассеянием света на колебательных возбуждениях, подчиняющихся статистике Бозе. Из-за этого указанный пик называется «бозонный», несет косвенную информацию о структуре материала в масштабах среднего порядка [22-25] (интерпретации указанного пика будет посвящена отдельная работа).

Структура ХСП описывается на основе известных теорий: двух случайной ковалентной сетки (Covalent Random Network - CRN) химически упорядоченной сетки (Chemically Ordered Network - CON). Обе модели удовлетворяют правилу 8-N и представляют распределение типов связей в ковалентной сетке с несколькими элементами. В модели CRN распределение связи между гомополярными и гетерополярными парами атомов носит статистически случайный характер.





Спектры КРС чистых и легированных самарием образцов As-Se-S (a); спектр разности интенсивностей КРС для чистых и легированных самарием (2.5at%) образцов As-Se-S (b).

В модели СОN предпочтительны более сильные гетерополярные связи, а не гомополярные. В ХСП стехиометрических составов концентрация гомополярных связей не превышает 1%, и их можно рассматривать как структурные дефекты. При отклонении от стехиометрии концентрация гомополярных связей возрастает [11]. Авторы работы[28] показали, что для ХСП системы As-Se-S скорее всего подходит

модель CON. Согласно указанной модели в As-Se-S с избытком селена и серы (в нашем случае содержание обоих элементов превосходит стехиометрический состав) ожидается присутствие связей типа As-Se, As-S, Se-S, Se-Se, S-S, Se-As-Se, S-As-S, As-Se-Se. Кроме этого следует ожидать присутствие пирамидальных структурных элементов AsSe₃ и AsS₃ и «смешанных» пирамид AsSeS₂ и AsSSe₂, а также беспорядочно расположенных цепочек, состоящих из атомов селена, серы, колец Se_8 , S_8 и «смешанных» колец Se_xS_{8-x} . Присутствие атомов мышьяка в XCП в системе As-Se-S приводит к тому, что разрушается часть кольцевых молекул, и образуются цепные макромолекулы, и при этом атомы мышьяка играют роль мостиков между структурными единицами. образом, образуются связи между цепями, состоящими из атомов селена и серы, т.е. уменьшается количество цепных и кольцевых макромолекул, устанавливается сеточно-цепочечная структура. Однако существующая концентрация атомов As недостаточна, чтобы образовалась совершенная сеточно-цепочечная структура, и в материалах присутствуют в значительном количестве также кольцевые и цепные молекулы. Кроме этого в указанных составах могут встречаться такие структурные фрагменты, где цепи, состоящие из атомов (цепи содержат либо атомы селена, либо серы, либо смеси обоих атомов) сшиваются по пирамидальной структуре As-халькоген.

Полоса $195 \div 290$ см⁻¹ содержит слабовыраженные максимумы при 199, 223, 232, 242, 248, 258, 264, 272, 280см⁻¹. В составах As_xSe_{100-x} , где $x \le 40$ [26-27], наблюдались максимумы при 227÷232см⁻¹ и связывались спирамидальными структурными единицами типа AsSe₃ как основной структурный элемент, входящий в матрицу. B [26] также наблюдена полоса при к молекулярным фрагментам типа As₄ Se₄. Полоса, наблюдаемая приписана нами в интервале частот 199÷220см⁻¹, по видимому, также соответствует фрагментов. типу молекулярных Замена дискретного полосой связана с тем, что в образце существуют молекулярные фрагменты, в которых часть атомов селена заменен атомами серы (As₄ Se_{4-x} S_{4-x}). Частоты колебательных мод, относящиеся к указанным фрагментам близки друг к другу, поэтому пики перекрываются. Полоса, охватывающая 238÷250см⁻¹ с максимумами 242. 245cm⁻¹ соответствует хаотичному расположению цепных молекул -Se-Se-Se-Se-, среди которых существуют такие, где малая доля атомов Se заменена атомами S [26]. Пик при 258см⁻¹, который продолжается как плечо до 264см⁻¹ приписывается к кольцам Se_8 и «смешанным» кольцам Se_x S_{8-x} , где атомы серы составляют малую долю [26]. Как уже было отмечено в образцах, исследованных нами, содержание селена и серы превосходит стехиометрическое соотношение. Поэтому интенсивность пика, соответствующего колебательным модам цепных и кольцевых молекул больше, чем интенсивность пика, связанного спирамидальными структурными единицами типа AsSe₃. Полоса 268 ÷280см⁻¹ проявляется также в спектрах аморфного As₂Se и в большинстве XCП материалов, что приписывается колебаниям мостиковой связи - Se - Se- между пирамидальными структурными единицами As Se_3 или же между элементами As_4Se_4 (As_4Se_3) [26]. Таким образом, полоса 195÷290см⁻¹ соответствует колебательным модам структурных элементов, входящих в As-Se-S, в которых превалируют атомы Se.

Третья полоса $(290 \div 404 \text{cm}^{-1})$ также наблюдается в As_2S_3 , в бинарных системах $As_4O_6O_6$, и в тройных составах As - Se - S с избыточной концентрацией атомов селена и серы относительно стехиометрии [29-30], причем, чем больше концентрация атомов серы, тем ярко выраженно проявляется указанный пик. Максимум при 345cm^{-1} соответствует пирамидальной единице типа AsS_3 [27,30-31]. Полоса в интервале частот $350 \div 380 \text{cm}^{-1}$ с максимумами при 358,

РОЛЬ АТОМОВ САМАРИЯ В ФОРМИРОВАНИИ СТРУКТУРЫ ХАЛЬКОГЕНИДНЫХ СТЕКЛООБРАЗНЫХ ПОЛУПРОВОНИКОВ As-Se-S

367, 376cm^{-1} объяснена присутствием в образцах наряду с пирамидальными единицами $AsSe_3$, AsS_3 и смешанных пирамидальных структур $AsS(Se)_{3/2}$ и As_4S_4 [27]. Полоса $380 \div 400\text{cm}^{-1}$ приписана [27] взаимодействию между пирамидами AsS_3 .

Четвертая полоса $(420 \div 507 \text{cm}^{-1})$ соответствует колебательным модам гомополярных связей кольцевых и цепных молекул в основном состоящих из атомов серы. В частности, согласно [31-32] максимумы при 438, 471cm^{-1} соответствуют модам растяжения кольца S_8 . Максимум при 495cm^{-1} приписан [27] гомополярным связям S-S, входящим в различные структурные элементы. Предполагается, что появление ряда слабовыраженных максимумов в указанной области обусловлено существованием различных видов структурных элементов, в которые входят как гомополярные, так и гетерополярные связи, например типа As-S-S, As-S-As.

Слабовыраженные максимумы, расположенные в области частот $100 \div 200 \text{cm}^{-1}$ приписываются к различным дефектам, существующим в виде молекулярных фрагментов As_4 S(Se)₄, S(Se), As-As и т.д. [33]. Другие дефекты в виде пор, пустот и оборванных связей также могут давать вклады колебательным движениям в указанной области.

Как видно из рисунка влияние самария на спектры КРС системы As-Se-S сложный характер, причем сильное изменение наблюдается при частотах, превышающих 250см⁻¹. Самарий в малых концентрациях (1ат%) по всему спектру уменьшает интенсивность КРС. Кроме этого можно заметить, что почти исчезает последняя полоса и слабо выраженные полосы в интервале частот 100÷200см⁻¹. С ростом содержания самария (до 2,5ат%) интенсивность снова увеличивается, причем при частотах меньше 250см⁻¹ становится больше чем наблюдаемая в спектре нелегированных As-Se-S и, одновременно с этим, проявляются новые максимумы. Такое поведение спектральной зависимости обусловлено изменением относительной доли существующих структурных элементов, а также появлением новых элементов с участием атомов самария, что объясняется особенностями распределения атомов самария в образце и их химической активностью. В работах [6,8] показано, что примеси редкоземельных атомов, вводимые в ХСП в малых концентрациях, в основном, наполняют существующие поры и пустоты и, таким образом, происходит уменьшение концентрации дефектов указанного типа, что отражается в спектрах КРС в виде частичного исчезновения слабовыраженных пиков в интервале частот 100÷200см⁻¹.

Как уже было отмечено, последняя полоса связана с существованием в исследованных материалах кольцевых и цепных молекул, содержащих, Атомы самария, атомы серы. ведя себя как двух активный элемент, приводят трех валентный химически кольцевых молекул S₈ Se₈ образуют мостиковые связи между цепями, способствуют полимеризации макромолекул, сшивают концы полимерных пирамидальную структуру. Самарий из-за высокой химической активности сильнее влияет на структуру, чем атомы мышьяка и способствует установлению сеточно-цепочечной структуры, появляются новые структурные элементы, содержащие атомы мышьяка, селена, серы и самария. Влияние легирования спектры хорошо видно на Pис.1(b), KPC спектр разности интенсивностей КРС между чистым и легированным самарием (2.5at%) образцов системы As-Se-S. Предполагается, что полоса наблюдаемая в интервале 189÷274cm⁻¹ возникает в результате появления структурных элементов

типа SmSe, SmS,SmSe₃, SmS₃, As_xSmS_{1-x} , As_xSmSe_{1-x} , частоты которых находятся в этом интервале [34].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследованы спектры КРС термически напылённых пленок трехкомпонентных ХСП составов As-Se-S, легированных самарием. Показано, что спектры нелегированных образцов состоят из четырёх полос, охватывающих интервалы частот 10÷100; 195÷290; 290 ÷404; 420÷507см⁻¹. Анализом полученных результатов и сравнением их с литературными данными установлено, что первая полоса связана с существованием структурного упорядочения в масштабе среднего порядка.

перекрытием Вторая полоса образуется пиков, колебательным модам структурных элементов типа пирамиды AsSe₃, молекулярфрагментов типа $As_4 Se_4$, $(As_4 Se_{4-x} S_{4-x})$, цепных и кольцевых молекул -Se-Se-Se-Se-, Se₈ среди которых существуют такие, где малые доли атомов Se заменены атомами S, а также мостиковой связи - Se-Se- между различными структурными единицами. Третья соответствует колебательной моде пирамидальных структурных единиц типа AsS₃, AsS(Se)_{3/2} и As₄S₄; четвертая соответствует колебательным модам гомополярных связей кольцевых и цепных молекул, в основном, состоящих из атомов серы, а также связи типа As-S-S, As-S-As. Слабовыраженные пики, расположенные в области частот 100÷200см⁻¹ приписываваются дефектам, существующим в виде молекулярных фрагментов As₄S(Se)₄, S(Se), As-As, пор пустот, а также оборванных связей.

Самарий в малых концентрациях (1ат%) по всему спектру уменьшает интенсивность сигнала, а также приводит к исчезновению последней полосы и слабовыраженных пиков в области частот 100÷200см⁻¹. С ростом содержания 2,5at%) интенсивность снова увеличивается, при частотах самария меньше 250см-1 становится больше, чем у нелегированных образцов и, одновременно с этим, проявляются новые максимумы. Такое поведение спектральной зависимости объяснено особенностями распределения атомов самария в образце и их химической активностью.

Авторы выражают благодарность профессору К.Р.Аллахвердиеву за возможность проведения экспериментов, обсуждение и ценные советы.

Работа выполнена при поддержке Украинского научно-технологического центра (грант№5596)

- 1. J.S.Sanghera, I. D. Aggarwal, L. B. Shaw, C. M. Florea, P. Pureza, V. G. Nguyen, F. Kung, *Nonlinear properties of chalcogenide glass fibers, J Optoelectronics and Advanced materials.*, **8** (2006) 2148-2155.
- 2. A.Zakery and S/ Elliott, *Optical properties and applications of chalcogenide glasses, J. Non-Cryst.*, **330** (2003) 1-12.
- 3. J. S. Sanghera, I. D. Aggarwal, *Active and passive chalcogenide glass optical fibers for IR applications, J. Non-Cryst. Solids*, **256-257** (1999) 6-16.
- 4. И. В. Фекешгази, К. В. Май, Н. И. Мателешко, В. М. Мица, Е. И. Боркац, Структурные преобразования и оптические свойства халькогенидных стекол As_2S_3 , $\Phi T\Pi$, **39** (2005)986-990.
- 5. А. М. Настас, А. М. Андриеш, В. В. Бивол, А. М. Присакар, Г. М. Тридух, Влияние зарядки халькогенидных стеклообразных полупроводников в коронном заряде на процессы образования голографических дифракционных решеток, Письма в ЖТФ, **32** (2006) 89-93.

РОЛЬ АТОМОВ САМАРИЯ В ФОРМИРОВАНИИ СТРУКТУРЫ ХАЛЬКОГЕНИДНЫХ СТЕКЛООБРАЗНЫХ ПОЛУПРОВОНИКОВ As-Se-S

- 6. А.И. Исаев, С. И. Мехтиева, С. Н. Гарибова, Р. И. Алекперов, В. З. Зейналов, Исследование оптических параметров халькогенидной полупроводниковой системы Se-As содержащей примеси EuF₃, ФТП, **45** (2011) 1026-1030.
- 7. 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).
- 8. A.I.Isayev, S.I. Mekhtieva, N.Z.Jalilov, R.I. Alekperov, *Localised states in the band gap of chalcogenide glass-like semiconductors of Se–As system with Sm impurity, Solid State Communications,* **149** ISS 1-2 (2009)45-48.
- 9. О.А.Голикова, Средний порядок и оптоэлектронные свойства тетраэдрически координированного гидрированного аморфного полупроводника, ФТП, **25** (2001) 1370-1375.
- 10. Zha Congji, Wang Rongping, et all, *Optical properties and structural correlations of Ge-As-Se chalcogenide glasses*, *J. Sci: Mater. Electron*, **18** (2007)389-392.
- 11.К.Д. Цендин, Электронные явления в халькогенидных стеклообразных полупроводниках, Санкт Петербург, (1996) 320.
- 12. K. N. Dri, D.Houphouet-Boigny, J. C. Jumas, *Study of first sharp diffraction peak in As2S3 glasses by X-ray.*, *J. Non-Oxide Glasses*, **3** (2012)29-37.
- 13. F. Sava, A. Lorinczi, M. Popescu, G. Sokol, E. Axente, I. N. Mihailscu, M. Nistor, *Amorphous SnSe₂ films, J. Optoelectron. Adv. Mater.*, **8** (2006) 1367-1371.
- 14. М. Ф. Чурбанов, В. С. Ширяев и др., *Высокочистые стекла систем As-S-Se и As-Se-Te и световоды на их основе, Неорг. Матер.*, **43** (2007) 506-512.
- 15. N. B. Zakharova, I. I.Yatlinko, A.I.Isayev, S.I. Mekhtiyeva, *Improvement of charge transport in Se-As glasses by doping with halogens., J. Non– Cryst solids,* **167** (1994) 65-69.
- 16. A.I. Isayev, S.I.Mekhtiyeva, N.Z.Jalilov, R.I, Alekperov, V.Z.Zeynalov, *The optical absorption of Se95As5 system doped by atoms of samarium., J. of Optoelectronics and Advanced Materials-RC, IISS* **8** (2007)368-372.
- 17. M. F.Churbanov, V. S. Shiryaev, I. V. Scripachev et al, *Optical fibers based on As–S–Se glass system.*, *J. Non- Cryst Solids*, **284** (2001) 146-152.
- 18. S. G. Bishop, D. A. Tumbull, B. G. Aitken, Excitation of rare earth emission in chalcogenide glasses by broadband Urbach edge absorption., J. Non- Cryst Solids, 266-269 (2000)876-883.
- 19. Р.И.Алекберов, А.И.Исаев, С.И.Мехтиева, Г.А.Исаева, Г.Г. Гусейнов, А.С. Амиров, Структура халькогенидных стеклообразных полупроводников Asse-S и As-Se-Te легированных самарием, Azerbaijan National Academy of Sciences, Series of Physical- Technical and Mathematical Sciences, Physics and Astronomy, XXXIII №2 (2013) 44-56.
- 20. M.S. Iovu, E.I. Kamitsos, C.P.E. Varsamis, p. Boolchand, M. Popescu, *Raman spectra of AsxSe100-x and As40Se60 glasses doped with metals, Chalcogenide Letters*, **2** (2005) 21-25.
- 21. Н.Ф.Мотт, Э.А.Девис, Электронные процессы в некристаллических веществах М., Мир, (1982) 664.
- 22. V.K.Malinovsky, V.N.Novikov, P.P.Parshin, A.P.Sokolov, M.G.Zemlyanov, *The nature of the boson peak in Raman scattering of glasses, Europhys. Lett.*, **11** (1990) 43-47.
- 23. М.И.Клингер, *Низкотемпературные свойства и локализованные* электронные состояния стекол, УФН, **152** (1989) 623-652.
- 24. U.Buchenau, Yu.M.Galperin, V.L.Gurevich, H.R.Shober, *Anharmonic pothentials and vibrational localization in glasses, Phys. Rev.*, **B43** (1991) 5039.

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

- 25. J. R. Graebner, B. Golding, *Phonon localization in aggregates, Phys, Rev.*, **B34** (1986) 5788.
- 26. 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.
- 27. A.V.Stronski, M. Vicek, S.A.Kostyukevych et al., Semicon. Phys. Quantum Elec. & Optoelect. Study of non-reversible photostructural transformations in As₄₀S_{60-x}Sex layers applied for fabrication of holographic protective elements, **5** (2002) 284-287.
- 28. J.L.Wang, J.C.Tsai, C.T.Liu, Structural properties of the glass system As–Se–S studied by x-ray absorption spectroscopy, J. Appl. Phys., **88** (2000) 2533-2540.
- 29. T.Cardinal, K.A.Richardson, H.Shim, A.Schulte, R.Beatty, K.Le Foulgoc, C.Meneghini, J.F.Viens, A.Villeneuve, *Non-linear optical properties of chalcogenide glasses in the system As–S–Se, J. Non-Cryst. Solids,* **256 -257** (1999) 353-360.
- 30. C.Lopez, K.A.Richardson, R.Valee, et.al, *Photo–Induced Changes in Arsenic–Based Chalcogenides, paper, CThP2512, CLEO'04/ San Francisco*, (2004).
- 31. M.Terao et all, Reversible amorphous optical memory, Jap J. Appl. Phys., 41 (1972) 61.
- 32. C.W.Thompson, N.G.Gingrich, J. Chem. Phys., Atomic Distributions in Liquid, Plastic, and Crystalline Sulfur., 31 (1959) 1598.
- 33. M. Vleck, A. V. Stronski, A. Sclenar, T. Wagner, S.O. Kasap, *Structure and imaging properties of As*₄₀*S*_{60-x}*Se*_x *glasses J. Non-Cryst. Solids*, **266-269** (2000) 964-968.
- 34. M.W.Elmiger, Raman Scattering under high pressure in samarium selenide and Brilluen spectroscopy from surface acoustic waves, Diss. Doct. Of Natural sciences, Swiss federal institute of technology Zurich, (1988) 90.

ŞÜŞƏVARİ HALKOGENİD As-Se-S YARIMKEÇİRİCİSİNİN QURULUŞUNUN FORMALAŞMASINDA SAMARİUM ATOMLARININ ROLU

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

Samarium atomlari ilə legirə olunmuş üçkomponentli şüşəvari halkogenid yarımkeçirici (ŞHY) nazik təbəqələrdə işığın kombinasiyalı səpilməsi(İKS) spektri tədqiq olunmuşdur.Göstərilmişdir ki, İKS spektri legirələnmə sayəsində tezlikləri 10÷100; 195÷290; 290÷404; 420÷507sm¹ intervalları əhatə edən, kəskin dəyişən zolaqlardan ibarətdir. A-Se-S sistemində struktur elementlər və onların legirələnmənin hesabına mümkün dəyişiklikləri müəyyən olunmuşdur. Alınmış nəticələr tədqiq olunan nümunələrdə samarium atomlarının paylanma xüsusiyyətləri və onların kimyəvi aktivliyi ilə izah olunmuşdur.

THE ROUL SAMARIUM ATOMS IN THE STRUCTURE FORMATION OF CHALCOGENIDE VITREOUS SEMICONDUCTORS As-Se-S

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

The spectra of Raman scattering (RS) have been investigated in a three-compounents chalcogenide semiconductors (CGS) As-Se-S and doped by samarium. It has been shown that the Raman spectra comprise four bands covering the frequency ranges $10 \div 100$; $195 \div 290$; $290 \div 404$; $420 \div 507 \text{sm}^{-1}$, greatly varying with doping. Determined The structural units in the As-Se-S and their possible changes in doping. The results have been explained based on the features of the distribution of samarium atoms in the sample and their chemical activity

Редактор: Т.Мамедов

УДК 621.315.592

ОПТИЧЕСКИЕ ФОНОНЫ В СОЕДИНЕНИЯХ $A^2B^3{}_2C^6{}_4$

Т.Г.КЕРИМОВА, Н.А.АБДУЛЛАЕВ, И.А.МАМЕДОВА, И.Г.НАСИБОВ, З.И.БАДАЛОВА

Институт физики НАН Азербайджана, AZ-1143, г. Баку, пр. Джавида, 33 ktaira@physics.ab.az

поступила: 12.05.2013 принята к печати:20.08.2013

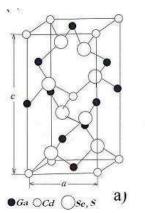
РЕФЕРАТ

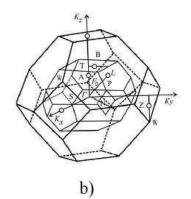
Приводятся результаты исследования спектров комбинационного рассеяния монокристаллов $ZnGa_2Se_4$ в различных геометриях эксперимента. В результате анализа экспериментальных результатов спектров комбинационного рассеяния $ZnGa_2Se_4$ совместно с данными для $ZnAl_2Se_4$ установлено соответствие между частотами оптических фононов и конкретными смещениями атомов в элементарной ячейке.

Ключевые слова: комбинационное рассеяние, оптические фононы, $ZnGa_2Se_4$ и $ZnAl_2Se_4$.

Полупроводниковые соединения $A^2B^3{}_2C^6{}_4$ (A-Zn, Cd; B-In, Ga; C-S, Se, Te), кристаллизующиеся в пространственной группе $S_4{}^2$ (тиогаллат), являются кристаллохимическими аналогами соединений $A^2B^4C^5{}_2$ (A- Cd; Zn, B- Si, Ge, C-P, As) со структурой халькопирита (пр.гр. $D^{12}{}_{2d}$) и сфалерита (пр.гр. T_d)

На Рис.1 представлена кристаллическая решетка соединений (Рис.1(а)), кристаллизующихся в пространственной группе S^2_4 , и зона Бриллюэна сфалерита, халькопирита и тиогаллата (Рис.1(b)). Соединения (пространственная группа S^2_4), также как и халькопирит (пространственная группа D_{2d}^{-12}) кристаллизуются в тетрагональной структуре и отличаются от халькопирита наличием вакантного узла в катионной подрешетке. Поэтому зоны Бриллюэна соединений (пр. гр S^2_4) и (пр. гр. D_{2d}^{-12}) одинаковы. Следует отметить, что зона Бриллюэна этих соединений в 4 раза меньше зоны Бриллюэна сфалерита, и потому высокосимметричные точки на краю зоны Бриллюэна сфалерита трансформируются в центр зоны Бриллюэна этих соединений. Понижение симметрии кристаллической решетки приводит к





тому, что моды, активные на краю зоны Бриллюэна сфалерита являются активными в центре зоны Бриллюэна халькопирита и тиогаллата.

Рис.1.

Кристаллическая решетка (a) соединений, кристаллизующихся в пространственной группе $S_4{}^2$ (тиогаллат) и зоны Бриллюэна (b) соединений кристаллизующихся в структуре сфалерит (пр.гр. T_d) и тиогаллат (пр.гр. $S_4{}^2$).

Наблюдаемое в этих соединениях двулучепреломление, оптическая активность, яркая фотолюминесценция, высокая фоточувствительность выдвигают их в ряд перспективных материалов для использования в полупроводниковом приборостроении. Поэтому всестороннее исследование их физических свойств является актуальной задачей. Особое место принадлежит исследованиям фундаментальных характеристик (электронных и фононных спектров этих

Т.Г.КЕРИМОВА, Н.А.АБДУЛЛАЕВ, И.А.МАМЕДОВА, И.Г.НАСИБОВ, З.И.БАДАЛОВА

соединений как теоретически, так и экспериментально, поскольку эти данные важны при объяснении теплоемкости, теплопроводности, оптических свойств, вычислениях зонной структуры, термодинамических параметров и др.).

Оптические фононы в ZnGa₂Se₄ исследованы в [1,2]. В [1] спектры комбинационного рассеяния измерены в произвольной геометрии эксперимента. При идентификации оптических фононов по типам симметрии имеются разногласия. В [2] приводятся спектры инфракрасного отражения. Измерения проведены в поляризации параллельно и перпендикулярно тетрагональной оси С. Известно, что для получения полной информации о частотах оптических фононов по типам симметрии необходимы исследования спектров КРС в различных геометриях эксперимента.

В настоящей работе впервые приводятся результаты исследования спектров KPC $ZnGa_2Se$ в различных геометриях эксперимента. Полученные результаты обсуждаются совместно с литературными данными для $ZnAl_2Se_4$ [3].

Целью данной работы является установление соответствия между частотами оптических фононов и конкретными смещениями атомов в элементарной ячейке.

ПОЛУЧЕНИЕ МОНОКРИСТАЛЛОВ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Монокристаллические образцы $ZnGa_2Se_4$ были выращены методом газотранспортных реакций. В качестве переносчика использовался кристаллический йод. Выращенные монокристаллы имели форму трехгранных призм с наиболее развитой гранью (112), с которой тетрагональная ось С составляет 37^0 . Некоторые образцы имели форму пластин с гранями (001), т.е. тетрагональная ось была перпендикулярна плоскости ху. Пластины имели размеры $5x4x3mm^3$, из которых готовились образцы ориентированные вдоль осей х и у. Ось z перпендикулярна плоскости. Из рентгенографических исследований вычислены параметры решетки, a=5,496Å, c=10.99Å, c/a=2, которые согласуется с данными [4].

Спектры КРС были измерены на приборе ДФС-12. В качестве источника возбуждения использовалась линия излучения 5144,6Å аргонового лазера. В качестве приемника излучения использовался ФЭУ-79, работающий в режиме счета фотонов.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Колебательный спектр в соединениях (пр.гр. ${\rm S_4}^2$) описывается следующими неприводимыми представлениями

$$\Gamma_{\kappa\alpha N} = 3A(KP) + 6B(MK,KP) + 6E(MK,KP.)$$

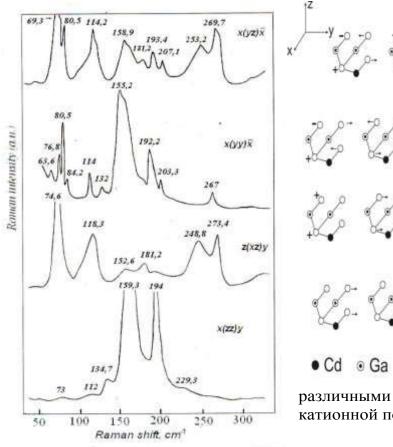
В спектрах комбинационного рассеяния разрешены 3 моды симметрии A, 5 мод симметрии B и 5 мод симметрии E разрешены как в спектрах инфракрасного поглощения, так и спектрах KPC. Одна мода симметрии B и одна двукратновырожденная мода E являются акустическими.

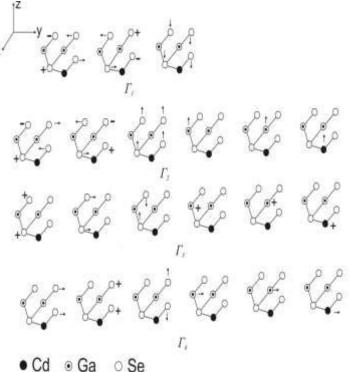
На Рис.2 представлены спектры комбинационного рассеяния монокристаллов $ZnGa_2Se_4$, измеренных в различных геометриях эксперимента. Идентификация наблюдаемых частот оптических фононов проведена согласно правилам отбора для соответствующих геометрий эксперимента [5]. Рзультаты представлены в таблице. Там же представлены частоты оптических фононов для $ZnAl_2Se_4$ [3].

Для выяснения вопроса о том, какие оптические фононы связаны с конкретными смещениями атомов в элементарной ячейке необходимо провести анализ симметризованных смещений атомов в элементарной ячейке соединений, кристаллизующихся в пространственной группе S^2_4 .

На Рис.3 представлены симметризованные смещения атомов в элементарной ячейке, кристаллизующихся в пр. гр. S^2_4 [6]. Видно, что моды симметрии A

обусловлены смещениями атомов анионной подрешетки вдоль кристаллографических осей x,y,z. Атомы катионной подрешетки не участвуют в смещениях. Анализ симметризованных смещений атомов в элементарной ячейке соединений, кристаллизующихся в пространственной группе S_4^2 [6], показал, что моды В и Е симметрии обусловлены синфазными смещениями атомов анионной подрешетки относительно трехвалентных катионов вдоль кристаллографической оси С и в плоскости ху. При этом создается значительный дипольный момент. С другой стороны, значения высокочастотных мод в ряду соединений $CdGa_2Se_4$ [7], $ZnGa_2Se_4$, $AgGaSe_2$ [8], $CuGaSe_2$ [9] практически не зависят от массы атомов элементов первой и второй групп таблицы Менделеева. Следовательно, высокочастотные моды обусловлены смещениями диполя (2Ga-4Se). Для подтверждения этих выводов в настоящей работе обсуждаются соединения с





различными трехвалентными атомами в катионной подрешетке (Ga, Al).

Рис.2. Спектры комбинационного рассеяния $ZnGa_2Se_4$ в различных геометриях эксперимента.

Рис.3. Симметризованные смещения атомов в элементарной

симметризованные смещения атомов в элементарной ячейке соединений, кристаллизующихся в пространственной группе S_4^2 (тиогаллат).

Для сравнения в Таблице 1 приведены значения оптических фононов для $ZnAl_2Se_4$ [3]. Как видно из Таблицы 1, значения высокочастотных мод B_1 , B_2 и E_1 , E_2 в $ZnGa_2Se_4$ и $ZnAl_2Se_4$ значительно различаются. Последнее связано с различием атомных масс трехвалентных катионов. Значения более низкочастотных мод B_3 , B_4 и E_3 , E_4 в $ZnAl_2Se_4$ совпадают с значениями B_3 , B_4 и E_3 , E_4 в $ZnGa_2Se_4$. Следовательно, эти моды обусловлены смещениями диполя (Zn-4Se). Учитывая, что масса Al (27) более чем в 2 раза меньше массы Zn (67), следует

Т.Г.КЕРИМОВА, Н.А.АБДУЛЛАЕВ, И.А.МАМЕДОВА, И.Г.НАСИБОВ, З.И.БАДАЛОВА

предположить, что самые низкочастотные моды B_5 и E_5 симметрии обусловлены смещениями атомов Al.

Заключение

В результате анализа экспериментальных результатов спектров комбинационного рассеяния $ZnGa_2Se_4$ совместно с данными для $ZnAl_2Se_4$ установлено соответствие между частотами оптических фононов и конкретными смещениями атомов в элементарной ячейке.

Таблица1.Частоты оптических фононов в ZnGa₂Se₄ и ZnAl₂Se₄ [3].

	ZnGa ₂ Se ₄	7 110 -1	
Симметрия	ИК [2] ω, cm ⁻¹	KPC ω, cm ⁻¹	$ZnAl_2Se_4$ ω , cm ⁻¹ [3]
B ₁ LO)	278	274	390
$B_2(LO)$	246		348
$B_3(LO)$	200	203	203
$B_4(LO)$	136	130,9	140
$B_5(LO)$	81	84,2	87
B ₁ (TO)	255	267	378
$B_2(TO)$	230	229,3	328
B ₃ (TO)	192	192	193
B ₄ (TO)	126	132	136
$B_5(TO)$	79	80,5	83
E ₁ (LO)	275	273.4	400
E_2 (LO)	245	248.8	348
E_3 (LO)	200	203	203
E_4 (LO)		118	105
E_5 (LO)	82	80,5	88
E_1 (TO)	250	253	368
E ₂ (TO)	236	236	336
E ₃ (TO)	190	193,4	193
E ₄ (TO)		114	105
E ₅ (TO)	80	80,5	83
A_1		134.7	
A_2		159.3	
A_3		194	

- 1. P.P.Lottici and C.Razzetti, Solid State Communications, 46, (1983) 681-685.
- 2. A.Eifler, G.Krauss, V.Riede, V.Krämer, W.Grill, *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, **66**, (2005) 2052-2060.
- 3. A.Eifle, J.-D.Heelhet, G.Lippold, V.Riede, W.Grill, G.Kraub, V.Kramer, *Physica B, Condensed Matter*, **263-264** (1999) 806-808.
- 4. H.Hhan, G.Frank, W.Klinger, A.Stoerger, S.Stoerger, *Anorg. Allgemaine Chemie*, **279** (1955) 241-251.
- 5. R.Bacewicz, Y.P.Lottici and R.Rozetti, J. Physica C.: Solid. Stat. Phys., 12 (1979) 3603-3614.
- 6. Т.Г.Керимова, Доклады AH Азерб. ССР, **35** (1979) 29-33.
- 7. Т.Г.Керимова, Р.Х. Нани, Э.Ю.Салаев, В.Я. Штейншрайбер, *ФТТ*, **21** (1979) 1961-1964.
- 8. I.V.Bondar, A.G.Karoza, G.F.Smirnova, Phys. Stat. Sol. (b), 84 (1977) K65-K69.
- 9. J.P. van der Ziel, A.E.Meixner, H.M.Kasper, and J.A.Ditzenberger, *Phys. Rev. B*, **9** (1974) 4286-4296.

ОПТИЧЕСКИЕ ФОНОНЫ В МОНОКРИСТАЛЛАХ $A^2B_2^3C_4^6$

A²B³₂C⁶₄ BİRLƏŞMƏLƏRİNDƏ OPTIK FONONLAR

T.H.KƏRIMOVA, N.A.ABDULLAYEV, İ.Ə.MƏMMƏDOVA, İ.Q.NƏSIBOV, Z.BƏDƏLOVA

 $ZnGa_2Se_4$ monokristalının kombinasion səpilmə spektrləri müxtəlif istiqamətlərdə tədqiq edilmişdir. Alınmış nəticələrin $ZnAl_2Se_4$ monokristalının verilənləri ilə müqayisə edilmişdir. $ZnGa_2Se_4$ monokristalının kombinasion səpilmə spektrlərinin təcrübi nəticələrinin $ZnAl_2Se_4$ monokristalının verilənləri ilə müqayisəsindən optik fononların tezlikləri ilə elementar özəkdə atomların konkret sürüşmələri arasında uyğunluq müəyyən edilmişdir.

OPTICAL PHONONS IN A²B³₂C⁶₄ COMPOUNDS

T.G.KERIMOVA, N.A.ABDULLAYEV, I.A.MAMEDOVA, I.G.NASIBOV, Z.BADALOVA

Raman spectra of $ZnGa_2Se_4$ single crystals at various geometries have been presented. As a result of the analysis of experimental results of Raman scattering spectra of $ZnGa_2Se_4$ together with data for $ZnAl_2Se_4$, conformity between optical phonon frequencies and concrete displacements of atoms in unit cell have been established.

Редактор: Р.Сардарлы

УДК 537.622

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ЭВТЕКТИКИ GaSb-FeGa_{1.3}

И.Х.МАМЕДОВ*, К.И.ЯНУШКЕВИЧ**, М.И.АЛИЕВ, Д.Г.АРАСЛЫ, Р.Н.РАГИМОВ, А.А.ХАЛИЛОВА, А.В. ГАЛЯС**

Институт Физики НАН Азербайджана Аz-1143, г.Баку, пр.Г.Джавида, 33 Национальная Академия Авиации Азербайджана* AZ 1045, г.Баку, Бина, 25-км

ГНПО«Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению» ** 220072, г.Минск, ул. П.Бровки, 19

rashad@physics.ab.az

поступила: 03.07.2013	РЕФЕРАТ
принята к печати:26.08.2013	Пондеромоторным методом и вибромагнитометром
	исследованы удельная намагниченность и магнитная
	восприимчивость эвтектического композита GaSb-
	FeGa _{1.3} в магнитных полях с индукцией 0,86Тл и в
	области температур 80÷750К. Полевые зависимости
Ключевые слова: эвтектический	удельной намагниченности в магнитных полях с
композит, намагниченность, магнитная	индукцией ±14 Тесла исследованы при температурах
восприимчивость, магнитомягкий	4,6К и 295К. Установлено, что эвтектический композит
материал.	GaSb-FeGa _{1.3} является магнитомягким материалом.

ВВЕДЕНИЕ

В последние десятилетия интенсивно изучаются разбавленные магнитные полупроводники (РМП) на основе A^3B^5 [1-4] как перспективные магнитные полупроводники для использования в качестве инжекторов спин-поляризованных электронов [5]. С этой точки зрения эвтектические композиты полупроводникметалл на основе соединений A^3B^5 и 3d-металлов, обладающие стабильной структурой и воспроизводимостью характеристик, представляют определенный интерес. В них в полупроводниковой матрице A³B⁵ равномерно и параллельно распределены металлические включения - соединения с 3d металлами. Наши предыдущие работы посвящены получению и исследованию явлений переноса электрического заряда и тепла в эвтектическом композите GaSb-FeGa_{1.3} [6,7]. Данная работа посвящена исследованию их магнитных свойств.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Эвтектический композит GaSb-FeGa_{1.3} получен по технологии, подробно описанной в работе [6]. Полученная эвтектика характеризовалась равномерным распределением металлических включений второй фазы FeGa_{1.3} в матрице GaSb фронта кристаллизации. Композит имел проводимость концентрацией носителей заряда 1,2x10¹⁸см⁻³ при комнатной температуре.

На дифрактометре "Advance D8" фирмы "Broker" проведен рентгенофазовый анализ композита при температурах 230К, 300, 350 и 420К.

Микроструктура и морфология эвтектического композита GaSb-FeGa₁₋₃ исследовались сканирующим высокоразрешающим электронным микроскопом SEM модели Philips с приставкой рентгеновского спектроскопа (EDX model EDAXTM) при ускоряющем напряжении 15кВ. Поверхностный рельеф образцов исследован атомным силовым микроскопом марки NC-AFM.

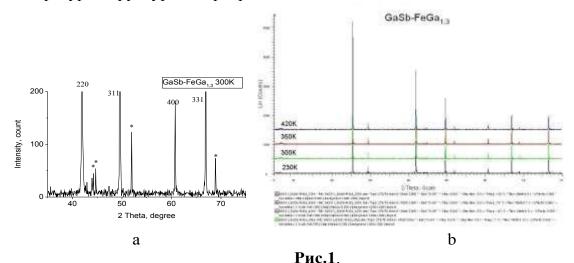
Пондеромоторным вибромагнитометром методом И исследованы температурные намагниченности зависимости удельной И магнитной

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ЭВТЕКТИКИ GaSb-FeGa_{1.3}

восприимчивости эвтектического композита GaSb-FeGa $_{1.3}$. Намагниченность образца измерена при направлении магнитного поля перпендикулярно и параллельно металлическим включением. Проведены измерения зависимостей удельной намагниченности σ =f(H) в магнитных полях с индукцией ± 14 Тесла при температурах 4,6К и 295К.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Дифрактограммы эвтектического композита $GaSb-FeGa_{1.3}$ при разных температурах приведены на Puc.1. Интенсивные линии (Puc.1a) соответствуют соединению GaSb (для них указаны индексы Munnepa), а линии, обозначенные звездочкой - соединению Fe_3Ga_4 [8]. Спектры, полученные при разных температурах (Puc.16), также подтверждают двухфазность системы. С изменением температуры структурных превращений не наблюдается.



Дифрактограмма композита GaSb-FeGa_{1.3} при 300K (а) и разных температурах (b).

На Рис.2 представлены распределение металлических включений при поперечном разрезе и карты распределения железа, галлия и сурьмы. Из рисунка четко видно равномерное распределении элементов. На Рис.3(а и b) представлены рельефные изображения и соответствующие профилограммы поверхностей кристаллического образца, соответственно. Как видно, поверхности участков, содержащих включения FeGa_{1.3}, более рельефны и размеры нанофрагментов меняются в пределах 32÷45nm.

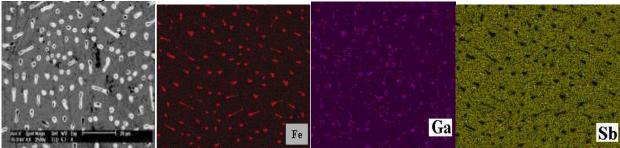
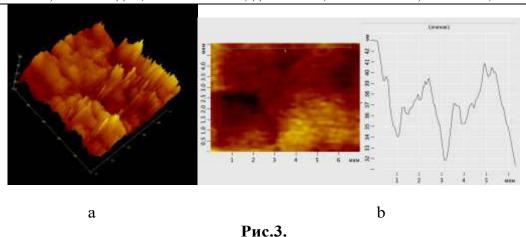


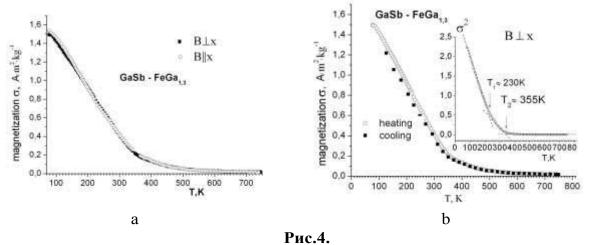
Рис.2.

Распределение металлических включений при поперечном разрезе и карта распределения железа, галлия и сурьмы, полученные EDX анализом. Светлые участки показывают наличие, а черные - отсутствие элемента.



ACM-изображение поверхности композита GaSb-FeGa_{1.3}: а) трехмерное изображение; б) двумерное изображение и профилограмма вдоль линии сканирования.

В магнитном поле напряженностью B=0,86Тл в интервале температур 80÷750К изучена зависимость удельной намагниченности σ =f(T) композита GaSb–FeGa_{1.3} при направлении магнитного поля перпендикулярно и параллельно металлическим включениям (Puc.4). Как видно, удельная намагниченность плавно изменяется в пределах $1,4\cdot10^{-2} \le \sigma \le 1,54 \,\mathrm{A\cdot m^2/kr}$ и в обоих направлениях магнитного поля к металлическим включениям кривые идентичны. При нагреве и охлаждении в зависимости $\sigma(T)$ гистерезиса не наблюдается (Puc.4b). Этот экспериментально установленный факт указывает на обратимость магнитных свойств композита в указанном интервале температур.



Температурная зависимость удельной намагниченности GaSb-FeGa_{1.3} при: а) направлении магнитного поля перпендикулярно и параллельно металлическим включениям; b) нагреве и охлаждении в интервале 80÷750К при В⊥х.

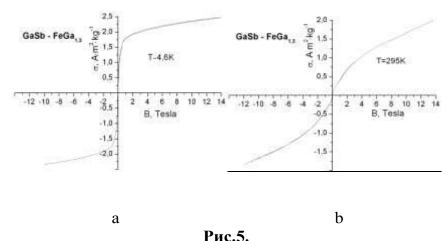
На вставке к Рис.4b приведена зависимость $\sigma^2 = f(T)$, из которой можно определить температуру Кюри (T_C) вещества. Как известно, для классических ферромагнетиков триады железа (Fe, Co, Ni), зависимость $\sigma^2 = f(T)$ дает только один четкий излом двух прямолинейных участков. По этому излому зависимости $\sigma^2 = f(T)$ впервые получено точное значение температуры Кюри T_C этих веществ. T_C температура магнитного фазового превращения «магнитный порядок—магнитный беспорядок». Для композита GaSb—FeGa_{1.3} зависимость $\sigma^2 = f(T)$ имеет два четких излома в интервале температур $80 \le T \le 750$ К. Очевидно, что на зависимости $\sigma^2 = f(T)$ интервал температур устойчивого существо-

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ЭВТЕКТИКИ GaSb-FeGa₁₃

вания дальнего магнитного порядка, а интервал $T_{C2} \le T < 750 \mathrm{K}$ — парамагнитного состояния (состояние «магнитного беспорядка»). Интервал температур $T_{C1} \le T \le T_{C2}$, вероятно, есть температурная область существования ближнего магнитного порядка с удельной намагниченностью $0.2 < \sigma \le 0.74 \mathrm{A \cdot M^2 \cdot Kr^{-1}}$. Наличие протяженного по температуре фазового перехода «магнитный порядок—магнитный беспорядок» через сохранение ближнего магнитного упорядочения указывает на то, что это фазовое превращение 2-го рода. Вероятнее всего, T_{C2} и является температурой Кюри исследуемого образца ($T_{C2} = T_C$). Причиной наличия ближнего магнитного порядка в интервале $230 \le T \le 355 \mathrm{K}$ может быть: 1) плавное снятие деформации элементарной ячейки кристаллической структуры при переходе от магнитным упорядочения к парамагнитному состоянию и 2) наличие кластеров с магнитным упорядочением. Как отмечено выше, в области температур $230 \div 400 \mathrm{K}$ структурных изменений не наблюдается. Поэтому, вероятнее всего, ближний магнитный порядок связан с наличием кластеров с магнитным упорядочением.

Известно, что магнитные кластеры могут возникнуть при кристаллических искажениях в несколько десятков параметров элементарных ячеек, деформированных по отношению к основной. С другой стороны, кластеры могут обладать и кристаллической структурой иной пространственной группы и сингонии. В исследуемом композите в матрице GaSb, обладающей структурой цинковой обманки, регулярно распределены металлические ферромагнитные включения $\text{FeGa}_{1,3}$ с моноклинной кристаллической структурой и пространственной группой c2/m [8]. Это подтверждает наличие ближнего магнитного порядка в интервале $230 \le \mathbf{T} \le 355 \text{K}$, связанного с присутствием кластеров с магнитным упорядочением. Отсутствие магнитного насышения на зависимостях $\sigma(T)$ также подтверждает предположение о наличие механизма кластерного типа. Однако, малые значения удельной намагниченности $(0,2 < \sigma \le 0,74 \text{A} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{kr}^{-1})$ в узком интервале температур $230 \le T \le 355 \text{K}$ (область ближнего магнитного порядка) (Рис.4) при переходе от магнитного упорядочения к парамагнитному состоянию, возможно, связаны с сочетанием обоих предложенных версии.

С целью выяснения механизма магнетизма нами также измерены зависимости удельной намагниченности $\sigma(T)$ в магнитных полях до ± 14 Тл при температурах 4,6К и 295К (Рис.5).



Полевая зависимость удельной намагниченности $\sigma = f(H)$ в магнитных полях с индукцией до ± 14 Тесла при 4,6 К и 295К.

Отметим, что величины удельной намагниченности, полученные при исследовании зависимости $\sigma = f(T)$ пондеромоторным методом находятся в хорошей

корреляции с результатами измерений $\sigma = f(H)$ на вибромагнитометре в магнитном поле ≈ 0.86 Тл. Отсутствие петли магнитного гистерезиса на Puc.5 указывает на то, что композит GaSb-FeGa_{1,3} является хорошим магнитомягким материалом и может быть использован в устройствах PCM (Phase-change memory).

- 1. T.Dietl, Dilute magnetic semiconductors, *Nature Materials*, **2** (2003) 646-648.
- 2. L.Bergqvist and P. H.Dederichs, Dilute magnetic semiconductors, *NIC Symposium 2008*, NIC Series, **39** (2008) 153-160.
- 3. S.Piano, R.Grein, C.J.Mellor, K.Vyborny, R.Campion, M.Wang, M.Eschrig, B.L.Gallagher, Spin polarization of (Ga,Mn)As measured by Andreev Spectroscopy: The role of spin-active scattering, *Phys. Rev.* B, **83** (2011) 8, 081305(R) [4 pages].
- 4. L.Herrera Diez, J.Honolka, and K.Kern; H.Kronmüller; E.Placidi and F.Arciprete, Magnetic aftereffect in compressively strained GaMnAs studied using Kerr microscopy, *Phys. Rev.* B, **81** (2010) 094412 [6 pages].
- 5. Y.Ohno, O.K.Young, B.Beschoten, F.Matsukura, H.Ohno, D.D.Awshalom, Electrical spin injection in a ferromagnetic semiconductor heterestructure. *Nature* (London), **402** (1999) 790-792.
- 6. M.I.Aliyev., A.A.Khalilova, D.H.Arasly, R.N.Rahimov, M.Tanoglu, L.Ozyuzer, Features of electron and phonon processes in GaSb-FeSb_{1.3}, *J.Phys.D: Appl. Phys.*, **36** (2003) 2627-2633.
- 7. М.И.Алиев, Д.Г.Араслы, Р.Э.Джаббаров, Р.М.Гусейнов, *Теплопроводность и температуропроводность эвтектики на основе InSb и GaSb, Изв. АН СССР, сер. Неорганические материалы*, **15** (1979) 1320-1322.
- 8. N.Kawamiya and K.Adacнi, Magnetic and Mössbauer Studies of Metamagnetic Fe₃Ga₄, *Journal of the Physical Society of Japan*, **55** (1986) 634-640.

GaSb-FeGa_{1.3} EVTEKTİK KOMPOZİTİN MAQNİT XASSƏLƏRİ

İ.X.MƏMMƏDOV, K.İ.YANUŞKEVIÇ, M.İ.ƏLIYEV,D.H.ARASLI, R.N.RƏHIMOV, A.Ə.XƏLILOVA, A.V.QALYAS

GaSb-FeGa_{1.3} evtektik kompozitin maqnitlənməsi, maqnit qavrayıcılığı 0.86Tesla maqnit sahəsində 80÷750K temperatur bölümündə ponderomotor metodu və vibrometrlə ölçülmüşdür. Maqnitlənmənin sahə asılılığı ±14Tesla maqnit sahəsində 4.6K və 295K temperaturlarda öyrənilmiş və GaSb-FeGa_{1.3} evtektik kompozitin yumşaq maqnit olduğu müəyyən edilmişdir.

MAGNETIC PROPERTIES OF GaSb-FeGa_{1.3} EUTECTIC COMPOSITE

I.Kh.MAMMADOV, K.I.YANUSHEVICH, M.İ.ALIYEV, D.H.ARASLY, R.N.RAHIMOV, A.A.KHALILOVA, A.V.GALYAS

By the ponderomotive and vibrometer techniques the specific magnetism and magnetic susceptibility in the 0,86Tesla magnetic field and in \sim 80-750K temperature range of GaSb-FeGa_{1.3} have been investigated. The specific magnetism in the magnetic fields with \pm 14 Tesla induction at temperatures 4,6K and 300K have been studied. It has been established that GaSb-FeGa_{1.3} eutectic composite has been the soft magnetic material.

Редактор: С.Мехтиева

УДК 539.21:541.182

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ НАНОСЛОЕВ СЕЛЕНИДА СВИНЦА ПРИ ТОЛЩИНАХ ≤70HM

А.М.ПАШАЕВ 1 , О.И.ДАВАРАШВИЛИ 2 , М.И.ЕНУКАШВИЛИ 2 , З.Г.АХВЛЕДИАНИ 2,3 , Р.Г.ГУЛЯЕВ 2 , В.П.ЗЛОМАНОВ 4

Национальная Академия Авиации ¹
AZ 1045, г.Баку, пос. Бина, 25-км
Тбилисский Государственный Университет им. Ив. Джавахишвили ²
380028, г.Тбилиси, пр. Чавчавадзе, 1
Институт физики им.Э.Андроникашвили ³
380077, г.Тбилиси, ул.Тамарашвили, 6
Московский Государственный Университет им. М.В.Ломоносова ⁴
119991, г.Москва, Ленинские горы, МГУ, 1

Поступила: 02.09.2013 Принята к печати: 20.09.2013

РЕФЕРАТ

Исследованы структуры нанослоев селенида свинца при толщинах ≤70нм. В нанослоях обнаружены крупные блоки, разориентация между которыми порядка десяти минут, а число их достигает 3-5. Обнаружена также субзернистая структура слоев и размеры субзерен уменьшаются с уменьшением толщины слоев, и при толщине слоя 30нм имеют приблизительно такие же размеры. При этом разориентация между субзернами составляет стотысячную долю минуты. Из-за высокой концентрации нестехиометрических дефектов $(\sim 10^{19} \text{см}^{-3})$, размещающихся в ядрах дислокаций, влияние блоков и субзерен на создание новых каналов для релаксации напряжений не выявляется.

Ключевые слова: нанослои, субзернистая структура, разориентация, нестехиометрические дефекты

В нанослоях полупроводников IV-VI при толщинах ≤70нм эффективное «отрицательное» давление достигает такого значения, что при возросших деформациях и ширинах запрещенной зоны уровни некоторых примесей смещаются настолько, что концентрация носителей заряда заметно понижается. Например, в случае PbSe, легированного Cr, концентрация носителей понижается на два порядка, а в твердых растворах PbSnSe при содержании SnSe =0,1; 0,15 уже порядков [1]. Поэтому слои с указанными толщинами при соответствующей обработке поверхности для многократного отражения в слое, например, посеребрением подложки KCl с тыльной стороны слоя могут быть использованы в качестве основы для разработки ИК фотоприемников. Вместе с тем, в некоторых работах, например в [2], выявилось, что в поликристаллических слоях, когда субзерна существенно различаются по ориентации и имеют размеры меньше 20нм проявляются эффекты ограничения и размерного квантования. Это приводит к заметному возрастанию ширины запрещенной зоны до единиц эВ. Повидимому, в таких слоях квантовый сдвиг меньше барьеров, создаваемых на границе субзерен при большой разориентации между ними, и носители заряда ограничиваются (локализуются) в отдельных субзернах.

В настоящей работе исследуется структура нанослоев селенида свинца при толщинах ≤70нм: изучается степень монокристалличности, размер субзерен, напряжение в слоях, а также наличие блоков и возможное влияние этих факторов на достижение максимальных деформаций (тангенциальных параметров решетки).

Объектом исследования являлись нанослои PbSe с толщинами ≤70нм, выращенные методом молекулярной эпитаксии с «горячей стенкой». Температура

источника — поликристаллического PbSe составляла $450 \div 470$ °C, температура подложек KCl $240 \div 320$ °C. Подробно методика получения слоев описана нами в работах [3,4]. Структура слоев так же, как и тангенциальный параметр решетки исследовались по рентгеновским дифрактограммам [5] в режиме θ -2 θ сканирования и при фиксированном 2θ (кривые качания). Рентгеновские дифрактограммы снимались на дифрактометре ДРОН-4 с приставкой ГП-13. Использовалось излучение Co_{κ_a} . Отделение излучения Co_{κ_a} и Co_{κ_β} достигалось использованием изогнутого монохроматора LiF. Напряжение на источнике рентгеновского излучения составляло 21кВ, ток в трубке ~ 10 mA. Локализация первичного пучка осуществлялась коллиматорной трубкой длиной 12мм с набором диафрагм 0,1; 0,25; 0,5мм. Так как в случае тонких слоев интенсивность дифракционной линии над фоном невелика, была использована техника измерения интегральной интенсивности излучения.

Импульсы регистрировались на шкале пересчетного устройства при прохождении счетчика рентгеновских квантов от одного края дифракционной линии через пик до другого края в цикле шагового сканирования. При интервале счета импульсов 40c и количестве импульсов $10^3 \div 10^4$ ошибка в измерении интенсивности составляет $2 \div 5\%$. Данные по интенсивности рентгеновского излучения и ошибке в ее измерении определяют также точность в измерении толшины слоев.

На Рис.1(a,б) и Рис.2(a,б) представлены кривые качания четырех слоев, записанные при фиксированных 2θ углах и переменном угле θ .

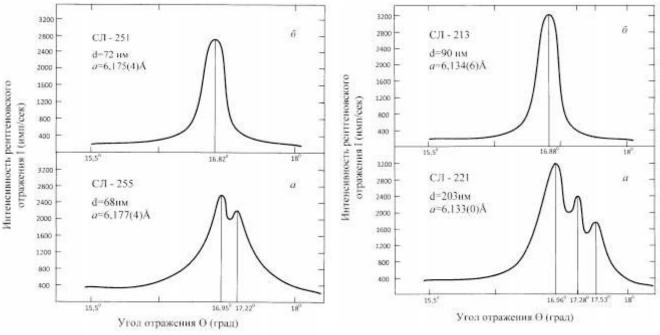


Рис. 1. Кривые качания слоев PbSe с тангенциальными параметрами решеток >6,150Å, плоскость отражения (200).

Рис. 2. Кривые качания слоев PbSe с тангенциальными параметрами решеток <6,150Å, плоскость отражения (200).

Как видно из $Puc.1(a,\delta)$, высокие тангенциальные параметры решеток у слоев CЛ-251-a=6,175(4)Å и CЛ-255-a=6,177(4)Å с толщинами соответственно 72и 68нм выявляются как при одном крупном блоке в слое, так и при наличии двух таких же блоков.

Подобная, но обратная картина наблюдается на Puc.2(a,6) - в этом случае в слоях с более низкими тангенциальными параметрами реше-ток CЛ-213 —

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ НАНОСЛОЕВ СЕЛЕНИДА СВИНЦА ПРИ ТОЛЩИНАХ ≤70HM a=6,134(6)Å и СЛ-221 - a=6,133(0)Å и с толщинами 90 и 230нм соответственно число блоков в слоях также различно.

Отметим, что угловое расстояние между блоками достигает нескольких десятых градуса, и при такой разориентации между блоками велика плотность дислокаций на их границе и не исключено возникновение дислокационной стенки.

Независимость тангенциального параметра решетки в напряженных слоях PbSe объяснена влиянием нестехиометрических может быть концентрация которых в слое превышает 10¹⁹см⁻³. Такая концентрация дефектов, по-видимому, достаточна, чтобы заполнить большую часть ядер дислокаций и усилить их закрепление. В работе [6] нами указано, что разделение большой дислокационной петли на мелкие из-за размещения дефектов в ядрах дислокаций приводит к их торможению, и, как следствие, к возрастанию их критической деформации и модуля упругости. В результате дислокации уже не могут принять на себя упругую энергию напряженных слоев, и тангенциальный параметр решетки нанослоев PbSe фиксируется на высоком уровне. В работе [7] было показано, что наиболее высокие значения тангенциальных параметров решеток достигаются при высоких температурах подложек и низких скоростях роста и при толщинах слоев < 100 HM.

Таблица 1.Ланные по полложкам КСІ, условиям роста и свойствам слоев PbSe

	данные по подложкам кст, условиям роста и своиствам слосв тозе.									
No	Слой	Тангенц. параметр решетки a_{τ} , Å	Отклонение ориентации подложки от (100), мин.	Полуширина РД линий слоев, мин		Темпера- тура подложки Т, °C	Полное время роста слоев (то же на втором этапе) t, c	Скорость роста слоев на втором этапе V, нм/с	Толщи- на слоев d, нм	
	G T 100					• • • •		0.040	• •	
1	СЛ-180	6,211(3)	21	35	80	280	600	0,048	29	
2	СЛ-262	6,188(2)	15	18	70	300	67(7)	6	52	
3	СЛ-255	6,177(4)	17	18	70	300	78(18)	3,4	68	
4	СЛ-251	6,175(4)	20	17	72	320	78(18)	3,2	72	
5	СЛ-213	6,134(6)	16	12	18	240	77(17)	4,7	90	
6	СЛ-221	6,133(0)	24	17	30	280	75(15)	12,8	203	

Как видно из Таблицы 1, при этих исследованиях скоростей роста слоев после объединения островков –кристаллитов и начала послойного роста – второго этапа наивысшие тангенциальные параметры решеток достигаются при скоростях роста <6нм/с. Еще более явно обнаруживается достижение максимальных тангенциальных параметров решеток, если анализировать их в зависимости от времени роста. Например, для СЛ-262 время роста на первом этапе составляет 60с (как и для других слоев), на втором – у этого слоя время роста наименьшее - 7с и, несмотря на относительно более высокую скорость роста, тангенциальный параметр решетки повышается и достигает 6,188(2)Å. Отметим, что высокие тангенциальные параметры решеток достигаются также при относительно высоких температурах подложки. Действительно, температуры подложек для слоев СЛ-251 и СЛ-255 выше их значений для слоев СЛ-213 и СЛ-221. В этих условиях нестехиометрические дефекты лучше мигрируют по поверхности подложки и успевают занять места в ядрах дислокаций. Подчеркнем, что и толщины слоев СЛ-251 и СЛ-255, составляющие соответственно 72 и 68нм, меньше толщин слоев СЛ-213 и СЛ-221 – 90 и 203нм, соответственно.

В Таблице 1 помимо тангенциальных параметров решеток, толщины слоев и температуры роста, приведены также отклонения в ориентации подложек от

плоскости (100) и полуширины рентгенодифракционных линий при отражении от плоскостей (200) и (600).

Из таблицы видно, что отклонения в ориентации подложек в пределах 20' не определяют ни характер роста (скорость роста), ни тангенциальный параметр решетки слоев. Отметим, что слой СЛ-180 выращен в условиях нагрева подложки с тыльной стороны лампой накаливания и скорость роста в этом случае невысокая.

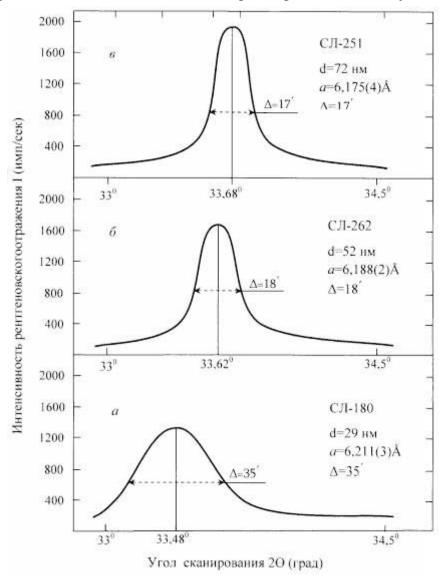


Рис. 3. Дифрактограммы θ -2 θ сканирования нанослоев PbSe с толщинами \leq 70нм, плоскость отражения (200).

На Рис.3(a,6,8) приведены дифрактограммы θ - 2θ сканирования для плоскости (200) для трех слоев СЛ-251, СЛ-262 и СЛ-180 (приводятся по мере уменьшения толщин слоев). Можно заметить, что полуширина рентгенодифракционной линии и тангенциальный параметр решетки слоев особенно возрастают при толщинах <40-50нм, достигая 35' и 6,211(3)Å в случае образца СЛ-180.

Более заметное возрастание полуширины рентгенодифракционных линий наблюдается на дифрактограммах θ -2 θ сканирования для плоскости (600), представленных на Рис.4(a,б,в). В этом случае тангенциальные параметры решеток

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ НАНОСЛОЕВ СЕЛЕНИДА СВИНЦА ПРИ ТОЛЩИНАХ ≤70HM слоев практически не меняются, а полуширина рентгенодифракционных линий возрастает, достигая 70-80'.

Важно подчеркнуть, что несмотря на возрастание полуширины рентгенодифракционных линий также по мере возрастания индексов плоскостей отражения, появление в рентгеновском спектре линий только от кратных плоскостей отражения, данном случае (100),подтверждает от монокристалличнсть слоев.

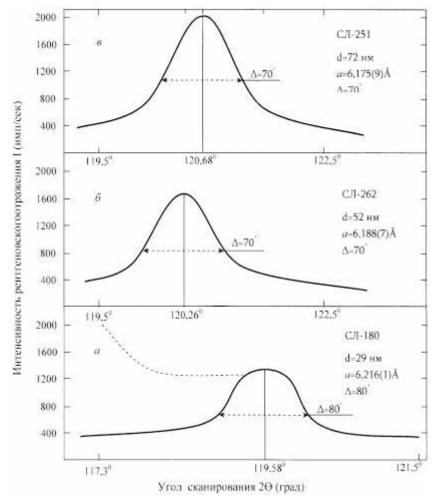


Рис. 4. Дифрактограммы θ -2 θ сканирования нанослоев PbSe с толщинами \leq 70нм, плоскость отражения (600).

Исследования структуры нанослоев позволяют выявить, как влияют структурные изменения на достижение максимальных тангенциальных параметров решетки (деформаций), с одной стороны, и как такие изменения сказываются на других свойствах слоев, с другой стороны. Особый интерес в этом смысле вызывает изучение размеров субзерен и напряжений в слоях (не только по тангенциальному параметру решеток). При ожидаемых размерах субзерен ≤200нм (значения толщин слоев) удобным методом определения этих величин является измерение уширения рентгенодифракционных линий.

Чтобы определить размеры субзерен и напряжения (деформации)в слоях определяют полуширину рентгенодифракционной линии (РД) на полувысоте ее интенсивности [8]. Для исключения влияния ошибки измерения наряду с исследуемым слоем записывают дифрактограмму эталонного образца, у которого размер субзерна превышает 200нм и толщина которого соответствует полному снятию напряжений в слое (>1000нм).

А.М.ПАШАЕВ, О.И.ДАВАРАШВИЛИ, М.И.ЕНУКАШВИЛИ, З.Г.АХВЛЕДИАНИ, Р.Г.ГУЛЯЕВ, В.П.ЗЛОМАНОВ

Таблица 2.

Данные по анализу размеров субзерен в нанослоях селенида свинца.

No	Слой	Толщина слоев d, нм	Тангенц. параметр решетки, плоскость отражения (200) $a_{ m t}$,	Полуширина РД линии, $eta_{200}.10^{-3}$, рад	Доля полуширины РД линии, связанная с дисперснотью, $m_{200}\cdot 10^{-3}$, рад	Размер субзерен рассчитан по формуле D=kλ/β ₂₀₀ соѕθ ₂₀₀ , нм	Размер субзерен рассчитан по формуле D=kλ/m ₂₀₀ cosθ ₂₀₀ , нм	Отличие данных по размерам в %
1	СЛ-180	29	6,211(3)	6,0	5,2	29	34,3	15
2	СЛ-262	52	6,188(2)	5,2	4,4	34	40,1	15
3	СЛ-251	72	6,175(5)	4,5	3,9	42	45,4	14

Если обозначить через В полуширину рабочего образца, а через b эталона, то полуширина, вызванная совместным влиянием дисперсности (наличием субзерен) и напряжений будет [5]

$$\beta = \sqrt{(B^2 - b^2)} \,. \tag{1}$$

Размеры субзерен, определенные по формуле

D=k
$$\lambda/\beta\cos\theta$$
, (2)

представлены в Таблице 2 для всех трех слоев. В формуле (2) β есть уширение, вызванное совместным влиянием дисперсности и напряжений, k – коэффициент, зависящий от формы субзерен, для слоев с кубической решетки \sim 1, λ – длина волны рентгеновского излучения (1,7878Å), θ – угол дифракции.

В таких слоях необходимо учитывать, что при отражении от плоскостей, кратных (100) в полуширину определенный вклад дают и дисперсность и напряжения. Если обозначим вклад в уширении β только дисперсности через m, то

$$D=k\lambda/m\cos\theta$$
. (3)

Как указывалось, через уширение β определяется и напряжение (деформация) в слоях

$$\Delta a/a = \beta/4 Ltg\theta$$
, (4)

здесь а — тангенциальный параметр решетки ненапряженного слоя PbSe, L- расстояние образца до счетчика, θ — угол дифракции.

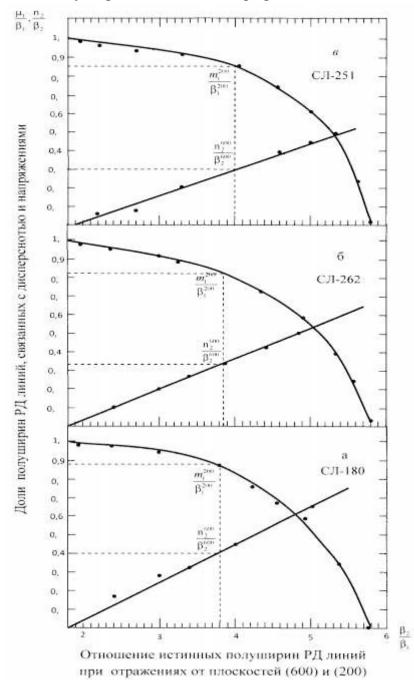
Если в этом случае через n обозначить долю в β , связанную только с напряжениями, то

$$\Delta a/a = n/4 \text{Ltg}\theta.$$
 (5)

Определение частей уширения m и n проводятся по двум линиям: по линии с малыми индексами (h=2, k=0, l=0) находим величину m, а с большими индексами (h=6, k=0, l=0) - n. Для нахождения m и n частей от истинного уширения β построены номограммы зависимостей m_1/β_1 и n_2/β_2 от β_2/β_1 (Рис.5(а,б,в)) в соответствии с формулами, приведенными в [9].

В указанной работе выведены уравнения, связывающие m_1/β_1 (доля дисперсности в полуширине рентгенодифракционной линий с малыми индексами) с n_1/β_1 (доля напряжений в полуширине рентгенодифракционной линий с малыми индексами). Выведено также уравнение, связывающее отношение β_2/β_1 (истинных полуширин рентгенодифракционных линий с большими и малыми индексами) также от n_1/β_1 .

Задаваясь значениями n_1/β_1 через 0,1 до 1, найдены значения m_1/β_1 и β_2/β_1 и построена соответствующая зависимость. Аналогично построена зависимость n_2/β_2 от β_2/β_1 . Определяя для конкретного образца (слоя) отношение β_2/β_1 по полуширинам линий по графикам Рис.5 находим значения m_1^{200}/β_1^{200} и n_2^{600}/β_2^{600}



зная уже значения β_1^{200} И β_2^{600} , определяем m_1 и n_2 . В 3 Таблице Таблице приведены их значения как т и n для различных слоев. По этим значениям и формулам (3) и (5) определены размеры субзерен и деформации (напряжения) слоях. Видно, что размеры субзерен изменяются в пределах 34÷45_{HM}, возрастая ПО мере слоев. роста толщин Если сравнить значения размеров субзерен, определенных через полное уширение линии и через его долю, выраженную в т, то они отличаются в пределах 15%. По-видимому, это есть доля в полуширине, связанная деформациями. Иная ситуация складывается с деформациямиопределенные по полуширине рентгенодифракционной линии при отражении от плоскости.

Рис. 5.

Номограммы нанослоев PbSe с толщинами ≤70нм, для разделения эффектов напряжений (деформаций) и дисперсности(600) - они в пределах 70% отличаются от значения, определенного через его долю п в полном уширении.

Тангенциальный параметр решетки. рассчитанный по закону Вульфа-Брэгга $2d\sin\theta=n\lambda$ и через напряжения, выраженные через п в полуширине линии, дают достаточно близкие значения. Однако, то обстоятельство, что п при отражении (600) составляет только 30% от истинной полуширины линии указывает на то, что вклад в ее рост помимо дисперсности дают и другие искажения решетки. Такие отклонения могут выявляться в очень тонких слоях и когда рентгеновский луч проникает глубоко в слой, как это происходит при отражении от плоскости (600). Следует также отметить, что с ростом тангенциального параметра решетки и его приближения к параметру решетки подложки KCl, дополнительный вклад может давать отражение от подложки (Puc.4a)

А.М.ПАШАЕВ, О.И.ДАВАРАШВИЛИ, М.И.ЕНУКАШВИЛИ, З.Г.АХВЛЕДИАНИ, Р.Г.ГУЛЯЕВ, В.П.ЗЛОМАНОВ

Таблица 3.

Данные по анализv	пеформаций	(папраженціі)	попосполу	сепенила свинна
даппыс по апализу	дсшормации	(панияльстии)	папослоях	селенида свинца.

При деформациях в слоях, достигающих \sim 0,01 (СЛ-180) напряжения в них составляют \sim 11кбар. При соответствующих размерах субзерен — 34нм квантовый сдвиг [10-12], по оценкам, составляет по энергии единицы мэВ, но и он не может проявляться из-за малых разориентаций между субзернами. Действительно, по расчету числа субзерен, попадающих в окно диафрагмы, оно составляет 10^5 . Разориентация между субзернами при полуширине рентгенодифракцинной линии \sim 20' составляет стотысячную долю минуты. При таких невысоких разориентациях на границе субзерен дополнительная релаксация напряжений не происходит.

Итак, в представленной работе методом молекулярной эпитаксии с «горячей стенкой» выращены нанослои PbSe с толщинами ≤70нм. При изучении рентгеновских дифрактограмм установлена монокристалличность слоев. Хотя рентгенодифракционные линии при уменьшении толщин слоев и возрастании порядка отражения расширяются, они выявляются в единственном числе при отражении от плоскостей, кратных плоскости (100). Обнаруженные крупные блоки в слоях не создают новые каналы для релаксации напряжений из-за размещения в ядрах дислокаций нестехиометрических дефектов. Аналогично это справедливо и для субзерен, размеры которых несколько меньше толщин слоев. В целом, ни дисперсность, ни искажения, которые могут быть связаны с различными дефектами и возникновением даже текстуры в слоях, не определяют в них уровень максимальных деформаций и рост тангенциальных параметров решеток. Эти величины зависят от толщины слоев, температуры подложки и скорости роста слоев.

Наиболее высокие тангенциальные параметры решеток >6,170Å в слоях с толщинами ≤ 70 нм достигаются при температуре подложки ≥ 300 °C и временах роста слоев <10 с (скоростях роста <6нм/с).

- 1. A.M.Pashaev, O.I.Davarashvili, M.I.Enukashvili, Z.G.Akhvlediani, L.P.Bychkova, V.P.Zlomanov, Modeling of the dielectric state in PbSnSe and PbSnTe nanolayers with high concentration of nonstoichiometric defects, In:Book of Abstracts of 17th International Conference on Radiation Effects in Insulators, Helsinki, (2013) PB-16.
- 2. R.G.Perez, G.H.Teller, O.P.Moreno and etc., Structural and Electrical Characterization of PbS:Ni Nanocrystallites Synthesized by Chemical Bath Deposition., J. Mat. Sci. Eng., 3 (2013) 93-104.
- 3. А.М.Пашаев, О.И.Даварашвили, М.И.Енукашвили, Р.Г.Гуляев, М.А.Дзагания, Анализ условий роста и свойств эпитаксиальных слоев селенида свинца в связи с реализацией в них высоких «отрицательных» давлений, Известия НАН Грузии, 38 №1 (2012) 31-35.
- 4. А.М.Пашаев, О.И.Даварашвили, М.И.Енукашвили, Р.Г.Гуляев, В.П.Зломанов, Новые исследования характера роста нанослоев селенида свинца, Ученые Записки НАА Азербайджана, **14** №4 (2012) 3-8.
- 5. A.M.Pashaev, O.I.Davarashvili, M.I.Enukashvili, Z.G.Akhvlediani, R.G.Gulyaev, V.P.Zlomanov, *The Structure of Thin Epitaxial Layers of Lead Selenide, J. Mat. Sci. Eng.*, **3** №2 (2013) 117-122.
- 6. А.М.Пашаев, О.И.Даварашвили, В.А.Алиев, М.И.Енукашвили, Г.Ш. Дарсавелидзе, В.П.Зломанов, Экспериментальное моделирование упругих свойств бинарных соединений $A^{IV}B^{VI}$, Transaction of Azerbaijan Academy of Sciences, Series of Physical- mathematical and Technical Sciences, Physics and Astronomy, XXVIII 5 (2008) 96-100.
- 7. A.M.Pashaev, O.I.Davarashvili, M.I.Enukashvili, Z.G.Akhvlediani, R.G.Gulyaev, V.P.Zlomanov, *Nanolayers of Lead Selenide on Potassium Chloride Substrates : Specific Features of Formation, J. Mat. Sci. Eng.*, **3** №4 (2013) 235-238.
- 8. А.М.Пашаев, О.И.Даварашвили, М.И.Енукашвили, Р.Г.Гуляев, М.А.Дзагания, В.П.Зломанов, *Исследование дисперсности эпитаксиальных слоев селенида свинца, Известия НАН Грузии,* **37** №1 (2011) 67-70.
- 9. С.С.Горелик, Н.Н.Расторгуев, Ю.Л.Скоков, *Рентгенографический и электрооптический анализ, «Металлургия», Москва,* (1970).
- 10. А.М.Пашаев, О.И.Даварашвили, М.И.Енукашвили, Л.П.Бычкова, В.П.Зломанов, *Анализ спектров оптического пропускания эпитаксиальных слоев селенида свинца, Ученые Записки НАА Азербайджана,* **13** №3 (2011) 3-12.
- 11. A.M.Pashaev, O.I.Davarashvili, M.I.Enukashvili, Z.G.Akhvlediani, L.P.Bychkova, Study of the Forbidden Gap Width of Strained Lead Selenide Layers by Optical Transmission, J. Mat. Sci. Eng., 2 №2 (2012) 142-150.
- 12. A.M.Pashaev, O.I.Davarashvili, M.I.Enukashvili, Z.G.Akhvlediani, R.G.Gulyaev, M.A.Dzagania, Supercritical Epitaxial Nanolayers of Lead Selenide. In:Book of Abstracts of the 3th International Conference on the Physics of Optical Materials and Devices, Belgrade, (2012) 217.

INVESTIGATION OF THE STRUCTURE OF LEAD SELENIDE NANOLAYERS AT THEIR THICKNESS ≤70nm

A.M.PASHAEV, O.I.DAVARASHVILI, M.I.ENUKASHVILI, Z.G.AKHVLEDIANI, R.G.GULYAEV, V.P.ZLOMANOV

The structure of nanolayers has been examined at their thickness \leq 70nm. Large blocks with disorientation between them about ten minutes have been revealed in the layers. Their quantity achieved $3\div5$. Subgrains structure in the layers has been revealed also – their sizes decreased with decreasing layers thickness, they coincide at 30nm size, but disorientation between them is 10^{-6} part of minute. Influence of

А.М.ПАШАЕВ, О.И.ДАВАРАШВИЛИ, М.И.ЕНУКАШВИЛИ, З.Г.АХВЛЕДИАНИ, Р.Г.ГУЛЯЕВ, В.П.ЗЛОМАНОВ

blocks and subgrains on the arising of new ways for the relaxation of strains has been weakened because nonstoichiometric defects have been located in the nuclei of dislocations.

QURĞUŞUN SELENİDİN ≤70nm QALINLIQLI NANOTƏBƏQƏSİNİN QURULUŞUNUN TƏDQİQİ

A.M.PAŞAYEV, O.İ.DAVARAŞVİLİ, M.İ.YENUKAŞVİLİ, Z.Q.AXVLEDİANİ, P.Q.QULYAYEV, V.P.ZLOMANOV

İşdə qalınlığı ≤70nm olan qurğuşun selenid nanotəbəqəsinin strukturu tədqiq olunmuşdur. Bu təbəqələrdə aralarında istiqamətliliyin pozulması on dəqiqə tərtibində olan 3-5 sayda böyük bloklar aşkar edilmişdir. Təbəqələrin ölçüləri qalınlıqla azalan dənəcikli strukturda olduğu göstərilmişdir. Təbəqələrin qalınlığı 30nm-ə çatdıqda dənəciklər də hənin ölçüdə olurlar. Dənəciklər arasında istiqamətin pozulması yüz mində bir dəqiqə təşkil edir.

Редактор: М.Алиев

УДК 548.33+73; 546.683+682+22

ОСОБЕННОСТИ ХИМИЧЕСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В СИСТЕМЕ TIInSe₂-TIGaTe₂

Н.А.АЛИЕВА*, А.И.НАДЖАФОВ***, Т.Г.МАМЕДОВ*, Н.А.ЭЮБОВА**

Институт Физики НАН Азербайджана*
AZ 1143, г. Баку, пр. Г.Джавида, 33
Институт Радиационных проблем НАН Азербаджана**
AZ1143, г. Баку, ул. Б.Вахабзаде, 9
a.najafov@mail.ru

поступила: 13.05.2013	РЕФЕРАТ				
принята к печати:12.07.2013	В результате комплексного физико-химического				
	анализа построена диаграмма состояния системы				
	TlInSe ₂ -TlGaTe ₂ . Установлено, что она представляет				
	собой квазибинарную диаграмму эвтектического				
	типа с ограниченной растворимостью компонентов				
	в твердом состоянии. Показано, что растворимость				
Ключевые слова: дифференциально-	на основе TlInSe ₂ составляет 30,0мол.% TlGaTe ₂ , а				
термический анализ, рентгенофазовый	на основе TlGaTe ₂ - 25,0мол.% TlInSe ₂ . Эвтектика в				
анализ, микроструктурный анализ,	системе образуется при 55,0мол.% TlGaTe ₂ и				
диаграмма состояния	температуре 973К.				

Полупроводниковые соединения $TlInSe_2$ и $TlGaTe_2$ принадлежат к классу соединений группы $A^3B^3C^6_2$ и кристаллизуются в тетрагональной сингонии (пр. группа I4/mcm, структурный тип TlSe) с периодами решетки: a=8,420Å; c=6,865Å для $TlGaTe_2$ и a=8,075Å; c=6,847Å для $TlInSe_2$ [1].

На их основе созданы высокочувствительные тензодатчики гидростатического давления [2], пироэлектрические приемники инфракрасного излучения, функционирующие в широком интервале температур с автоматическим поддержанием максимальной пирочувствительности активной системы [3]. Интерес к исследованиям этих кристаллов обусловлен в связи с обнаружением в них в последнее время при температурах, близких к комнатной, суперионной проводимости [4].

Исследования систем типа $A^3B^3C^6_2$ - $A^3B'^3C'^6_2$ показали, что в указанных системах имеются обширные области образования твердых растворов [5-7]. Неограниченные твердые растворы образуются в системах: $TIGaS_2$ - $TIInS_2$ [5], $TIGaS_2$ - $TIGaS_2$ [6], $TIInTe_2$ - $TIGaTe_2$ [5], $TIInSe_2$ - $TIInTe_2$ [7]. Отличие параметра a элементарной ячейки в указанных системах находится в пределах $1,0 \div 6,4\%$, при этом параметр c отличается крайне слабо. В случае, когда замещение приводит к увеличению параметров решетки компонента, имеющего меньшие размеры, наблюдается образование минимума в кривой ликвидуса в системе. Для компонента, имеющего большие параметры ячейки, уменьшение параметров при замещении, как правило, не приводит к образованию минимума в системе [5-7].

Анионное и катионное замещение в этих кристаллах приводит к образованию твердых растворов, свойства которых достаточно изучены [8-15]. В таких твердых растворах в зависимости от размеров замещающего атома происходит частичное изменении параметров элементарной ячейки при сохранении углов. При этом вследствие неэквивалентности атомов в узлах решетки нарушается трансляционная симметрия кристаллов. Такие смешанные кристаллы являются аналогами неупорядоченных систем. В отличие от анионного или катионного замещения в работе [16] показано, что одновременное анион-катионное замещение в кристаллах системы твердых растворов (TlGaSe₂)_{1-х}(TlInS₂)_х приводит к резкому изменению колебательных свойств некоторых составов. Подобное

Н.А.АЛИЕВА, А.И.НАДЖАФОВ, Т.Г.МАМЕДОВ, Н.А.ЭЮБОВА

поведение не коррелирует с выводами [17], где на основе рентгенографических исследований параметров решетки твердых растворов ($TlInSe_2$)_{1-x}($TlGaTe_2$)_x было заключено, что в системе имеет место неограниченная растворимость компонентов.

В связи с вышеизложенным нами проведено комплексное физикохимическое исследование диаграммы состояния TlInSe₂-TlGaTe₂.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Для исследования взаимодействия в системе $TIInSe_2$ - $TIGaTe_2$ были синтезированы сплавы с интервалом 5,0÷10,0мол.% $TIGaTe_2$, которые были получены методом прямого однотемпературного синтеза из компонентов, синтезированных, в свою очередь, из элементов с чистотой не менее 99,999% в вакуумированных до 10^2 Па кварцевых сосудах Степанова. При этом температура в печи поднималась до T=1150К со скоростью ~150К/час, оставлялась при этой температуре в течение 2-х часов, после чего снижалась до комнатной со скоростью ~100К/час. Затем сплавы отжигались при $T=770\pm5$ К в течение двух недель до наступления равновесного состояния, устанавливаемого рентгенофазовым анализом ($P\Phi A$).

Отожженные сплавы системы $TlInSe_2$ - $TlGaTe_2$ исследовались методами дифференциально-термического анализа (ДТА), $P\Phi A$ и микроструктурного анализа (МСА). При исследованиях методом ДТА кривые нагревания и охлаждения записывались на низкочастотном термографическом регистраторе HTP-70 в интервале температур $293 \div 1075 \, \mathrm{K}$, погрешность измерения температуры не превышала $\pm 1 \, \mathrm{K}$. Для проведения количественных расчетов использовались одинаковые количества сплавов и стандартные условия съемки термограмм.

Качественный рентгенофазовый анализ сплавов системы проведен на тщательно растертых порошках после гомогенизирующего отжига сплавов в вакууме при температуре 770 \pm 5К в течение двух недель. Дифрактограммы исследуемых сплавов исследовались на установке XRD D8 ADVANCE BRUKER с использованием CuK_{α} излучения в интервале углов 4° < θ <35 $^{\circ}$ при постоянном режиме съёмки (ток 40мА, напряжение на трубке 40кВ).

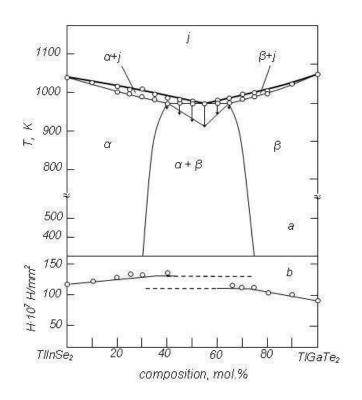
МСА осуществлялся с помощью металлографического микроскопа МИМ–8М при увеличениях $150\text{-}300^{\times}$. В качестве травителя использовался разбавленный раствор $K_2Cr_2O_7+H_2SO_4$, время травления составляло ~ 1 мин.

Микротвердость образцов измерялась на микротвердомере марки ПМТ-3, при нагрузке 20÷30г, время погружения составляло 5÷8сек. При измерениях микротвердости использовались металлографические шлифы с выявленной травлением структурой.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Построенная на основе результатов ДТА, РФА и МСА фазовая диаграмма системы TlInSe₂—TlGaTe₂ приведена на Рис.1. Диаграмма состояния системы TlInSe₂—TlGaTe₂ представляет собой квазибинарную диаграмму эвтектического типа с ограниченной растворимостью компонентов в твердом состоянии. На термограммах сплавов, примыкающих к исходным компонентам, наблюдался один эндотермический эффект, что, вероятнее всего, связано с близким расположением линий солидуса и ликвидуса. При комнатной температуре в сплавах на основе TlInSe₂ наблюдается растворимость TlGaTe₂ в количестве 30,0мол.%. На основе TlGaTe₂ обнаружена растворимость TlInSe₂, доходящая до 25,0мол.%. При эвтектической температуре взаимная растворимость компонент составляет: 40,0мол.% на основе TlInSe₂ и 32,0мол.% на основе TlGaTe₂. Температура

эвтектики - 973К. Состав эвтектической точки определялся построением треугольника Таммана. В результате было установлено, что площадь пика теплового процесса максимальна для сплава с концентрацией 55,0мол.% TlGaTe₂.



Таким образом, эвтектика в системе образуется при 55,0мол.% $TlGaTe_2$ и T=973 К. При комнатной температуре смешанная область занимает 30,0<x<75,0мол.% $TlGaTe_2$.

Измерения микротвердости сплавов системы показали, что в области существования твердых растворов с удалением от крайних составов значение микротвердости увеличивается. Для сплава концентрацией 30,0мол.% TlGaTe₂ достигает значения $124 \cdot 10^7 \text{H/mm}^2$, a лля сплава с концентрацией 75.0% TlGaTe₂ $110 \cdot 10^7 \text{H/mm}^2$.

Рис.1. Диаграмма состояния системы $TIInSe_2$ — $TIGaTe_2(a)$ и концентрационная зависимость микротвердости сплавов (b).

Идентификация кристаллических фаз с помощью РФА проведена на основе присущих им значений межплоскостных расстояний d(hkl) и соответствующих интенсивностей линий I(hkl). Ренгенофазовый анализ проведен на 13 сплавах 10,0; 20,0; 30,0; 40,0; 45,0; 50,0; 55,0; 60,0; 65,0; 70,0; 75,0; 80,0; 90,0мол.% TlGaTe₂). Для сравнения были сняты также дифрактограммы исходных компонентов. На Рис.2 представлены штрихдиаграммы некоторых сплавов системы TlInSe₂ –TlGaTe₂. Как видно из штрихдиаграмм 1, 2 и 3 (Рис.2), сплав с концентрацией 30,0мол.% TlGaTe₂ согласно анализу дифрактограмм, представляет твердый раствор на основе TlInSe₂ (α-твердый раствор). Согласно смещениям рефлексов в дифрактограммах 1, 2 и 3, повышение концентрации TlGaTe₂ в составе а-твердого раствора приводит к увеличению размеров тетрагональной решетки $TIInSe_2$ (Рис.3). Для твердого раствора состава ($TIInSe_2$)_{0.7}($TIGaTe_2$)_{0.3} параметры решетки имеют значение a=8,1920Å, c=7,0535Å. Объем элементарной решетки увеличивается на ~6.0%, что, по-нашему мнению, является следствием замещения ионов селена (ионный радиус 1,93Å) ионами теллура (ионный радиус 2,11Å). Анализ дифрактограмм твердых растворов со стороны TlGaTe₂ растворы) выявил наличие смещений значений рефлексов в сторону меньших значений d, т.е. в результате замещения происходит частичное уменьшение значений параметров решетки TlGaTe₂. Для твердого раствора состава $(TIInSe_2)_{0.25}(TIGaTe_2)_{0.75}$ параметры решетки имеют значение a=8,3630Å, c=6,8859Å. На дифрактограммах сплавов из области $30 \le x \le 75$ мол.% TlGaTe₂ (40,0; 50,0; 60,0; 70,0мол.%) кроме присутствия рефлексов, принадлежащих α- и β-твердым растворам, наблюдается удвоение и суперпозиция некоторых рефлексов (Рис.2, дифрактограмма 4)

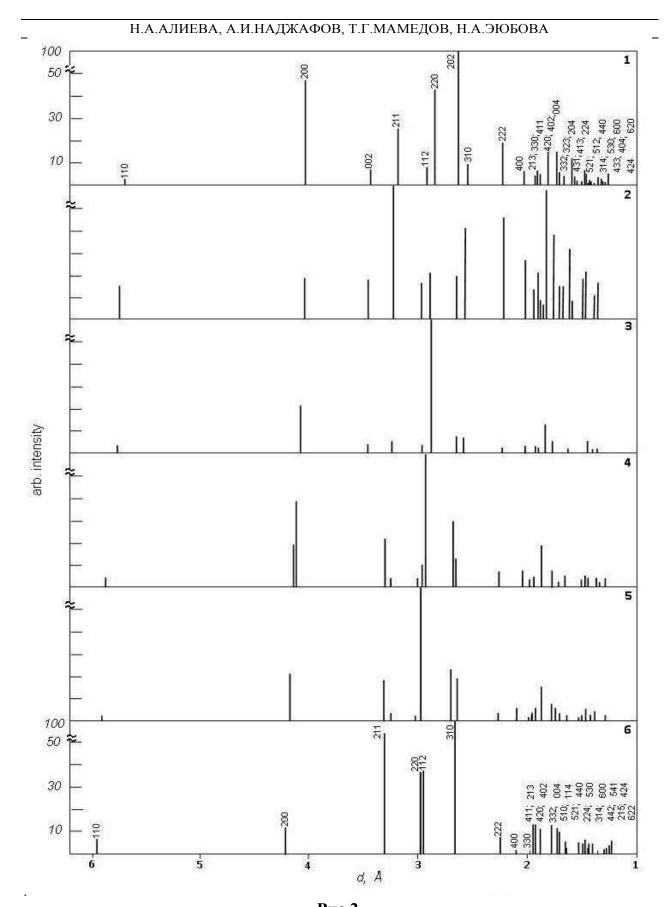
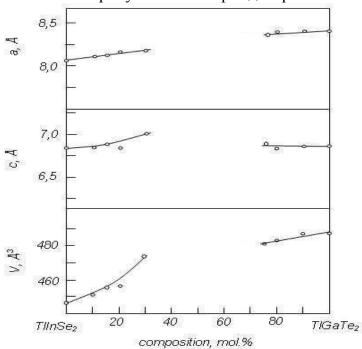


Рис.2. Штрихдиаграммы сплавов системы $TlInSe_2$ — $TlGaTe_2$. 1- 0; 2-15,0; 3- 30,0; 4- 50,0; 5-70,0мол.% $TlGaTe_2$; 6- $TlGaTe_2$.

Присутствие в штрихдиаграмме сплава с концентрацией 50,0мол.% TlGaTe₂



одновременно рефлексов, присущих α -и β -твердым растворам (d=4,140Å; 3,2368Å), свидетельству-ет о том, что этот сплав состоит из смеси двух твердых растворов. Таким образом, по результатам РФА, твердые растворы в системе образуются в пределах концентраций $0\div30,0$ и $75\div100$ мол.% $TlGaTe_2$.

Рис.3.

Концентрационные зависимости изменений параметров решетки (a, c) и объема элементарной ячейки (V) в системе твердых растворов $(TIInSe_2)_{1-x}(TIGaTe_2)_x$.

Микроструктура травленных образцов сплавов системы $TlInSe_2-TlGaTe_2$ представлена на Puc.4. Микроструктурный анализ сплавов системы $TlInSe_2-TlGaTe_2$

что сплавы с концентрацией 0<х≤30,0мол.% TlGaTe₂ являются показал, гомогенными (α-твердые растворы) и имеют зернистую структуру. Эвтектический растворов наблюдается В сплавах c концентрациями твердых 30,0 < x < 75,0мол.% TlGaTe₂. Сплавы из области концентраций 75 < x < 100мол.% TlGaTe₂ являются гомогенными и представляют собой β-твердые растворы на основе соединения TlGaTe₂.

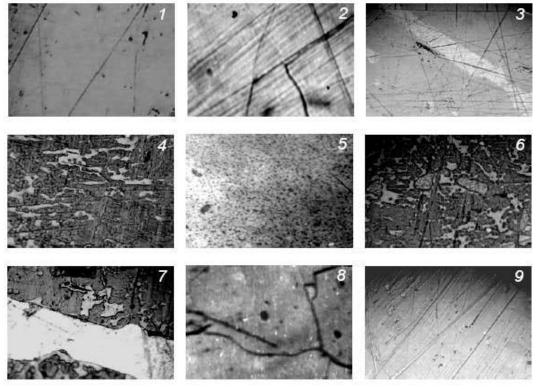


Рис. 4.

Микроструктура сплавов системы $TlInSe_2$ – $TlGaTe_2$. 1-10; 2- 30; 3- 35; 4- 40; 5- 55; 6- 60; 7- 65; 8-80; 9- 90мол.% $TlGaTe_2$ (увеличение 250^{\times}).

Н.А.АЛИЕВА, А.И.НАДЖАФОВ, Т.Г.МАМЕДОВ, Н.А.ЭЮБОВА

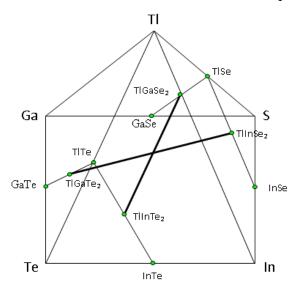
Учитывая близкие кристаллохимические параметры взаимодействующих соединений $TllnSe_2$ и $TlGaTe_2$, принадлежность их к одной и той же пространственной группе сингонии, характер химической связи в этих соединениях, ионные радиусы анионов и катионов, можно было бы ожидать образование широких областей твердых растворов замещения между ними. Однако, проведенный комплексный физико-химический анализ показал, что в исследуемой системе происходят образование ограниченных областей твердых растворов и эвтектический распад в области концентраций 30,0 < x < 75,0 мол.% $TlGaTe_2$. Причиной этому, по нашему мнению, является вероятность протекания обменной реакции:

$$TlGaTe_2 + TlInSe_2 \leftrightarrow TlInTe_2 + TlGaSe_2,$$
 (1)

в результате которой образуется соединение TlGaSe₂, кристаллизующееся в моноклинной сингонии.

Согласно Рис.5, в концентрационной пирамиде Tl-Ga-In-Se-Te концентрационные линии $TlGaTe_2$ - $TlInSe_2$ и $TlGaSe_2$ - $TlInTe_2$ пересекаются. Поэтому в сплавах системы $TlInSe_2$ - $TlGaTe_2$ протекание указанной обменной реакции (1) является возможным.

Аналогичное наблюдалось и при исследовании твердых растворов системы



TlGaSe₂-TlInS₂, где на основе TlGaSe₂ и было установлено образование анион-катионного растворов замещения, доходящее до 45,0мол.% [18]. спектров При исследованиях ИК концентраций отражения В области 0,3 < x < 0,7наблюдалось возникновение дополнительных полос, характерных для колебания Е_LС в TlInSe₂ [16].

Pис. 5.Концентрационная пирамида Tl-Ga-In-Se-Te; жирными линиями показаны концентрационные линии TlGaTe₂-TlInSe₂ и TlGaSe₂-TlInTe₂.

Было указано, что новые колебания образуются в этих составах в результате обменных реакций, происходящих в процессе получения:

$$TlGaSe_2 + TlInS_2 \leftrightarrow TlGaS_2 + TlInSe_2. \tag{2}$$

Таким образом, в результате комплексного физико-химического анализа построена диаграмма состояния системы $TIInSe_2$ - $TIGaTe_2$. Установлено, что она представляет собой квазибинарную диаграмму эвтектического типа с ограниченной растворимостью компонентов в твердом состоянии.

ВЫВОДЫ

Методами ДТА, РФА, МСА и измерениями микротвердости исследована система $TlInSe_2$ — $TlGaTe_2$. Установлено, что в системе $TlInSe_2$ — $TlGaTe_2$ происходит эвтектическое взаимодействие компонентов с образованием широких областей твердых растворов.

Установлено, что растворимость на основе $TlInSe_2$ составляет 30,0мол.% $TlGaTe_2$, а на основе $TlGaTe_2$ 25,0мол.% $TlInSe_2$. Эвтектика в системе образуется при 55,0мол.% $TlGaTe_2$ и температуре 973 К.

ОСОБЕННОСТИ ХИМИЧЕСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В СИСТЕМЕ TllnSe₂-TlGaTe₂

- 1. D.Muller, G.Eulenberger, H.Hahn, *Uber ternäre Thalliumchalkogenide mit Thallium selenidstruktur*, *Z. anorg. Allg. Chem.*, **39**8 (1973) 207-220.
- 2. Э.Ю.Салаев, К.Р.Аллахвердиев, Ш.Г.Гасымов, Т.ГМамедов, *Датчик* гидростатического давления, Авторское свидетельство СССР, № 1182291 (1984).
- 3. И.Г.Исмаилзаде, О.А.Самедов, И.А.Эюбова, И.М.Алиев, М.С.Гаджиев, О.А.Амиров *Приемник ИК-излучения*, *Патент №4045089/31-25*, опубл. 30.12.86.
- 4. Р.М.Сардарлы, О.А.Самедов, А.П.Абдуллаев, Э.К.Гусейнов, Ф.Т.Салманов, Н.А.Алиева, Р.Ш.Агаева, Ионная проводимость и диэлектрическая релаксация в кристаллах TlGaTe₂, облученных у- квантами, ФТП, **47** (2013) 696-701.
- 5. С.М.Бидзинова, Г.Д.Гусейнов, Г.Г.Гусейнов, М.И.Заргарова, *О* взаимодействии тройных таллиевых халькогенидов галлия и индия, Азерб. Хим. Журн., **2** (1973) 133.
- 6. А.Э.Бахышов., А.М.Ахмедов, Диаграммы состояния и диаграммы состав свойство систем $TlGaS_2$ - $TlGaSe_2$ и $TlInS_2$ - $TlInSe_2$, Изв. АН СССР, Неорг. материалы, **15** (1979) 417-421.
- 7. М.Б.Бабанлы, А.А.Кулиев, *Исследование системы TlGaSe*₂-*TlGaTe*₂ и *TlInSe*₂-*TlInTe*₂, *Aзерб. Хим. Журн.*, **4** (1977) 110.
- 8. А.Э.Бахышов, А.М.Ахмедов, Л.А.Рзаева, Г.Д.Гусейнов, Температурная зависимость края полосы поглощения $TlInS_xSe_{2-x}$, Изв. Вузов СССР, Физика, **4** (1977) 169-172.
- 9. А.Э.Бахышов, А.А.Лебедев, З.Д.Халафов, М.А.Якобсон, Зависимость оптических и фотоэлектрических свойств от состава твердых растворов $TlGaS_xSe_{2-x}$, $\Phi T\Pi$, **12** (1978) 580-585.
- 10. А.М.Ахмедов, А.Э.Бахышов, А.А.Лебедев, М.А.Якобсон, Оптические и фотоэлектрические свойства твердых растворов $TlInS_xSe_{2-x}$, $\Phi T\Pi$, **12** (1978) 520-524.
- 11. N.M.Gasanly, B.M.Dzhavadov, B.I.Taqirov, E.A.Vinoqradov, *Lonq-wave lattice vibration of TlInS*_{2x}*Se*_{2(*l-x*)} *and TlGaS*_{2x}*Se*_{2(*l-x*)} *layer solutions, Phys. Stat. Sol.*, B, **95** (1979) 27-30.
- 12. Е.А.Виноградов, Н.М.Гасанлы, А.Ф.Гончаров, Структурный фазовый переход в твердых растворах $TlInS_{2x}Se_{2(l-x)}$ и $TlGa_xIn_{l-x}Se_2$, ΦTT , **22** (1980) 899-901.
- 13. R.A.Aliev, G.D.Guseinov, A.I.Najafov, M.Kh.Alieva, *Phase diagram of the TlGaSe*₂-*TlInSe*₂ system and photoelectrical properties of *TlGa*_{1-x}*In*_x*Se*₂ single crystals, *Bulletin de la Societe Chimique de France*, **2** (1985) 142-146.
- 14. М.А.Алджанов, Н.Г.Гусейнов, Э.Н.Мамедов, Теплоемкость смешанных кристаллов $TlGaSe_{2(1-x)}S_{2x}$ и $TlInSe_{2(1-x)}S_{2x}$, Докл. АН Азерб. ССР, **43** (1987) 23-27.
- 15. М.А.Алджанов, Н.Г.Гусейнов, Э.Н.Мамедов, *Теплоемкость смешанных кристаллов TlInS*₂-*TlInS*₂, *ФТТ*, **30** (1988) 580-582.
- 16. K.R. Allakverdiev, M.M. Godzhaev, A.I. Nadzhafov, R.M. Sardarly, *Light Scattring spectra of the Solid Solition TlGa_xIn_{1-x}Se_{2x}S_{2(1-X)}, Phys. Stat. Solidi (b), 112 № 8 (1982) 93-97.*
- 17. A.U.Sheleg, E.M.Zub, A.Ya.Yachkovskii, S.N.Mustafaeva, E.M.Kerimova, *X-Ray Diffraction Stady of (TlInSe₂)_{1-x} (TlGaTe₂)_x Crystal System. Crystallography Reports, 57 (2012) 283-285.*
- 18.П.Г.Рустамов, С.Г.Абдуллаева, О.М.Алиев, А.И.Наджафов. *Взаимодействие тройных таллиевых халькогенидов галлия и индия, Изв. АН СССР, Неорг. материалы,* **19** (1983) 479-481.

Н.А.АЛИЕВА, А.И.НАДЖАФОВ, Т.Г.МАМЕДОВ, Н.А.ЭЮБОВА

TIInSe₂–TIGaTe₂ SİSTEMİNDƏ KİMYƏVİ QARŞILIQLI TƏSİRİN XÜSUSİYYƏTLƏRİ N.Ə.ƏLİYEVA, A.İ.NƏCƏFOV, T.Q.MƏMMƏDOV, N.A.EYUBOVA

Kompleks fiziki-kimyəvi analiz nəticələrinə əsasən TlInSe₂-TlGaTe₂ sisteminin hal diaqrami qurulmuşdur, müəyyən edilmişdir ki, sistemdə evtektik qarsılıqlı təsir bas verir və bərk halda komponentlər əsasında məhdud həllolma mövcuddur. Otaq temperaturunda TlInSe₂ əsasında həllolma - 30,0мол.% TlGaTe₂, TlGaTe₂ əsasında isə -25,0мол.% TlInSe₂ təşkil edir. Sistemdə evtektika 55,0мол.% TlGaTe₂ və 973K temperaturda formalaşır.

CHARACTERISTICS OF CHEMICAL INTERACTIONS IN THE SYSTEM TIInSe₂-TIGaTe₂ N.A.ALIEVA, A.I.NAJAFOV, T.G.MAMMADOV, N.A.EYUBOVA

As a result of complex physical and chemical analysis of the phase diagram constructed TIInSe₂-TIGaTe₂, has been established that it has been a quasi-binary eutectic diagram with limited solubility of components in the solid state. It has been found solubility on the basis of TIInSe₂was -30,0mo π .% of TIGaTe₂, but on the basis TIGaTe₂-25,0mo π .% of TIInSe₂. Eutectic has been formed in the system at 55,0mo π .% TIGaTe₂ and temperature 973K.

Редактор: А.Аббасов

УДК 537.226.2;537.226.3

ВЛИЯНИЕ ПЛОТНОСТИ ЦЕОЛИТОВ И СОДЕРЖАНИЯ В НИХ ПАРОВ ВОДЫ НА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ

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

Бакинский Государственный Университет
AZ 1148 Баку, ул. З.Халилова, 23
Department of Physics, Faculty of Sciences, Gazi University*
06500 Teknikokullar, Ankara, Turkey
Институт физики НАН Азербайджана**
AZ 1143, г. Баку, пр. Г.Джавида, 33
orbukh@rambler.ru

поступила: 12.05.2013	РЕФЕРАТ
принята к печати:20.08.2013	Сняты диэлектрические спектры природного клиноптилолита в вакууме (0.1torr) и на воздухе (при атмосферном давлении). Измерения проводились на образцах высокой плотности (природная пластина) и низкой плотности (непрессованный порошок). Установлено, что частотная зависимость как реальной, так и мнимой частей диэлектрической проницаемости характеризуется примерно одним и тем же временем релаксации порядка 10^{-5} с. Сделан вывод, что во всех рассмотренных случаях диэлектрические спектры
Ключевые слова: порошок цеолита, нанопористые материалы, ионы	определяются колебаниями ионов щелочных металлов, связанных с молекулами воды внутри цеолитовых пор, а
металлов	различия в соответствующих спектрах связаны с изменением концентрации указанных комплексов.

ВВЕДЕНИЕ

Цеолиты - большая группа природных гидратированных силикатов алюминия, являющаяся нестехиометрическими соединениями, составы которых изменяются в широких пределах, образуя ряды твердых растворов. В настоящее время известно более 45 структурных видов природных цеолитов, наиболее распространенными из которых являются морденит и используемый нами клиноптилолит. Ценность цеолитов обусловлена общим для этих минералов ажурным алюмокремнекислым каркасом, образующим систему полостей и каналов, размер входных окон которых достаточно велик, чтобы в них могли проникнуть молекулы и ионы большинства органических и неорганических соединений. Каркасы цеолитов образованы из анимонитов кремния и алюминия. Из-за своего строения каркас имеет отрицательный заряд, и этот заряд компенсируется катионами щелочных и щелочноземельных металлов и молекулами воды, находящимися в порах и полостях каркаса и слабо связанных с ним. Вода может быть удалена при нагреве или вакуумировании цеолита, что не влияет на жесткий каркас - его структура практически не меняется. Поры цеолитов правильной формы, соединяясь между собой через «окна», образуют внутри кристаллов сеть сквозных каналов. Поэтому цеолиты можно рассматривать как объект, на котором помимо уже хорошо известных явлений (адсорбция, ионообменные явления), можно исследовать пороэмиссию электронов, размножение электронов и газовый разряд в порах, диэлектрические и электрические свойства при насыщении пор различными газами и жидкостями. В пределах Азербайджанской республики были установлены 14 разновидностей цеолитового семейства минералов, которые, главным образом,

связаны с вулканизмом, проявляющимся на всем протяжении геологической истории Азербайджана. Геологическая особенность цеолитоносных районов дает считать, что территория Азербайджана является одним перспективных природным регионов ПО цеолитам [1],a именно, по высококремниземным цеолитам, широкое применение которых установлено во многих областях.

На основе рентгенографического и спектрального химического анализа установлена принадлежность исследуемого нами природного цеолита к высококремнеземным цеолитам типа клиноптилолит [2]. Кристаллическая структура клиноптилолита принадлежит к моноклинной сингонии с параметрами: $a=17.74\text{\AA}$, $b=17.9\text{\AA}$, $c=7.4\text{\AA}$, пространственная группа C2/m, $\beta=117^\circ$.

Структура состоит из чередующихся отрицательно заряженных алюмокремнекислородных тетраэдров AlO_4 и SiO_4 , которые, соединяясь между собой вершинами, образуют поры-наноканалы двух типов A и B, с размерами 0.6x0.4нм - (A тип) и 0.4x0.4нм - (B тип). Содержимое этих каналов представляет собой внекаркасную подсистему - это положительно заряженные ионы-катионы Na^+ , K^+ , Mg^+ , Ca^+ , компенсирующие отрицательный заряд каркаса, а также большое количество молекул H_2O -координационной воды. Вода играет важную роль для обеспечения стабильности каркаса клиноптилолита, так как между атомами кислорода из каркаса, находящегося в координации положительно заряженных ионов, и молекулами H_2O , находящихся в координации катионов, образуется водородная связь, что, как полагают [3-5], приводит к увеличению подвижности ионов в поровом пространстве.

Известно, что ИК-спектры чувствительны к изменениям как водородных, так и координационных связей в кристалле, что обусловило наш интерес к измерению спектров поглощения воды в клиноптилолите [6]. В работе исследовались спектры поглощения природного цеолита-клиноптилолита в широкой области частот от 3600cm⁻¹ до 100cm⁻¹. Идетифицированы полосы, обусловленные поглощением воды в порах цеолита. Обнаруженная широкая полоса на частоте 3470cm⁻¹ обусловлена колебанием молекул воды. Самая сильная полоса на частоте 1631cm⁻¹ подтверждает большую диффузионную подвижность.

Изучению диэлектрических спектров цеолитов при различных условиях посвящён ряд работ. В работе [7] изучалась зависимость диэлектрических свойств цеолита от типа основного иона, т.е. иона контролирующего ионно-миграционную поляризацию. В работе изучалась температурная зависимость диэлектрической проницаемости при различных частотах. Установлено, что экспериментальные результаты удовлетворительно описываются моделью двухкомпонентной системы цеолит-воздушные поры. Отметим, что в этой работе перед экспериментом вода из пор удалялась вакуумированием или отжигом. Влияние воды на диэлектрические свойства цеолитов изучались в работе [8]. В этой работе исследовался природный цеолит Са-клиноптилолит. В работе были изучены диэлектрические спектры, обусловленные релаксацией воды (при различных её концентрациях) в системе клиноптилолит - вода. Установлено, что вклад в диэлектрические свойства цеолита воды, связанной в порах, и воды в свободном объёме различен. Показано, что при влажности меньше 12 процентов вся вода находится в связанном состоянии. В работе [9] установлено, что модифицирование одними ионами увеличивает, а другими - уменьшает диэлектрическую проницаемость по отношению к исходному образцу. Как следует из проведённого обзора, диэлектрические свойства клиноптилолита изучались в предельных случаях. В работе [7] изучались свойства дегидратированного клиноптилолита, а в работе [8], напротив, специально гидратированный образец клиноптилолита. Целью настоящей работы является изучение промежуточного случая. Именно, измерение диэлектрического

ВЛИЯНИЕ ПЛОТНОСТИ ЦЕОЛИТОВ И СОДЕРЖАНИЯ В НИХ ПАРОВ ВОДЫ НА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ

спектра на воздухе и в не очень сильном вакууме. Другой нашей целью является комбинированное влияние влаги в клиноптилолите и его плотности. Для этого измерения проводятся на двух объектах: природный клиноптилолит и непрессованный порошок клиноптилолит.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Материалы: в качестве объекта исследования был использован природный цеолит клиноптилолит: сингония — моноклинная, пространственная группа симметрии C2/m, параметры элементарной ячейки: a=1.761nm, b=1.780nm, c=0.741nm, $\beta=115.2^{\circ}$; химический состав, подтвержденный проведенным нами рентгенографическим [2] анализом, содержал Al_2O_3 — 11.36%, SiO_2 —67.84%, Na_2O — 1.25%, MgO — 0.49%, P_2O_5 — 0.11%, SO_3 —0.03%, K_2O — 3.01%, CaO — 0.29%, TiO_2 — 0.08%, MnO —0.078%, Fe_2O_3 — 1.19%, KJ — 11.64%. Из моноблока, сформированного в недрах Земли, вырезались бруски, которые после механической обработки становились плоскопараллельными пластинами.

Порошок природного цеолита получался измельчением кусков в ступке, а затем обработкой их в планетарной мельнице типа FRITSCH, где они доводились до порошкового состояния с размерами частиц цеолита 0.1mkm.

Метод измерения: для измерения образцы помещались в кассете между двумя плоскими электродами, один из которых был проводящим прозрачным слоем SnO_2 на стеклянном диске, а второй - отполированным медным диском. С помощью накидной гайки медный диск сжимал засыпанный в кассету порошок в слой толщиной 2mm и диаметром в 1cm или пластину. Кассета помещалась в камеру, снабженную окнами для визуальной и фотографической регистрации, электрическими вводами и выводом для откачки газа из камеры. Давление в камере регистрировалось манометром, давление изменялось от атмосферного до 10^{-2} torr, кассета подключалась к прибору E7-20 (измеритель имметанса LRC, в диапазоне частот 25Γ ц-1М Γ ц). Измерения проводились при комнатной температуре и влажности воздуха 85%.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Из измеренных на приборе E7-20 емкости C и сопротивления R были вычислены, согласно [10], значения реальной (ε') и мнимой (ε'') частей диэлектрической проницаемости. В Таблице 1 приведены эти величины в зависимости от частоты для пластины и порошка на воздухе и в вакууме. На Рис.1 и Рис.2 показана частотная зависимость реальной и мнимой частей диэлектрической проницаемости этих образцов.

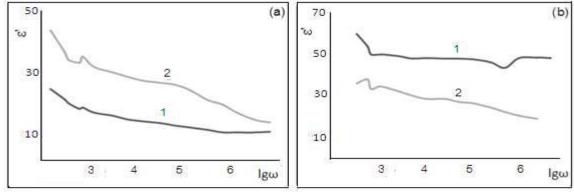


Рис.1

Частотная зависимость реальной части диэлектрической проницаемости для порошка а) и пластины (б): 1 – измерения в вакууме; 2 – при атмосферном давлении.

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

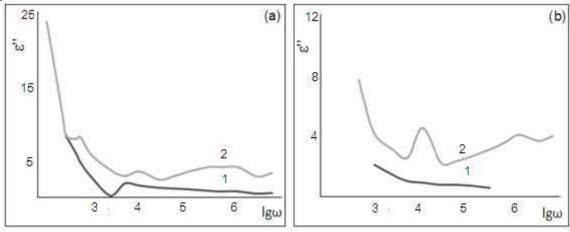


Рис. 2.

Частотная зависимость мнимой части диэлектрической проницаемости для порошка (а) и пластины (б): 1 – измерения в вакууме; 2 – при атмосферном давлении.

Таблица 1. Частотная зависимость значения реальной (ε ') и мнимой (ε '') частей диэлектрической проницаемости для пластины и порошка на воздухе и в вакууме.

Частота	пластина					порошок			
$\frac{\omega}{2\pi}$	ε'		€"		ε'		€"		
	вакуум	воздух	вакуум	воздух	вакуум	воздух	вакуум	воздух	
25	53.00	42.84	3.40	10.00	24,48	43.52	5.40	23.80	
50					11.90	36.38		12.00	
60	60.00	36.04			19.72	34.00	8.30	18.50	
100	54.00	38.00	4.20	7.74	18,02	32.98	5.95	7.90	
120	50.00	33.32		6.52	18.36	35.02	4.68	8.16	
200	50.00	34.68	2.08	4.16	16.66	31.62	2.84	5.80	
500	49.00	32.00	11.42	3.08	15.64	29.92	0.24	3.70	
10^{3}	48.00	30.06	1.01	2.56	14.62	28.56	1.94	2.94	
$2 \cdot 10^3$	48.28	28.56		4.54	13.94	27.20	1.60	3.52	
5·10 ³		28.56	0.78	2.22	13.26	26.52	1.35	2.43	
10^{4}	47.94	27.20	0.78	2.33	12.58	25.84	1.19	2.94	
2·10 ⁴	47.60	26.52	0.71	2.63	11.90	24.14	1.10	3.53	
5·10 ⁴	46.24	24.48	0.60	3.12	11.00	20.74	0.91	4.16	
10 ⁵	43.52	22.44		3.57	10,20	19.38	0.84	4.10	
2·10 ⁵	48.28	20.40		4.10	10.20	16.66	0.85	4.09	
5·10 ⁵	68 46	19.04		3.70	10.20	14.28	0.57	2.86	
10^{6}	48.28			4.00	10.54	13.60	0.67	3.33	
	$\tau = 3$	$\tau = 1$	$\tau = 2$	$\tau = 1$	τ=0.6	$\tau = 0.5$	$\tau = 2$	$\tau = 0.8$	
	$10^{-5} \mathrm{c}$	$10^{-5}c$	$10^{-5}c$	$10^{-5}c$	$10^{-5}c$	$10^{-5}c$	$10^{-5}c$	$10^{-5}c$	

Из приведённых графиков и Таблицы 1 следует, что обе диэлектрические проницаемости на воздухе больше, чем в вакууме (на всех частотах). Исключение составляет действительная часть диэлектрической проницаемости ε' для пластины, которая в вакууме больше, чем на воздухе.

Исходя из модели одного релаксатора (иммитирующего ионную поляризацию) с временем релаксации τ мы воспользовались следующими

ВЛИЯНИЕ ПЛОТНОСТИ ЦЕОЛИТОВ И СОДЕРЖАНИЯ В НИХ ПАРОВ ВОДЫ НА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ

простейшими формулами для реальной и мнимой частей диэлектрической проницаемости [10]:

$$\varepsilon_{i}^{"} = \varepsilon_{\infty} + \frac{\varepsilon_{s} - \varepsilon_{\infty}}{1 + (\omega_{i}\tau)^{2}} \qquad \qquad \qquad \varepsilon_{i}^{"} = \frac{\left(\varepsilon_{s} - \varepsilon_{\infty}\right)\omega_{i}\tau}{1 + (\omega_{i}\tau)^{2}}, \tag{1}$$

здесь \mathcal{E}_s - статическая диэлектрическая, \mathcal{E}_∞ - высокочастотная диэлектрическая проницаемость. Воспользовавшись данными, приведёнными в Таблице 1 (строки 1-17) мы по формулам (1) рассчитали время релаксации τ для всех случаев. Для вычисления τ из ϵ' мы разбивали данные эксперимента на группы по три точки. Для каждой группы определялось τ . Конкретно по трём экспериментальным точкам составляется система уравнений

$$\varepsilon_{i}^{'} = \varepsilon_{\infty} + \frac{\varepsilon_{s} - \varepsilon_{\infty}}{1 + (\omega_{i}\tau)^{2}}$$
 $i = 1, 2, 3.$ (2)

с тремя неивестными: \mathcal{E}_{∞} , $(\mathcal{E}_s - \mathcal{E}_{\infty})$, т. ω_i - частоты, на которых проводилось измерение, а ε_i -соответсвующие им, измеренные значения реальной части диэлектрической проницаемости, приведённые в Таблице 1.

Из системы (2) можно исключив \mathcal{E}_{∞} и $\left(\mathcal{E}_{s}-\mathcal{E}_{\infty}\right)$, выразить τ через частоты и диэлектрические проницаемости:

$$\tau = \sqrt{\frac{\varepsilon_{1}(\omega_{2}^{2} - \omega_{3}^{2}) + \varepsilon_{2}(\omega_{3}^{2} - \omega_{1}^{2}) + \varepsilon_{3}(\omega_{1}^{2} - \omega_{2}^{2})}{\omega_{1}^{2}\omega_{2}^{2}(\varepsilon_{2} - \varepsilon_{1}) + \omega_{3}^{2}\omega_{1}^{2}(\varepsilon_{1} - \varepsilon_{3}) + \omega_{2}^{2}\omega_{3}^{2}(\varepsilon_{3} - \varepsilon_{2})}} . \tag{3}$$

То же самое для ε ", только данные разбивали на группы по две точки. Конкретно по двум экспериментальным точкам составляется система двух уравнений

$$\varepsilon_{i}^{"} = \frac{\left(\varepsilon_{s} - \varepsilon_{\infty}\right)\omega_{i}\tau}{1 + \left(\omega_{i}\tau\right)^{2}} \qquad i=1,2. \tag{4}$$

с двумя неивестными: $(\mathcal{E}_s - \mathcal{E}_{\infty})$, τ . ω_i - частоты, на которых проводилось измерение, а $\mathcal{E}_i^{''}$ -соответсвующие им, измеренные значения мнимой части диэлектрической проницаемости, приведённые в Таблице 1. Из системы (3) можно, исключив $(\mathcal{E}_s - \mathcal{E}_{\infty})$, выразить τ через частоты и диэлектрические проницаемости:

$$\tau = \sqrt{\frac{\varepsilon_1^{"}\omega_2 - \varepsilon_2^{"}\omega_1}{\omega_1\omega_2(\varepsilon_2^{"}\omega_2 - \varepsilon_1^{"}\omega_1)}}.$$
 (5)

Отметим, что в таком подходе, из N экспериментальных точек можно рассчитать т $\frac{N!}{3!(N-3)!}$ раз (число сочетаний из N элементов по 3) из измерений

реальной части диэлектрической проницаемости и $\frac{N!}{2!(N-2)!}$ раз (число сочетаний из N элементов по 2) из измерений мнимой части диэлектрической проницаемости.

Таким способом мы рассчитали т для всех случаев, приведённых в Таблице1. Их разброс внутри одного столбца был в 10÷15 раз. Однако после усреднения по каждому столбцу в отдельности т для различных столбцов отличались не более чем

6 раз. Усреднённые таким образом значения т приведены в последней строчке Таблицы 1.

ОБСУЖДЕНИЕ

Для объяснения полученных результатов будем исходить из представления о поляризации, связанной со следующими типами проводимости:

- проводимость положительных ионов в порах цеолита, подвижность которых увеличена из-за взаимодействия с молекулами воды;
- проводимость положительных ионов, уменьшенная из-за увеличения рассеяния их энергии при атмосферном давлении;
- проводимость воды, находящейся в межкристаллитном пространстве.

Как следует из анализа эксперимента общая тенденция влияния давления водуха состоит в увеличении как реальной, так и мнимой частей диэлектрической проницаемости. Мы связываем это с увеличением подвижности ионов в порах вследствии их взаимодействия с молекулами воды. Исключение составляет только ёмкость пластины - на воздухе она меньше чем в вакууме. Возможно, что это свидетельствует о неоднородном распределении тока в поперечном направлении. словами, высокочастотный ток локализуется В узких структуре. Тогда при натекании возуха часть ёмкости пластины параллельных экранируется. Очень важно то, что время релаксации во всех случаях, с точностью до одного порядка, одно и тоже. Отсюда мы делаем вывод, что как сам объект релаксации, так и механизм его релаксации в переменном поле одинаковы во всех рассматриваемых случаях. Тогда различие реальной И мнимой диэлектрической проницаемости в приведённых случаях (пластина – порошок; вакуум - воздух) следует объяснить изменением концентрации релаксаторов. Мы считаем, что основной вклад в наблюдаемые явления вносит положительный ион в поре цеолита связанный с молекулой воды. Вакуум в нашем эксперименте не глубокий. Поэтому мы вполне можем считать, что количество ионов, связанных с водой, в этом случае вполне достаточно для объяснения наблюдаемых величин реальной и мнимой частей диэлектрической проницаемости. При переходе от вакуума к воздуху количество таких, связанных с водой, ионов увеличивается, что и проявляется в увеличении обоих диэлектрических проницаемостей. Увеличение реальной и мнимой частей диэлектрической проницаемости порошка по сравнению с пластиной связано с увеличением межкристаллитного пространства, которое заполняется водой. Дело в том, что в непрессованном порошке каждый кристаллит цеолита имеет гораздо большую площадь соприкосновения с водой, чем тот же кристаллит в природной пластине.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в настоящей работе установленно, что уменьшение плотности кристаллитов приводит к увеличению влияния влаги на диэлектрические спектры. Тот факт, что в нашем эксперименте не обнаружено существенного изменения времени релаксации продемонстрировало решающую роль взаимодействие атомов воды с положительными ионами в порах. Другими словами, сам механизм поляризации, определяющий диэлектрические спектры (движение в электрическом поле положительных ионов, связанных с молекулами воды) остаётся тем же самым во всех приведённых случаях (воздух - вакуум, пластина - порошок), а изменение спектров во всех случаях связано с проникновением воды в поры цеолита. Отметим так же, что таким же способом возможно для различных ион-замещённых образцов определять степень взаимодействия положительных ионов в порах с молекулами воды.

ВЛИЯНИЕ ПЛОТНОСТИ ЦЕОЛИТОВ И СОДЕРЖАНИЯ В НИХ ПАРОВ ВОДЫ НА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ

- 1. С.Е.Амиров, Цеолиты Азербайджана, Баку, Элм, (2004) 22.
- 2. T.Z.Kuliyeva, N.N.Lebedeva, V.I.Orbukh, Ch.A.Sultanov, *Natural zeolit-kliinoptilolite identification Fizika*, **XV** N3 (2009) 43-45.
- 3. P.Ducros, Etude de la mobilité de l'eau et dans quelques zéolites par relaxation diélectique et résonance magnétique nucléaire Bull.Soc. Fr. Mineral, Crystallogr., LXXX-III (1960) 85-112.
- 4. N.H.Magensen, E.Skou, *Effect of solvation of charge carriers in hydrated zeolites, Solid State Ionics*, **77** (1995) 51-54.
- 5. J.S.Afanassyev, B.A.Fursenko, I.A.Belitsky, *Proton Transfer in Hydrated Microporou Aluminosilicates: a 'H NMR Study of Zeolite Chabazite, Phys. Chem. Minerals*, **25** (1998) 262-287.
- 6. Т.З.Кулиева, Н.Н.Лебедева, В.И.Орбух, Г,М.Эйвазова, Полосы поглощения кристаллизационной волы в ик-спектрах поглощения, Клиноптилолита, J.of Oafgaz University, №31 (2011) 72-75.
- 7. С.В.Барышников, С.В.Ланкин, Е.В.Стукова, В.В.Юрков, *Влияние типа иона на диэлектрические свойства клиноптилолита, Современные наукоемкие технологии*, №6 (2004) 26-27.
- 8. Л.И.Гафарова, Д.В.Сараев, И.В.Лунев, Ю.А.Гусев, Диэлектрическая дисперсия воды в ионно-замещённом клиноптелолите, Структура и динамика молекулярных систем, **10** №1 (2003) 354-357.
- 9. С.В.Ланкин, *Влияние модифицирования на диэлектрические свойства клиноптилолита*, *NTP Phisica*, №2 (2011) 90854.
- 10.П.Т.Орешкин, Физика полупроводников и диэлектриков, М.: Высшая школа (1977) 448.

SEOLİTLƏRİN SIXLIĞININ VƏ TƏRKİBİNDƏKİ SU BUXARININ MİQDARININ ONLARIN DİELEKTRİK SPEKTRİNƏ TƏSİRİ

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

Klinoptilolitin vakuumda və havada dielektrik spektrləri çəkilmişdür. Ölçmələr yüksək sıxlıqlı (təbii lövhə şəkilli) və kiçik sıxlıqlı (preslənməmiş toz şəkilli) nümunələrdə aparılmışdır. Müəyyən edilmişdir ki, dielektrik nüfuzluluğunun həm həqiqi, həm də xəyali hissəsinin relaksasiya müddəti təxminən eyni, 10^{-5} s⁻¹ tərtiblə xarakterizə olunur. Belə nəticə çıxarılmışdır ki, bütün baxılan hallarda dielektrik spektrləri seolit daxilindəki məsamələrdə yerləşən su molekulları ilə əlaqəli ionların rəqsləri ilə təyin olunur. Uyğun spektrlərdəki fərqlər isə qeyd olunan komplekslərin konsentrasiyasının dəyişməsi ilə əlaqədardır.

INFLUENCE OF DENSITY OF ZEOLITES AND THE CONTENT OF THE WATER VAPOR ON THE DIELECTRIC SPECTRA

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

The dielectric spectra of natural clinoptilolit have been measured in vacuo (0.1torr) and air (atmospheric pressure). The measurements have been carried out on samples of high density (natural plate) and low density (unpressed powder). It has been established that the frequency dependence of both real and imaginary parts of the dielectric permittivity has characterized by approximately the same relaxation time of about 10⁻⁵s. It has been concluded that in all these cases, the dielectric spectra have been determined by fluctuations of alkali metal ions associated with the water molecules inside the zeolite pores. A difference in the corresponding spectra have been related the concentration of these complexes.

Редактор: М.Мурадов

УДК 621.039.542

ОСОБЕННОСТИ ВЗАИМОДЕСТВИЯ В СИСТЕМЕ НАНО Si-U₃O₈

А.А.ГАРИБОВ 1 , А.И.НАДЖАФОВ 1 , М.А.РАМАЗАНОВ 2 , Р.С.МАДАТОВ 1,3 , А.А.ГАРИБЛИ 1

Институт Радиационных Проблем НАН Азербаджана¹ АΖ1143, г. Баку, ул.Б.Вахабзаде, 9 2-Бакинский Государственный Университет² AZ1148, г.Баку, ул.З.Халилова,23 3-Национальная Академия Авиации Азербайджана³ AZ 1045, г.Баку, пос.Бина, 25-км nukl@box.az

Поступила: 01.07.2013

РЕФЕРАТ

Принята к печати:16.07.2013

Взаимодействия в системе $Si-U_3O_8$ исследованы дифференциально-термическим, рентгенофазовым, радиометрическим, пикнометрическим методами. На основе полученных результатов построена предполагаемая диаграмма состояния систем нано Si-U₃O₈. Установлено, что взаимодействие в системе нано Si-U₃O₈ имеет эвтектический характер. Выявлено, что при исследовании температурной области, растворимость кремния U₃O₈ достигает 1,0мол.%. Изучены закономерности дегидратации и окислительные процессы при нагреве образцов до \simeq 1400°С в различных средах.

Ключевые слова: система нано Si-U₃O₈, диаграмма состояния, взаимодействие, эвтектика, дегидратация, окислительные процессы.

ВВЕДЕНИЕ

Соединения на основе U-O-Si представляют большое значение в области ядерной энергетики и материаловедения [1,2]. Сплавы на основе Si-U могут быть использованы как ядерное топливо в различных типах ядерных реакторов. В результате взаимодействия окисных соединений урана и кремния могут быть получены ряд соединений, которые представляют большое научное и практическое значение [2-4]. Известно, что кремний широко применяется в области детектирования различных частиц и излучений. Однако при длительном времени контакта с излучениями в них происходят дефектообразования и окисления, которые существенно влияют на чувствительность приборов. Окислы кремния являются диэлектриками и обладают относительно малой чувствительностью к воздействию ионизирующих излучений. Введение в их состав радиоактивных атомов является одним из перспективных путей повышения чувствительности детекторов излучений на основе радиационно-стойкого окиси кремния.

Учитывая вышеуказанное изучение взаимодействия в системе, U-O-Si представляет большой интерес в области ядерной науки, технологии и материаловедения [5]. Поэтому в представленной работе исследованы процессы взаимодействия в системе нано Si-U₃O₈ на смешенных прессованных образцах при температуре Т≤1400°C.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

В качестве объекта исследований использовали нано-кремний марки SilikonNanoparticles Cubikc 99% чистотой, размерами частиц 50нм и U₃O₈. полученный по методике [2,4]. U₃O₈ получентермическим распадом UO₂SO₄ (марка "чистый" 99%) при температуре ~1000°C [2,4]

 $3UO_2SO_4 \rightarrow U_3O_8 + 3SO_2\uparrow + 2O_2\uparrow$

Полученный образец U₃O₈ отожжен дополнительно при 1100°С в течении 6 обработки часов. результате был получен однородно-черного порошок, мелкодисперсный параметры элементарной решетки которого определены по дифрактограмме, полностью соответствуют справочным данным высокотемпературной модификации U_3O_8 , кристаллизирующийся в ромбической сингонии (пр.гр.с. C2MM): a=6,822Å, b=11,816 Å, c=4,136 Å, Z=2, α = β = γ =90°, V=333,40 Å[7].

Использованный для синтеза наноразмерный порошок кремния был подвергнут рентгенофазовому анализу, в результате которого было установлено, что нанодисперсный кремний имеет рефлексы средней интенсивности и кристаллизуется в кубической сингонии (пр.гр.с. Fd-3m) с параметром решетки: a=5,431Å,Z=8, V=160,18Å 3 , что согласуется со справочными данными [8].

Дифрактограммы порошка U_3O_8 и наноразмерного кремния в виде штрих-диаграмм показаны на Рис.1 и Рис.2.

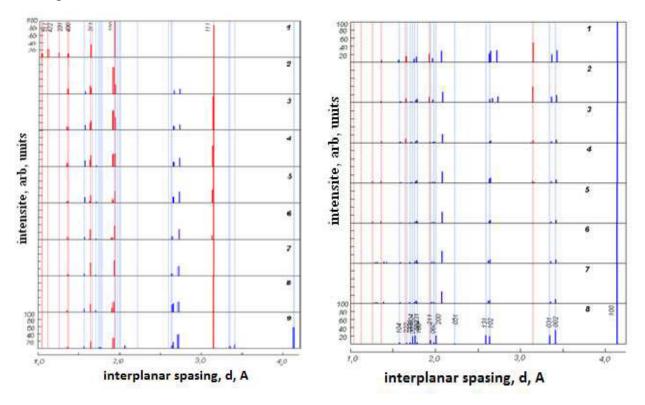


Рис.1

Штрих-диаграммы систем U_2O_8 и нано Si: 1-Si; 2 - (Si-99,0; U_3O_8 -1,0мол%); 3 - (Si-97,0; U3O8-3,0мол%); 4 - (Si-95,0; U_3O_8 -5,0мол%);5-(Si-90,0; U_3O_8 -10,0мол%); 6 - (Si-80,0; U_3O_8 -20,0мол%); 7 - (Si-70,0; U_3O_8 -30,0мол%); 8 - (Si-60,0; U_3O_8 -40,0мол%); 9 - (Si-50,0; U_3O_8 -50,0мол%)

Рис.2

Штрих-диаграммы систем U_3O_8 и нано Si: 1- (Si-40,0; U_3O_8 -60,0мол%); 2 - (Si-30,0; U_3O_8 -70,0мол%); 3 - (Si-20,0; U_3O_8 -80,0мол%); 4 - (Si-10,0; U_3O_8 -90,0мол%); 5 - (Si-5,0; U_3O_8 -95,0мол%); 6 - (Si-3,0; U_3O_8 -97,0мол%); 7- (Si-1,0; U_3O_8 -99,0мол%); 8 - U_3O_8

Образцы U_3O_8 -Si были синтезированы методом порошковой технологии. Из исходных порошков приготовлена шихта (смесь) с заданным химическим составом. Полученные однородные смеси порошков прессовали в гидравлическом прессе при давлениях 300H/cm^2 , диаметр таблетки составлял d_t =7мм. Для предотвращения окисления кремния в составе смеси таблетки помещали в кварцевые ампулы и вакуумировали до остаточного давления $\simeq 10^{-5}$ мм.рт.ст. Затем

запаянные ампулы были помещены в муфельную печь при температуре $1100\div1200^{\circ}\text{C}$ в течении $\tau=100$ часов. Таким путем в системе $U_3O_8\text{-Si}$ были получены 18 образцов с различным содержанием компонентов. Полученные образцы были исследованы дифференциально-термическими методами и рентгенофазовыми анализами. Содержание урана и значение радиоактивности определены на гамма-спектрометре с HPGe детектором производства фирмы Canberrau, α -спектрометрическим методом (на альфа-спектрометре производства фирмыCanberra). Плотность полученных образцов определена пикнометрическим методом [9].

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

С целью изучения полной картины процесса взаимодействия в системе U_3O_8 -Si рентгенофазовый анализ был проведен на всех полученных образцах. Для удобства анализа дифрактограмм образцов системы U_3O_8 -Si были построены штрих диаграммы, которые представлены на Рис.1 и Рис.2. Для удобства сравнения на этих рисунках приведены также штрих-диаграммы исходных компонентов Si и U_3O_8 (Рис.1(1) и Рис. 2(8), соответственно). Штрих диаграмма образца Si -1,0мол.% U_3O_8 показана на Рис.1(2). Она снята в диапазоне углов 20=15÷75°, поэтому 331, 422, 511 рефлексы в них отсутствуют. Рефлексы 220 и 111имеют меньшие значения интенсивности, и рефлекс 220 имеет удвоенный вид. Смещение в значениях межплоскостных расстояний рефлексов кремния практически отсутствуют. На штрих диаграмме при d=1,5777Å, d=2,6533Å и d=2,7299Å, имеются рефлексы, которые соответственно идентифицированы нами, как смещенные рефлексы 104, 131, 102 принадлежащие U_3O_8 .

Штрих диаграмма образца Si-U₃O₈-3,0мол.% характеризуется удвоением рефлексов 111, 311, 400 и 220 кремния, при этом, как видно из Puc.1(3), интенсивность рефлекса кремния 111 имеет максимальное значение. На штрих-диаграмме при d=1,5777Å, d=2,6402Å, d=2,6361Å, имеются смещенные рефлексы 104, 131 и 102 U₃O₈, имеющие слегка усиленные интенсивности, по сравнению с образцом с концентрацией 1,0мол.%. Анализ дифрактограмм образцов с концентрацией U₃O₈ 5,0; 10,0,20,0; 30,0 и 40,0 мол% (Puc.1.(4-8)) показал, что новых рефлексов в них не образуется, с увеличением содержания U₃O₈ интенсивность рефлексов U₃O₈ увеличивается, а Si - уменьшается.

На Рис.1(9) показана, штрих-диаграмма образца с концентрацией U_3O_8 -50мол.%. Как видно, максимальная интенсивность относится к рефлексу 111, наблюдается также незначительное снижение интенсивности рефлексов 220, 311, 400 решетки кремния. На штрих-диаграмме наблюдается новых рефлексов при d=4,1380(100)Å, 3,41135(002)Å, 3,3588(031)Å, 1,7650(202)Å и 1,7738(231)Å, относящихся к решетке U_3O_8 и смещенные в сторону малых углов.

В дифрактограммах образцов системы нано Si-U₃O₈ с уменьшением содержания кремния рефлексы, относящиеся к кремнию, снижаются по интенсивности и при концентрации $C_{U_3O_8}$ >97,0мол.% не регистрируются (Рис.2(7-9)). При этом, рефлексы 221, 211, 060, 200, 131, 102, 031, 022, принадлежащие к U₃O₈, на дифрактограммах являются смещенными в сторону малых углов.

Аналогичная картина дифракции наблюдается в штрих-диаграмме образца с концентрацией U_3O_8 - 99,0мол.% (Рис.2.(7)).

Смещение рефлексов решетки U_3O_8 в штрих-диаграммах в сторону малых углов начиная с концентрации Si - 1,0мол.%, вероятнее всего, является следствием образования твердого раствора кремния в U_3O_8 . Значение смещения рефлексов решетки U_3O_8 при этом не меняется с изменением состава образцов, поэтому значение растворимости кремния в U_3O_8 можно принять 1,0мол.%. Из

дифрактограммы образца с концентрацией U_3O_899 мол.% были определены параметры решетки, которые имеют значения: a=6,847Å, b=11,899Å, c=4,145Å.

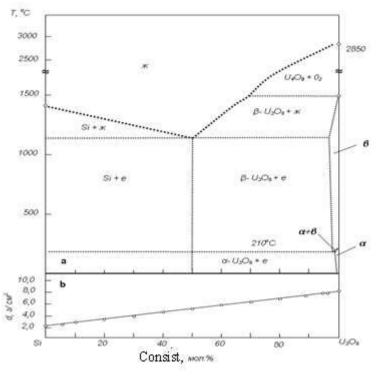
Как видно, по сравнению с параметрами решетки исходного U_3O_8 (a=6,822Å, b=11,816Å,c=4,136Å) при образовании твердых растворов параметры решетки увеличиваются, что является характерным при образовании твердых растворов внедрения и вычитывания. Учитывая характер взаимодействия компонентов в системе, их ионные радиусы, в данном случае более вероятным является образование твердых растворов внедрения.

Как показали результаты рентгенофазового анализа, на дифрактограммах образцов системы $Si-U_3O_8(Puc.\ 1\ u\ Puc.2)$ кроме рефлексов исходных компонентов новых рефлексов, принадлежащих новым фазам, не обнаружено. Такое поведение в дифрактограммах характерно для систем с эвтектическим характером взаимодействия [10]. При этом, учитывая, что в дифрактограммах образцов до концентрации U_3O_8 -50мол.% доминируют рефлексы кремния, а свыше 50мол.% рефлексы U_3O_8 , можно предположить, что эвтектика в системе $Si-U_3O_8$ образуется при концентрации ~ 50 мол.% U_3O_8 .

Построенная на основе результатов рентгенофазового анализа, диаграмма состояния системы $Si-U_3O_8$ представлена на Puc.3(a). При построении предполагаемой диаграммы состояния принят во внимание тот факт, что U_3O_8 обладает инкогруэнтным характером плавления и при 1500° C разлагается на нанооксидтетраурана U_4O_9 (Т.пл., 2850° C) и газообразный кислород [4]. На диаграмме показан также полиморфный переход U_3O_8 при 210° C:

$$\alpha$$
- $U_3O_8 \rightarrow \beta$ - U_3O_8 .

С целью выявления закономерностей термических процессов, дегидратации окисления и взаимодействия между компонентами, проведен дифференциально-термический анализ индивидуальных компонентов и полученных смесей нано Si- U_3O_8 . Известно, что U_3O_8 обычно не содержит кристаллизационную и конституционную воду.[11,12]. Однако, обычно U_3O_8 содержит определенное



количество UO₃, которая содержит кристаллизацион-ную воду и при нагреве может подвергаться разложению [4,11,13]. С целью получения подтверждения о содержании кристаллизационной воды образцы U₃O₈ держали в влажной среде в течении 10 суток, а затем проводили дифференциально-термический анализ в среде азота. По TG линии термограммы выявлено, что в области температур T=200-750°С происходит уменьшение веса образца на 0,04%, а в области температур T=750-1000°C веса составляет 0,08%.

Рис.3.

а) Диаграмма состояния систем нано Si- U_2O_8 полученная на основе рентгенофазного анализа, b) Зависимость плотности образцов систем Si- U_2O_8 от их состава.

Первая область соответствует потере кристаллизационной воды в $UO_3[12]$ которая присутствует в U_3O_8 в качестве примеси [11]. Вторая область потери веса соответствует области температур разложения $UO_3[13]$

$$6UO_3 \rightarrow 2U_3O_8 + O_2$$
.

Вторичный термический анализ проведен в инертной (Ar) среде и термограмма U_3O_8 проведена на Puc.4(A).

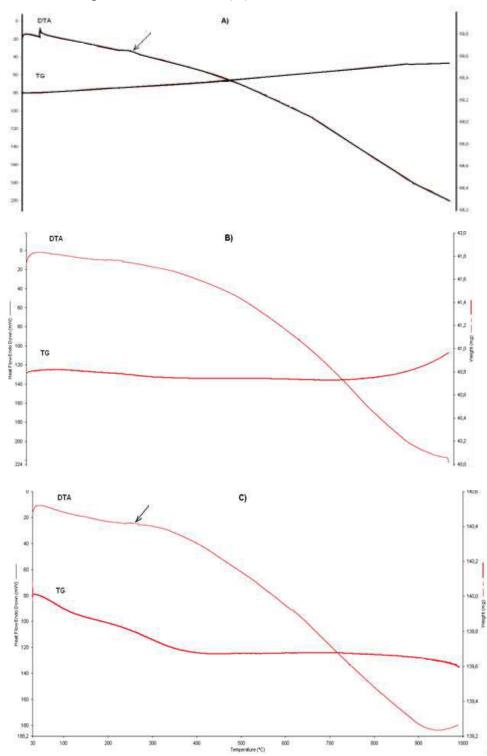


Рис.4. ДТА и ТG линии термограммы образцов: A) U_3O_8 , B) 100%Si , C) 50% U_3O_8 +50%Si.

В ДТА линии дифференциально-термического анализа наблюдается пик соответствующего полиморфному переходу при температуре T=220-250°C, $\Delta H=3,465$.

Наблюдаемый прирост веса при температуре T=100-1000°C на 0,29 % веса, по-видимому, связан с окислением содержащихся низших окисные соединений урана.

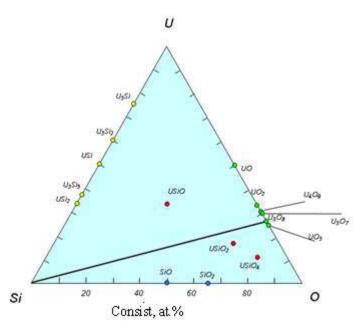
На Рис. 4(В) приведены ДТА и ТG линии для нано Si, которые снимались в среде аргона. По TG линии можно предположить, что начиная с 800°C происходит окисление нано кремния.

Проведен дифференциально-термический анализ образцов нано Si-U₃O₈с эвтектическим составом ($C_i \simeq 50\%$). На Рис.4 (C) приведена ДТА и ТG линии систем и Si-U₃O₈ с $C_i \simeq 50\%$. Характерный пик для полиморфного перехода U₃O₈ при температуре T= 220÷250°C наблюдается в ДТА линии. Система нано Si-U₃O₈ в отличие от компонентов содержит как адсорбционную $T_{\text{дес}} < 150$ °C, так и кристаллизационную $T_{\text{дес}} \simeq 150$ -400°C воду. Окислительных процессов характерных для отдельных компонентов в TG линии систем нано Si-U₃O₈ не наблюдается. Таким образом, дифференциально-термический анализ систем нано Si-U₃O₈ показывает, что существуют взаимодействия между компонентами, что обусловливает изменения гидратного покрова систем.

На Puc.3(b) представлена концентрационная зависимость плотности образцов системы $Si-U_3O_8$. Как видно из Puc.3(b), зависимость пикнометрической плотности образцов системы от концентрации имеет линейный характер, что также является характерным для систем с эвтектическим характером взаимодействия.

На Рис.5 представлен концентрационный треугольник U-Si-O, где сечение $Si-U_3O_8$ показано сплошной линией. Как видно из концентрационного треугольника, сечение $Si-U_3O_8$ не пересекает первичные поля тройных соединений, поэтому образование новых фаз в системе не обнаружено. Кроме того, электроотрицательность кремния (1,8) меньше, чем у кислорода (3,44), поэтому при взаимодействии кремния с оксидами урана реакций вытеснения непроисходит.

В составе U_3O_8 и нано Si- U_3O_8 имеется природный уран, который содержит в

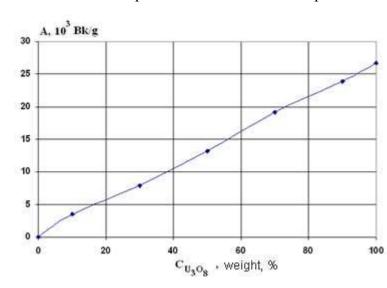


равновесном количестве $U^{234}(0,0006\%), U^{235}(0,0714\%)$ и $U^{238}(99,28\%)$. Эти изотопы являются α -радиоктивными.

 I^{234} что Учитывая TO, является одним членов ИЗ радиоактивного семейства U^{238} нами определены в основном U^{235} и U^{238} . При радиоактивном распаде изотоп U^{238} после определенного времени ($\tau \ge 240$ суток) находится в Pa^{234} равновесии изотопом. Поэтому активность определена как альфа, так и успектроскопическими методами.

Рис.5. Концентрационный треугольник U- Si- O систем.

На Рис. 6 приведены зависимость радиоактивности от состава систем нано



 $Si-U_3O_8$. Как видно, суммарная радиоактивность образцов растет увеличением содержания U_3O_8 в системе нано Si- U_3O_8 . Наблюдаемая зависимость радиоактивности содержания урана в составе нано Si-U₃O₈ согласуется с первоначальным составом и зависимостью плотности от состава.

Рис.6. Зависимость радиоактивности $(A_{238} + A_{235})$ от содержания U_3O_8 в системе нано Si- U_2O_8 .

Таким образом, в результате физико-химического исследования образцов системы $Si\text{-}U_3O_8$ построена предполагаемая диаграмма состояния системы. Установлено, что взаимодействие в системе $Si\text{-}U_3O_8$ имеет эвтектический характер. Эвтектика в системе образуется при концентрации ~50мол.% U_3O_8 . Обнаружена растворимость кремния в U_3O_8 , достигающего значения 1,0мол.%. Учитывая изменения параметров решетки образованных твердых растворов, физико-химические и кристаллохимические свойства взаимодействующих веществ, предположено, что при этом образуются твердые растворы внедрения. Выявлены закономерности термических процессов в средах N_2 и A_2 при нагреве до $1000 \div 1100$ °C и радиоактивность образцов от содержания урана в составе систем $Si\text{-}U_3O_8$.

- 1. Ю.Н.Митяев, Ядерная энергетика в 2002 г., Атомная техника за рубежом, №7 (2003) 11-13.
- 2. Б.Н.Ласкерин, Д.И.Скороваров, Е.А.Филипов, *Развитие химии и технологии* урана в ядерно-энергетическом топливном цикле, Сборник: Химия урана. М. Наука, (1983). 59-66.
- 3. Химия актиноидов, *Под.ред. Д.Д. Кацо, Г.Т. Сиборга, Л. Морса, М.:Мир*, **1** (1991). 522.
- 4. В.Г.Власов, В.М.Жуковский, Е.В.Ткаченко, А.Р.Векетев, *Кислородные* соединения урана, М.:Атомиздат, (1972) 255.
- 5. S.Lungu, L.L.Belcuta, Some properties of UO₂-SiO₂ melts, Journal of Nuclear Materials, **35** (1970) 35-40.
- 6. L.H.Fuchs, E.Gerbest, *X-ray studies of synthetic coffinite, torite and uranothorites, Am. Minera*, **43** (1958) 243.
- 7. R.Herak, The Crystal Structure of High Temperature Modification of U_3O_8 , Akta Crystalogsee, B, Struct Crystallogs. Cryst. Chem., **25** (1969) 2505.
- 8. Энциклопедия неорганических материалов, Главная редакция Украинской Советской энциклопедии, Киев, **1** (1977) 840.
- 9. С.А.Медведев, Введение в технологию полупроводниковых материалов, М.: Высшая школа, (1970) 503.

ОСОБЕННОСТИ ВЗАИМОДЕСТВИЯ В СИСТЕМЕ НАНО Si-U₃O₈

- 10. Б.Ф.Ормонт, Введение в физическую химию и кристаллохимию полупроводников, М.: Высшая школа, (1973) 655.
- 11. А.В.Сапрыгин, В.М.Голик, Ю.М.Кежутин, И.С.Израилевич, Н.Г.Герасимович, *О контроле влажности закиси-окиси урана, получаемой промышленным способом. Аналитика и контроль*, **1** (1999) 26-29.
- 12. А.В.Сапрыгин, В.М.Голик, С.А.Трепачев, Н.Г.Герасимович, Е.В.Якубовская, Исследование свойств моногидрата триоксида урана для разработки стандартного образца состава триоксида урана, аттестованного по массовой доле воды. Аналитика и контроль, 15 № 1 (2011) 102-110.
- 13. Н.М.Воронов, Р.М.Сафронов, Е.А.Войтехова, *Высокотемпературная химия окислей урана и их соединений, М.:Атомиздат*, (1971) 360.

NANO Si-U₃O₈ SİSTEMİNDƏ QARŞILIQLI FƏALİYYƏT XÜSUSİYYƏTLƏRİ

A.A.QƏRİBOV, A.İ.NƏCƏFOV, M.A.RAMAZANOV, R.S.MƏDƏTOV, A.A.QƏRİBLİ

Si- U_3O_8 sistemində qarşılıqlı fəaliyyət differensial-termik, Rentgen faza, radiometrik və piknometrik metodları vasitəsilə tədqiq olunmuşdur. Əldə olunmuş nəticələr əsasında nano Si- U_3O_8 sistemlərinin nəzərdə tutulmuş hal diaqramı tərtib olunmuşdur. Müəyyən edilmişdir ki, nano Si- U_3O_8 sisteminin qarşılıqlı fəaliyyəti evtektik xarakterə malikdir. Nano Si- U_3O_8 sistemində evtektika təqribən 50mol.% U_3O_8 qatılıqda yaranır. Alınmış bərk məhlulların qəfəs parametrlərindəki dəyişikliklər əsasında aşqarlanmanın bərk məhlullarının formalaşması fikri irəli sürülmüşdür. Aşkar edilmişdir ki, temperatur sahəsində aparılan tədqiqatlar zamanı U_3O_8 silisium oksidin həll olma qabiliyyəti 1,0mol.%-dır. Nümunələrin müxtəlif mühitlərdə 1000°C temperatura qədər isidilməsi zamanı dehidratlaşma və oksidləşmə proseslərinin qanunauyğunluqları öyrənilmişdir.

PROPERTIES OF INTERACTION in NANO Si-U₃O₈ SYSTEM

A.A.GARIBOV, A.I.NAJAFOV, M.A.RAMAZANOV, R.S.MADATOV, A.A.GARIBLI

Si- U_3O_8 interaction has been studied with differential-thermal, X-ray phase, radiometric and bottle methods. It has been constructed the estimated state diagram of nano Si- U_3O_8 systems. It has been established that nano Si- U_3O_8 interaction had a eutectic character. Eutectic in nano Si- U_3O_8 system has been formed at a concentration of about 50mol.% U_3O_8 . On the basis of the change in lattice parameters of the formed solid solutions it has been assumed the formation of solid solutions of implantation. It has been revealed that within the research of temperature range the solubility of silica U_3O_8 reached 1,0mol.%. It has been studied the patterns of dehydration and oxidation processes at heating of samples up to 1000° C in various medium.

Редактор: О.Самедов

УДК 539.219

ЭЛЕКТРОАКТИВНЫЙ КОМПЛЕКС В СЛОЖНОЛЕГИРОВАННОМ КРИСТАЛЛЕ Ge<Ga,Sb,Ni>

Э.М.ИСЛАМЗАДЕ, З.А.АГАМАЛИЕВ, З.М.ЗАХРАБЕКОВА, Г.Х.АЖДАРОВ

Институт Физики НАН Азербайджана AZ-1143, г.Баку, пр. Г. Джавида, 33 zangi@physics.ab.az

поступила: 24.05.2013 принята к печати:20.08.2013

РЕФЕРАТ

На основе холловских измерений сложнолегированных кристаллов Ge < Ga,Sb,Ni> установлено, что термообработка образцов при $\sim 1020 K$ приводит к образованию в них дополнительных центров акцепторного действия. Уровни этих центров расположены в нижней половине запрещённой зоны германия и соответствуют энергии — $E_v + 75 mag B$. На основе анализа полученных результатов считается, что наиболее вероятной моделью для этих акцепторов является комплекс из пары, состоящей из замещающих атомов примесей никеля и галлия ($Ni_s Ga_s$) или межузельного атома никеля и замещающего атома галлия ($Ni_i Ga_s$).

Ключевые слова: сложнолегированные кристаллы, германий, быстродиффундирующая примесь, термическая обработка, электроактивный комплекс.

Изучению энергетического спектра примесных центров в кристаллах Ge было посвящено много работ, результаты которых демонстрируют возможность модификации электронных свойств материала в широком диапазоне путём соответствующего легирования матрицы. В работах [1-3] показано, что в кристаллах Ge и Ge-Si, легированных медью и одним из типичных мелких акцепторных примесей (Al, Ga, In), при соответствующей термообработке возникают дополнительные электроактивные центры. Авторы связывают эти центры с комплексами, образующимися в матрице из замещающих атомов мелких акцепторных примесей и быстродиффундирующих атомов меди. Никель, как и медь, в германии является быстродиффундирующей примесью. Глубокие акцепторные состояния, наблюдаемые в Ge<Ni>, относят к замещающим атомам этой примеси (Ni_s). Энергии активации этих уровней составляют E_v+0.23эВ и E_v+0.45эВ [4]. Большая скорость диффузии никеля, как и меди, в германии используется для прецизионного управления концентрацией Ni_s в матрице путём термического отжига образцов при различных температурах [5]. С другой стороны, миграция части примесных атомов никеля при высокотемпературной обработке при определённых условиях, может привести к образованию новых электроактивных комплексов с другими дефектами решётки, учёт которых необходим для получения материала с заданными электронными свойствами.

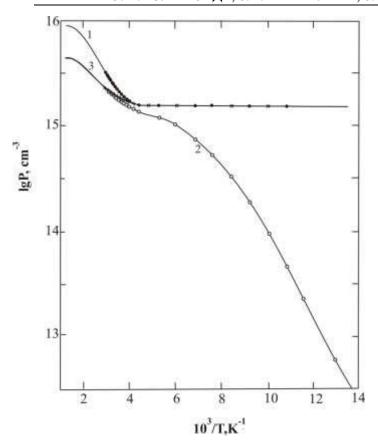
В настоящей работе по данным холловских измерений исследовано влияние термической обработки в интервале $800 \div 1100$ K на спектр примесных состояний в кристаллах Ge<Ga,Sb,Ni>. Цель работы — установление возможности и условий образования дополнительных электроактивных центров в кристаллах, подвергнутых термической обработке.

Кристаллы Ge, легированные одновременно галлием и сурьмой с концентрациями порядка $10^{15} \div 10^{16} \, \mathrm{cm}^{-3}$, выращивались методом Бриджмена. Оптимальные значения операционных технологических параметров для получения заданных концентраций примесей в выращенных кристаллах определяли математическим моделированием концентрационного распределения примесей в слитках [6,7]. Заметим, что сурьму, как мелкий донор в кристаллах, использовали в

ЭЛЕКТРОАКТИВНЫЙ КОМПЛЕКС В СЛОЖНОЛЕГИРОВАННОМ КРИСТАЛЛЕ Ge<Ga,Sb,Ni>качестве вспомогательной примеси для управления степенью компенсации акцепторных состояний галлия и никеля в матрице. Это необходимо для проявления в холловских измерениях всех энергетических уровней в запрещённой зоне германия [2,8].

В зависимости от соотношения концентраций примесей галлия и сурьмы образцы обладали электронной или дырочной проводимостями. После холловских измерений на Ge<Ga,Sb>, проводили легирование образцов никелем. Легирование проводили диффузионным методом при температуре максимальной растворимости никеля в германии [9]. Термическую обработку образцов проводили в интервале 800÷1150К. Закалку проводили «сбрасыванием» образцов в этиловый спирт при температуре сублимации сухого льда. Энергию связи электроактивных центров и их концентрацию в образцах до и после термической обработки определяли на основе измерения коэффициента Холла в интервале 77÷350К.

Как показали экспериментальные результаты, термическая обработка образцов Ge<Ga,Sb> в интервале 450÷1150К с последующей закалкой практически не влияет на их электрические свойства. В зависимости от эффективных значений концентраций примесей сурьмы $(N_{Sb}^* = N_{Sb} - N_{Ga}, N_{Sb} > N_{Ga})$ и галлия $(N_{Ga}^* = N_{Ga} - N_{Sb}, N_{Ga} > N_{Sb})$, в образцах, легированных никелем при $\sim 1150 \, \mathrm{K}$, в холловских измерениях проявляются первое или второе акцепторные состояния Ni_s. Термическая обработка этих образцов в интервале 800÷1100К показала, что в образцах, закалённых с~1020К возникают дополнительные уровни, расположенные в нижней половине запрещённой зоны кристалла. В измерениях эти уровни обнаруживаются в образцах с N_{Ga} порядка $10^{16} {\rm cm}^{-3}$ при сильном уровне компенсации акцепторного состояния галлия. На Рис. 1 для примера представлены температурные зависимости концентрации дырок (р) для одного такого образца Ge<Ni,Ga,Sb>. До легирования никелем образец обладал дырочной проводимостью, обусловленной примесью галлия с $N_{Ga}^*=1.5\cdot 10^{15} {\rm cm}^{-3}$. После легирования образца никелем экспериментальные данные по зависимости р от Т (кривая 1) достаточно хорошо описываются теорией [8] с учётом активации первого уровня Ni_s [10], шунтированного мелкими акцепторными состояниями галлия с концентрацией N_{Ga}^* . Как видно из Рис. 1 термическая обработка образца при $\sim 1020 {
m K}$, приводит к существенному изменению хода кривых р от Т (кривая 2). Здесь отчетливо проявляется действие двух различных уровней в матрице. Экспоненциальный спад р от Т в области низких температур свидетельствует как о появлении дополнительных глубоких акцепторов (ГА) в матрице, так и о полной компенсации мелких акцепторных состояний галлия с концентрацией N_{Ga}^{*} . При высоких температурах рост р от Т определяется активацией первого уровня Ni_s. В отличие от этого примера, в образцах, обладающих до легирования никелем электронной проводимостью, обусловленной избытком концентрации сурьмы над галлием ($N_{Sh}^* > 0$), дополнительные электроактивные центры в зависимостях р от Т не проявляются. На Рис. 2 представлены характерные зависимости р от Т на примере одного из таких образцов с исходной $N_{sh}^* = 1.2 \cdot 10^{15} cm^{-3}$. На кривых 1 и 2 кружками представлены экспериментальные данные после легирования образца никелем при ~1150К и последующей термической обработки при ~1020К. В обоих случаях экспериментальные данные согласуются с расчётными в рамках действия частично компенсированного первого уровня никеля с концентрацией равной растворимости Ni_s при соответствующей термической обработке образца.



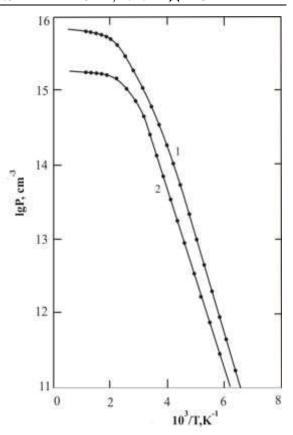


Рис.1.

Температурные зависимости концентрации дырок в Ge<Ga,Sb,Ni> с $N_{Ga}^*=1.5\cdot 10^{15}$ с m^{-3} . Кривые 1, 2 и 3 после легирования образца никелем при 1150К и отжига при 1020 и 550К, соответственно. Сплошные линии – теоретические расчеты. Расчётные кривые соответствуют следующим параметрам: 1) E_{Ni1} =230мэB, N_{Ni} =7.9·10¹⁵ см⁻³, $N_{Ga}^*=1.5\cdot 10^{15}$ см⁻³; 2) E_{Ni1} =230мэB, N_{Ni} =2.8·10¹⁵ см⁻³, $E_{\Gamma A}$ =75мэB, $N_{\Gamma A}$ =2.3·10¹⁵ см⁻³, N_{Sb}^* =0.8·10¹⁵ см⁻³; 3) E_{Ni1} =230мэB, N_{Ni} =2.8·10¹⁵ см⁻³.

Рис.2.

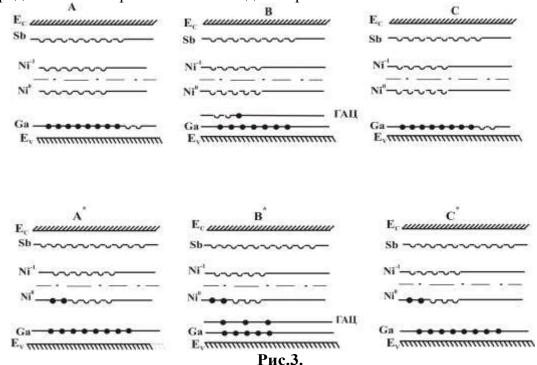
Температурные зависимости концентрации дырок в Ge<Ga,Sb,Ni> с N_{Sb}^* =1.2·10¹⁵cm⁻³. Кривая 1 — данные после легирования образца никелем при 1150K, кривая 2 — после отжига при 1020 и 550K. Сплошные линии - теоретические расчеты: 1) $E_{\rm Ni1}$ =230мэB, $N_{\rm Ni}$ =8.0·10¹⁵cm⁻³, N_{Sb}^* =1.2·10¹⁵cm⁻³; 2) $E_{\rm Ni1}$ =230мэB, $N_{\rm Ni}$ =3.1·10¹⁵cm⁻³, N_{Sb}^* =1.2·10¹⁵cm⁻³.

Для установления природы дополнительных ГА в первой группе Ge<Ni,Ga, Sb> при $N_{Ga}^*>0$ и причины их непроявления в кристаллах второй группы при $N_{Sb}^*>0$ после закалки при $1020\mathrm{K}$ были проведены эксперименты по отжигу образцов. Как и в [1,2] отжиг образцов проводили при температуре $\sim 550\mathrm{K}$. Установлено, что для образцов с $N_{Sb}^*>0$ отжиг при этой температуре в течение 20ч практически не влияет на их электрические свойства. В рассмотренном выше примере зависимость р от Т для такого образца совпадает с таковой, представленной кривой 2 на Рис.2. В отличие от этого случая, в первой группе кристаллов при этой температуре происходит распад ГА и отжиг в течение 16ч приводит к их полному исчезновению. Кривая 3 на Рис. 1 демонстрирует температурную зависимость концентрации дырок в образце после такого отжига. Как видно, зависимость р от 1 в этом случае существенно отличается от кривой 2, и экспериментальные данные хорошо описываются теорией с учётом активации

ЭЛЕКТРОАКТИВНЫЙ КОМПЛЕКС В СЛОЖНОЛЕГИРОВАННОМ КРИСТАЛЛЕ Ge<Ga,Sb,Ni> первого уровня Ni_s, с концентрацией равной растворимости никеля в германии при термообработке образца при 1020К. Заметим, что здесь, как и в случае кривой 1, концентрация шунтирующих атомов галлия совпадает с эффективной концентрацией N_{Ga}^* в Ge.

Анализ полученных результатов показал, вся совокупность что экспериментальных данных для образцов с различными исходными $N_{Ga}^{st} > 0$ и $N_{Sb}^{*} > 0$ может быть объяснена в рамках образования примесных комплексов в Наиболее вероятными кандидатами, приводящими к образованию этих комплексов, следует считать пары из замещающих атомов никеля и галлия (Ni_sGa_s) или из межузельных атомов никеля и замещающих атомов галлия (Ni_iGa_s). Процесс образования этих пар, аналогично [1,2], можно представить в следующем виде. Избыточная концентрация Ni_s, по сравнению с равновесной, при температуре отжига переходит из узлов в междоузлия $Ni_s \to Ni_i + V$ (V – вакансия). Часть атомов никеля, находившаяся в стоках в электрически пассивном состоянии, переходит в междоузлия (стоки Ni)→ Ni_i. При температурах около 1020К акцепторные атомы галлия, находящиеся в узлах решётки, отрицательно заряжены. Подвижные положительно заряженные атомы Ni_i [11] мигрируют в решетке кристалла, взаимодействуют с отрицательно заряженными атомами Ga_s и образуют пары $Ni_s + Ga_s \rightarrow Ni_sGa_s$ или $Ni_s + (Ga_s + V) = Ni_sGa_s$, которые проявляют себя как ΓA центры.

На Рис. 3 представлены концептуальные схемы энергетических уровней в запрещённой зоне Ge<Ni,Ga,Sb> до и после термообработок кристалла. Распределение электронов на схемах дано при T=0.



Схематические картины энергетических уровней для сложнолегированных кристаллов Ge<Ga,Sb,Ni>. Схемы A, B, C и A^* , B^* , C^* для образцов с исходной дырочной ($N_{Ga} > N_{Sb}$) и электронной ($N_{Sb} > N_{Ga}$) проводимостями, соответственно. A, A^* – после диффузионного легирования никелем при 1150K; B, B^* – после термообработки при 1020K; C, C^* – после отжига при 550K.

Соответствующие схемы объясняют ход всех зависимостей р от Т, представленных на Рис.1 и Рис. 2. В частности, причина не проявления ГАЦ и неизменности хода кривой р от Т после отжига в случае образца с исходной электронной проводимостью (кривая 2 Рис.2) объясняется схемами В* и С* Рис.3. Перераспределение электронов от мелких акцепторных примесей галлия к образовавшимся электроактивным примесным комплексам ведёт к полной компенсации последних. Это обстоятельство ведёт к тому, что эти центры не проявляются в холловских измерениях. Распад ГАЦ после отжига при ~550К приводит к состоянию идентичному с состоянием до отжига образца в плане статистического распределения электронов по состояниям примесей.

Энергию активации ($E_{\Gamma A}$) и концентрацию дополнительных ΓA комплексов ($N_{\Gamma A}$) в образцах определяли по данным экспериментальной кривой 2 Рис.1 в рамках двухуровневой системы по уравнению [8]

$$p + N_{Sb}^{**} = \frac{N_{Ni}}{1 + \frac{p\gamma_{Ni1}}{N_{v} \exp(-E_{Ni1}/kT)}} + \frac{N_{TA}}{1 + \frac{p\gamma_{TA}}{N_{v} \exp(-E_{TA}/kT)}},$$

здесь N_v – эффективная масса плотности состояний в валентной зоне германия, N_{Ni} и $N_{\Gamma A}$ – концентрации атомов Ni_s и дополнительных ΓA центров, E_{Ni1} и $E_{\Gamma A}$ – энергии активации первого уровня никеля и ΓA , γ_{Ni1} , $\gamma_{\Gamma A}$ - факторы вырождения первого уровня никеля и ΓA уровней, N_{Sb}^{**} - эффективная концентрация компенсирующих атомов сурьмы при наличии дополнительных ΓA центров.

Искомые параметры $E_{\Gamma A}$ и $N_{\Gamma A}$ вычисляли путём подгонки теоретических кривых к экспериментальным с использованием метода наименьших квадратов. В уравнении фактор вырождения обоих акцепторных уровней принимался равным четырём [12]. Значения N_v и E_{Ni1} заимствовали из литературных данных [4,8]. Концентрацию Ni_s определяли по данным кривой 3. Сплошная линия 2 на Рис. 1 отвечает теоретической кривой, рассчитанной с использованием следующих значений параметров примесей и дополнительных ΓA центров: $E_{Ni1} = E_v + 230$ мэВ, $N_{Ni} = 2.8 \cdot 10^{15}$ см⁻³, $E_{\Gamma A} = E_v + 75$ мэВ, $E_{\Gamma A}$

Резюмируя вышеизложенное можно сказать следующее. Термическая обработка кристаллов Ge<Ga,Sb,Ni> при 1020К с последующей закалкой приводит к образованию в них дополнительных ГА центров. Энергия основного состояния этих центров расположена ниже первого акцепторного уровня Ni_s и равна E_v +75мэВ. Отжиг образцов при \sim 550К приводит к полному исчезновению дополнительных ГА. Наиболее вероятной моделью для ГА центров принят комплекс из пары Ni_s Ga $_s$ или Ni_i Ga $_s$. При использовании метода прецизионного легирования Ge<Ga> никелем путём соответствующей термической обработки кристаллов необходимо учитывать генерацию дополнительных ГА центров в матрице.

- 1. G.Kh.Azhdarov, Z.M.Zeynalov, V.K.Kyazimova, L.A.Huseynli, *Deep Donor Center in Ge_{1-x}Si_x* (Cu,In,Sb) at 1050÷1080K, Inorganic Materials, **46** (2010) 1285-1289.
- 2. Г.Х.Аждаров, З.М.Зейналов, З.М.Захрабекова, А.И.Кязимова, Электроактивный комплекс в термически обработанных кристаллах Ge-Si<Cu,Al>, Кристаллография, **55** (2010) 499-502.
- 3. Г.Х.Аждаров, З.М.Зейналов, Л.А.Гусейнли, З.А.Агамалиев, Глубокий акцепторный комплекс в сложнолегированных кристаллах $Ge_{I-X}Si_X < Cu, Ga >$, HKPK-2010, Тезисы докладов, Москва, ИК РАН, 1 (2010) 270-271.

ЭЛЕКТРОАКТИВНЫЙ КОМПЛЕКС В СЛОЖНОЛЕГИРОВАННОМ КРИСТАЛЛЕ Ge<Ga,Sb,Ni>

- 4. А.Милнс, *Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках, Москва, Мир,* (1977) 562.
- 5. В.И.Фистуль, А.Г.Яковенко, *Распад пересыщенных твердых растворов как метод прецизионного легирования полупроводников, Легирование полупроводников, Москва, Металлургия*, (1982) 244.
- 6. З.М.Захрабекова, З.М.Зейналов, В.К.Кязимова, Г.Х.Аждаров, Segregation of Aluminum and Indium Impurities in $Ge_{1-x}Si_x$ Crystals, Неорган. Материалы, 43 (2007) 5-9.
- 7. Г.Х.Аждаров, З.М.Зейналов, Л.А.Гусейнли, Распределение примесей Ga и Sb в кристаллах Ge-Si, выращенных методом Бриджмена с использованием подпитывающего слитка, Кристаллография, **54** (2009)137-141.
- 8. Д.Блекмор, Статистика электронов в полупроводниках, Москва, (1964) 392.
- 9. Г.Х.Аждаров, В.И.Тагиров, Исследование энергетических уровней никеля в сплавах германий—кремний, ФТП, **5** (1971)1107-1110.
- 10. G.Kh. Azhdarov, R.Z. Kyazimzade, *Deep impurity levels in Ge-Si alloys, Sol. State Commun.*, **111** (1999) 675-679.
- 11. R.N.Hall, J.H.Racette, Diffusion and solubility of copper in extrinsic and intrinsic germanium, silicon and gallium arsenide, J. Appl. Phys., **33** (1964) 379-397.
- 12. Y.Kamiura, F.Hoshimoto, T.Nobusada, S.Yoneyama, *Copper-related deep acceptor in quenched germanium*, *J. Appl. Phys.*, **56** (1984) 936-941.

MÜRƏKKƏB AŞQARLANMIŞ Ge<Ga,Sb,Ni> KRİSTALIN ELEKTROAKTİV KOMPLEKS

E.M.İSLAMZADƏ, Z.Ə.AĞAMALIYEV, Z.M.ZƏHRABƏYOVA, H.X.ƏJDƏROV

Holl ölçüləri əsasında göstərilib ki, $\sim 1020 K$ temperaturlarda mürəkkəb aşqarlanmış Ge<Ga,Sb,Ni>kristallarının termoemalı onlarda akseptor təsirli əlavə mərkəzlərin yaranmasına gətirir. Bu mərkəzlərin səviyyələri germaniumun qadağan olunmuş zolağının aşağı yarısında yerləşir və $E_v+75 meV$ enerjiyə malikdirlər. Alınan nəticələrin analizi əsasında yeni yaranan mərkəzlərin qəfəs düyünlərində yerləşən nikel və qallium aşqarlarının (Ni $_s$ Ga $_s$) və ya düyünlər arasında olan nikel və düyündə yerləşən qallium atomlarının cütlüklərindən ibarət olduğu ehtimal edilir.

ELEKTRICALLY ACTIVE COMPLEX IN CODOPED Ge<Ga,Sb,Ni> CRYSTAL

E.M.ISLAMZADE, Z.A.AGHAMALIYEV, Z.M.ZAKHRABEKOVA, G.Kh.AZHDAROV

On the basis of Hall measurements it has been shown that complexly doped Ge<Ga,Sb,Ni> crystals after heat treatment at $\sim 1020 K$ contained additional acceptor centers. Position of these centers has located at lower half part of the forbidden band of Ge and correspond to energy $E_v + 75 meV$. On the basis of the obtained results it has been shown that the deep acceptor complex most likely has been a pair - substitution Ni and Ga atoms (Ni_s Ga_s), or interstitial Ni and substitution Ga atoms (Ni_iGa_s).

Редактор: Дж. Абдинов

УДК 621.315.592

ВЛИЯНИЕ ОТЖИГА НА ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КОНТАКТА СПЛАВА (Bi-Sn) С ЭКСТРУДИРОВАННЫМИ ОБРАЗЦАМИ $Bi_{0.7}Sb_{1.3}Te_{2,93}Se_{0.07}<Dy>$

Б.Ш.БАРХАЛОВ, Т.Д.АЛИЕВА, Р.Ю.АЛИЕВ, Р.А.ИСМАЙЫЛОВА

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

Поступила: 03.06.2013

Принята к печати:16.07.2013

РЕФЕРАТ

В интервале температур 80÷300К сопротивление контакта r_k возрастает с ростом температуры, что характерно для металлического типа проводимости и не соответствует механизмам протекания тока согласно термоэлектронной, полевой или термополевой эмиссии. Предполагается, что омический контакт на границе раздела образуется за счет появления проводящих шунтов в результате осаждения образовавшихся в результате реактивной диффузии промежуточных фаз с металлической проводимостью на дислокациях. С термообработкой структур шунты с металлических характером проводимости совершенствуются, что приводит к значительному уменьшению значений r_k для структур с различным содержанием легирующей примеси диспрозия.

Ключевые слова: твердый раствор, омический контакт, полевая эмиссия, термополевая эмиссия, контактный сплав, металлические шунты.

Необходимость создания низкотемпературных термоэлектрических охладителей требует разработки термоэлектрических материалов, эффективно работающих в области низких температур вплоть до ~120÷130К. Анализ литературных данных показывает что, перспективными материалами при низких температурах являются твердые растворы p-Bi_{2-x}Sb_xTe_{3-v}Se_v с замещением атомов (Sb→Bi) и (Se→Te) в обеих подрешетках. Возникающие при этом искажения кристаллической решетки приводят к увеличению рассеяния фононов и снижению теплопроводности кристаллической решетки, что является одной из причин увеличения термоэлектрической эффективности в широком интервале температур от 80 до 350К [1,2]. В работе [2] показано, что монокристаллы твердого раствора состава $p-Bi_{2-x}Sb_xTe_{3-v}Se_v$ (x=1,3; y=0,07) являются перспективными материалами для низкотемпературных (< 220К) каскадов электронных охладителей. Однако из-за слоистой структуры прочность указанного материала оказывается низкой. Применение метода экструзии для получения термоэлектрических материалов на основе твердых растворов теллуридов висмута и сурьмы, широко применяемых в качестве материала для n- и p-ветвей термоэлектрических преобразователей, в частности, электронных твердотельных охладителей, предназначенных для работы интервале температур 200÷350К, позволяет существенно повысить прочностные характеристики, сохраняя при этом термоэлектрические параметры близкими к таковым для монокристаллических образцов [3]. Одним из путей повышения термоэлектрических характеристик термоэлектрических материалов для конкретных интервалов температур является также легирование примесями, которые могут приводить к заметному увеличению флуктуаций термоэлектрических свойств, связанных со статистическим характером распределения примесных атомов в решетке матрицы [3]. Ранее нами было исследовано влияние легирования экструдированных образцов $Bi_{0.5}Sb_{1.5}Te_3$ р-типа и $Bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}$ п-типа атомами редкоземельных элементов (РЗЭ) диспрозия Dy и самария Sm в количестве до

0,02ат.%. Было показано, что примеси РЗЭ сильно влияют на величину коэффициента термоэдс α, электропроводности σ, коэффициента теплопроводности у и термоэлектрической эффективности Z [4]. Также было установлено, что концентрация примеси атомов диспрозия 0,01ат.% является оптимальной для термоэлектрических параметров, причем увеличение термоэлектрической эффективности Z, в основном, было связано с тем, что при введении примеси в результате искажений кристаллической решетки происходит увеличение рассеяния фононов, что приводит к уменьшению решеточной составляющей теплопроводности и увеличению параметра Z. Оптимизация параметров термоэлектрических параметров наряду с варьированием состава и количества примесей может быть проведена также оптимизацией технологических процессов, одним из которых является отжиг.

Эффективность термоэлементов, изготовленных на основе указанных материалов, наряду с параметрами самого термоэлектрического материала, существенно зависит также от сопротивления границы раздела контактного сплава с термоэлектрическим материалом — переходного контактного сопротивления r_k .

Целью настоящей работы является выяснение влияния отжига на механизм протекания тока в контакте контактного сплава Bi-Sn с образцами экструдированного термоэлектрического материала $Bi_{0,7}Sb_{1,3}Te_{2,93}Se_{0,07}$ р-типа, легированного атомами редкоземельного металла диспрозия. Отжиг проводился в вакууме 10^{-2} Ра при температуре ~500К в течение 60 часов. Предварительными исследованиями было установлено, что влияние дальнейшего увеличение температуры и времени отжига на параметры было несущественным, и указанный режим отжига является оптимальным.

Образцы для исследований состояли из припаянных друг к другу торцами одинакового размера кристаллов. Припаянные торцы предварительно были обработаны электрохимическим травлением и залужены контактным сплавом Bi-Sn. B [5] было показано, что для термоэлектрических материалов на основе системы Bi-Sb-Te-Se контактным материалом, создающим наименьшее контактное сопротивление, является сплав Bi-Sn. На боковой поверхности образца вдоль образующей были нанесены контакты диаметром 0,2÷0,3мм. Расстояние между контактами составляло ~2мм. После вплавления контактов и охлаждения до комнатной температуры измерялись вольт-амперные характеристики в интервале температур 80÷300К между первым и остальными контактами. Полученные линейные вольт-амперные характеристики свидетельствовали о том, что контакты являются омическими. Для разделения сопротивления омического контакта r_k и сопротивления толщи полупроводника $R_{o \delta b e m}$ определялась зависимость измеренного сопротивления $R_{u_{3M}}$ от расстояния между контактами d. Таким образом,

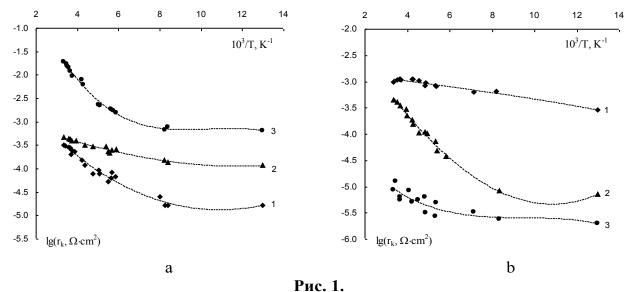
$$R_{u_{3M}} = 2r_k + R_{obsem} = 2r_k + \frac{\rho d}{S} = 2r_k + \frac{d}{gnu S}$$
, (1)

где ρ - удельное сопротивление толщи полупроводника, S - площадь контакта, μ_n - подвижность. В случае омических контактов зависимость $R_{u_{3M}}$ от d должна быть линейной. Отсечка этой прямой на оси ординат должна соответствовать удвоенному сопротивлению контакта, а наклон этой зависимости должен соответствовать удельному сопротивлению толщи полупроводника $\rho = 1/qn\mu_n$.

Контактные сопротивления образцов измеряли в интервале температур 80÷300К. На Рис.1 представлены температурные зависимости переходного контактного сопротивления на границе раздела контактного сплава Bi-Sn и

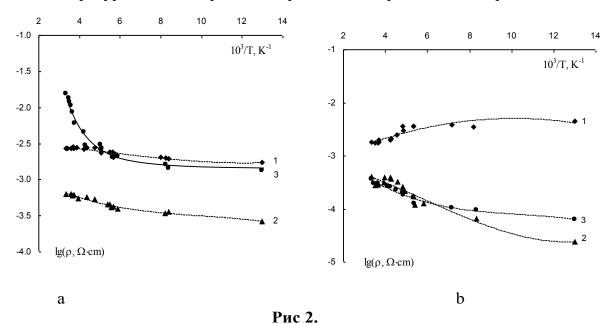
Б.Ш.БАРХАЛОВ, Т.Д.АЛИЕВА, Р.Ю.АЛИЕВ, Р.А.ИСМАЙЫЛОВА

экструдированных образцов p- $Bi_{0,7}Sb_{1,3}Te_{2,93}Se_{0,07}$, легированных атомами редкоземельного металла диспрозия, а на Puc.2 - температурные зависимости удельного сопротивления для тех же образцов.



Зависимость сопротивления контактов структур на основе неотожженных (а) и отожженных (b) образцов с различным содержанием диспрозия: 1-0; 2-0,005; 3-0,02ат.%Dy

Из Рис. 1 видно, что как для не прошедших отжиг, так и отожженных при \sim 500 К образцов контактное сопротивление r_k с ростом температуры возрастает. С ростом температуры также возрастает и удельное сопротивление образцов.



Зависимость удельного сопротивления неотожженных (а) и отожженных (b) образцов с различным содержанием диспрозия: 1-0; 2-0,005; 3-0,02 ат.% Dy.

Как известно [6], основными механизмами протекания тока в омическом контакте являются:

термоэлектронная эмиссия: при этом приведенное к единице площади сопротивление омического контакта R_k уменьшается с ростом температуры Tи увеличивается с ростом высоты барьера металл-полупроводник φ_B :

$$R_k = (\frac{k}{qA*T})\exp\left(\frac{q\varphi_B}{kT}\right),\tag{1}$$

где k - постоянная Больцмана, q - заряд электрона, A^* - эффективная постоянная Ричардсона.

• полевая эмиссия: R_k не зависит от T и возрастает с ростом высоты барьера металл-полупроводник φ_B :

$$R_k \propto \exp\left[\left(\frac{2\sqrt{\varepsilon_s \varepsilon_0 m^*}}{h}\right) \left(\frac{\varphi_B}{N_d^{1/2}}\right)\right],$$
 (2)

где ε_s – диэлектрическая проницаемость полупроводника, ε_0 - диэлектрическая проницаемость вакуума, m^* - эффективная масса электрона в полупроводнике, h постоянная Планка, N_d - концентрация ионизованных примесей в полупроводнике.

термополевая (туннельная) эмиссия: сопротивление R_k слабо уменьшается с ростом температуры T и увеличивается с ростом высоты барьера металлполупроводник φ_{R} :

$$R_k \propto \exp\left(\frac{\varphi_B}{E_{00} cth(q E_{00} / jT)}\right),\tag{3}$$

для случая полупроводника
$$n$$
-типа критерий Падовани-Стратона $E_{\theta\theta}$ равен:
$$E_{\theta\theta} = \frac{h}{2} \sqrt{\frac{N_d}{\varepsilon_s \varepsilon_\theta m^*}} = 18.5 \cdot 10^{-15} \sqrt{\frac{N_d}{\varepsilon_{sr} m_r}} \,, \tag{4}$$

где $m_r = m^*/m_0$ - относительная эффективная масса электрона в полупроводнике, ε_{sr} - относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника.

Расчеты показывают [7], что при высоких температурах kT >> E₀₀ основным механизмом протекания тока является термоэлектронная эмиссия, при средних температурах (kT \approx E) – термополевая эмиссия, при низких температурах (kT << E $_{00}$) – полевая (туннельная эмиссия).

Из Рис.1 видно, что контактное сопротивление, приведенное к единице площади, в интервале температур 80÷300К возрастает, что противоречит основным теориям протекания тока в омическом контакте – термоэлектронной, термополевой и полевой эмиссии, согласно которым контактное сопротивление должно либо уменьшаться с ростом температуры, либо оставаться постоянной.

В [8] было показано, что в сплавных омических контактах металлполупроводник, когда в процессе создания контакта или термообработки происходит растворение полупроводника в контактном сплаве и рекристаллизация, может проявляться еще один механизм протекания тока - по металлическим Возрастание контактного сопротивления с ростом температуры характерно для металлов, и поэтому, следуя [8], можно предполагать, что образование омического контакта связано с металлическими представляющими собой атомы металла, осажденные по линиям несовершенств, например, дислокаций, которые закорачивают слой объемного заряда. Поэтому, можно считать, что механизм протекания в омическом контакте Bi_{0.7}Sb_{1.3}Te_{2.93}Se_{0.07} со сплавом Bi-Sn характеризуется механизмом протекания тока по металлическим шунтам.

В [9] нами было показано, что при нанесении контактного сплава Bi-Sn на поверхность кристаллов систем Bi-Sb-Te-Se происходит растворение полупроводника в контактном сплаве и, вследствие реактивной диффузии, образуются

Б.Ш.БАРХАЛОВ, Т.Д.АЛИЕВА, Р.Ю.АЛИЕВ, Р.А.ИСМАЙЫЛОВА

промежуточные фазы в виде теллуридов и селенидов компонентов этого сплава. Поэтому можно предположить, что шунты образуются из таких промежуточных фаз.

термообработкой структур шунты с металлических характером проводимости совершенствуются, что приводит к значительному уменьшению значений r_k для структур с различным содержанием легирующей примеси диспрозия. Для отожженных кристаллов при концентрации примеси диспрозия 0,02ат.% контактное сопротивление уменьшается в среднем на два порядка. корреляция изменением Наблюдается между контактного удельного сопротивления при термообработке, однако, термообработка на сопротивление влияет слабее.

Таким образом, основным механизм протекания тока в омическом контакте (масс.%: 57Bi+43Sn)/ $Bi_{0,7}Sb_{1,3}Te_{2,93}Se_{0,07}$ <Dy> является протекание тока по шунтам из образовавшихся промежуточных фаз с металлической проводимостью.

- 1. Л.Н.Лукьянова, В.А.Кутасов, П.П.Константинов, Термоэлектрики n- $(Bi, Sb)_2(Te, Se,S)_3$, эффективные для области температур $80 \ K < T < 350 K$, Материалы IX Межгосударственного семинара "Термоэлектрики и их применение", Санкт-Петербург, $(2004) \ 68$.
- 2. Л.Н.Лукьянова, В.А.Кутасов, П.П.Константинов, *Многокомпонентные* твердые растворы р-типа на основе халькогенидов Ві и Sb для температур <220К, Материалы IX Межгосударственного семинара "Термоэлектрики и их применение", Санкт-Петербург, (2004) 80.
- 3. Б.М.Гольцман, В.А.Кудинов, И.А.Смирнов, *Полупроводниковые термоэлектрические материалы на основе ВізТез, М., Наука,* (1972) 320.
- 4. Б.Ш.Бархалов, Р.Ю.Алиев, Г.З.Багиева, Н.Б.Мустафаев, *Термоэлектрические* свойства сплавов на основе теллуридов висмута и сурьмы, содержащих примеси редкоземельных элементов, Материалы VIII Межгосударственного семинара "Термоэлектрики и их применение" Санкт-Петербург, (2002) 185.
- 5. Д.Ш.Абдинов, Б.Ш.Бархалов, Н.А.Джамалов и др., Материал для коммутации термоэлементов, А.С. № 1322938 с приоритетом от 28.05.85.
- 6. Т.В.Бланк, Ю.А.Гольдберг, Механизмы протекания тока по металлическим шунтам в омических контактах к широкозонным полупроводникам, ФТП, **43** (2009) 1204-1209.
- 7. Т.В.Бланк, Ю.А.Гольдберг, *Механизмы протекания тока в омических контактах металл-полупроводник, ФТП*, **41** (2007) 1281-1308.
- 8. Т.В.Бланк, Ю.А.Гольдберг, О.В.Константинов и др., *Механизмы протекания тока в сплавном омическом контакте In-GaN, ФТП*, **40** (2006) 1204-1208.
- 9. Б.Ш.Бархалов, Т.Д.Алиева, Д.Ш.Абдинов, Структура и электрические свойства границы раздела кристаллов $Bi_{0.5}Sb_{1.5}Te_3$ и $Bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}$ с некоторыми сплавами, Известия РАН, Неорганические материалы, 31 (1995) 194-198.

TERMİK İŞLƏNMƏNİN (Bi-Sn) XƏLİTƏSİNİN EKSTRUZİYA OLUNMUŞ Bi $_{0,7}$ Sb $_{1,3}$ Te $_{2,93}$ Se $_{0,07}$ <Dy> NÜMUNƏLƏRİ İLƏ KONTAKTININ ELEKTRİK XASSƏLƏRİNƏ TƏSİRİ

B.Ş.BARXALOV, T.D.ƏLİYEVA, R.Y.ƏLİYEV, R.Ə.İSMAYILOVA

Termik işlənmənin (Bi-Sn)/Bi $_{0,7}$ Sb $_{1,3}$ Te $_{2,93}$ Se $_{0,07}$ <Dy> kontaktının elektrik xassələrinə təsirinin eksperimental tədqiqinin nəticələri təqdim olunmuşdur. Göstərilmişdir ki, 80-300 K temperatur intervalında kontaktın müqaviməti temperaturun yüksəlməsi ilə artır ki, bu da metal keçiriciliyi üçün

ВЛИЯНИЕ ОТЖИГА НА ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КОНТАКТА СПЛАВА (Bi-Sn) С ЭКСТРУДИРОВАННЫМИ ОБРАЗЦАМИ $\mathrm{Bi}_{0.7}\mathrm{Sb}_{1.3}\mathrm{Te}_{2.93}\mathrm{Se}_{0.07}\mathrm{<Dy>}$

səciyyəvidir və termoelektron, sahə və ya termik-sahə emissiyasına uyğun gəlmir. Fərz olunur ki, ayrılma sərhəddindəki omik kontakt reaktiv diffuziya nəticəsində əmələ gələn və metal keçiriciliyinə malik olan aralıq fazaların dislokasiyaların üzərində çökməsi nəticəsində meydana çıxan şuntların hesabına yaranır. Termik işlənmədən sonra metal keçiriciliyinə malik şuntların strukturunun təkmilləşməsi nəticəsində kontakt müqaviməti əhəmiyyətli dərəcədə kiçilir.

INFLUENCE OF THE ANNEALING ON ELECTRICAL PROPERTIES OF CONTACT (Bi-Sn) ALLOY WITH EXTRUDED $Bi_{0,7}Sb_{1,3}Te_{2,93}Se_{0,07}\!<\!Dy\!>\!SAMPLES$

B.Sh.BARKHALOV, T.D.ALIYEVA, R.Yu.ALIYEV, R.A.ISMAYYLOVA

The results of the experimental research of the electrical properties of contact of (Bi-Sn) alloy with extruded Bi_{0.7}Sb_{1.3}Te_{2.93}Se_{0.07}<Dy> samples have been presented. It has been shown that in the range of temperatures 80÷300K contact resistance of increased with temperature growth that has been the characteristic for metal type of conductivity and hasn't corresponded to mechanisms of course of a current according to thermionic, field or thermal-field emission. It has been supposed that ohmic contact in the interface formed due to occurrence of conducting shunts as a result of sedimentation of the intermediate phases formed as a result of reactive diffusion with metal conductivity on dislocations. Under the treatment of structure of shunts with metallic character of conductivity have improved that has led to significant reduction of contact resistance values for structures with various contents of dysprosium impurity.

Редактор: Г.Аждаров

УДК 621.315.592

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА И НЕКОТОРЫЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ СОЕДИНЕНИЙ TISmSe₂ И TIErSe₂

М.А.АЛДЖАНОВ, Р.З.САДЫХОВ, Э.М.КЕРИМОВА, М.Д.НАДЖАФЗАДЕ К.М.ГУСЕЙНОВА

Институт Физики НАН Азербайжана AZ1143, Баку, пр.Г.Джавида, 33 mezahir2002@mail.ru

ностиния: 24.05.2012	РЕФЕРАТ			
поступила: 24.05.2013	ΓΕΨΕΓΑΙ			
принята к печати:20.08.2012	В работе исследованы намагниченность,			
	парамагнитная восприимчивость и теплоемкость			
	соединений T1ErSe ₂ и T1SmSe ₂ в интервале			
	температур 80÷300К. Магнитные исследования			
	данном интервале показали, что соединения			
	проявляют свойства, характерные для парамагнитных материалов. На основе калориметрических данных			
	теплоемкости вычислены основные термодинамичес-			
Ключевые слова: удельная намагниченность,	кие функции: изменение энтропии и энтальпии			
восприимчивость, теплоемкость.	исследованных соединений			

Соединения с общей формулой $TlMeX_2$ (Me - 3d-металл; X - S, Se) исследованы в работах [1-5]. Авторы показали, что соединения являются слоистыми с низкоразмерной структурой и, в зависимости от Me, проявляют свойства антиферро-, ферро- и ферримагнетиков.

Представляет интерес исследования влияния 4f-ионов на образование магнитной структуры и некоторые физические свойства в подобных соединениях.

Настоящая работа посвящена исследованию магнитных свойств и теплоемкости соединения TISmSe₂ и TIErSe₂ в области температур 80÷300К.

Синтез образцов $TISmSe_2$ и $TIErSe_2$ для исследований проводился в два этапа. Вначале исходные компоненты высокой чистоты помещались в кварцевую ампулу, в которой создавался вакуум до давления $\sim 10^{-3} Pa$. Температура электропечи медленно повышалась до $\sim 493 K$ (температура плавления селена). После выдержки при этой температуре в течении 3 часов, темпереатура печи плавно повышалась до $\sim 1490 K$ и выдерживалась в течении 3 суток. Полученные в результате синтеза порошкообразные образцы затем спрессовывались и в эвакуированной кварцевой ампуле подвергались гомогенизирующему отжигу при $T\sim 600 K$ в течении 15 суток.

Рентгенографический анализ образцов $TISmSe_2$ и $TIErSe_2$ проводился на дифрактометре ДРОН–3М (CuK_α - излучение, λ =1,5418Å Ni-фильтр, режим: 35кв, 10mA). Угловое разрешение съемки составляло ~0,1°. Использовался режим непрерывного сканирования. Углы дифракции определены методом измерений по максимуму интенсивности.

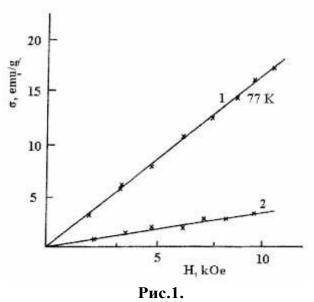
Рентгенографический анализ показал, что соединения $TlSmSe_2$ и $TlErSe_2$ кристаллизуются в тетрагональной сингонии с параметрами кристаллической решетки $a=7,683\text{\AA}$, $c=6,980\text{\AA}$ ($TlSmSe_2$) и $a=8,0355\text{\AA}$, c=6,900Å ($TlErSe_2$).

Намагниченность измерена на маятниковом магнитометре Доменикалли, парамагнитная восприимчивость — методом Фарадея на магнито-электрических весах. Теплоемкость измерена адиабатическим методом.

На Рис.1 приведена зависимость удельной намагниченности $TlSmSe_2$ и $TlErSe_2$ от магнитного поля при 77К. Как видно из рисунка, зависимость $\sigma(H)$ для обоих соединений характерна для парамагнитных материалов.

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА И НЕКОТОРЫЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ СОЕДИНЕНИЙ TISmSe₂ И TIErSe₂

О парамагнитном состоянии в $TlSmSe_2$ и $TlErSe_2$ свидетельствует и температурная зависимость обратной парамагнитной восприимчивости этих соединений (Puc.2).



Зависимость удельной намагниченности $TlErSe_2$ (1) и $TlSmSe_2$ (2) от магнитного поля.

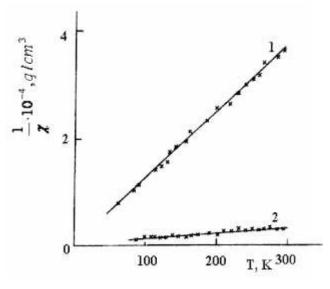
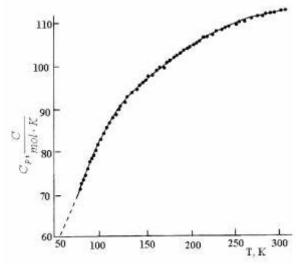


Рис.2. Температурная зависимость обратной парамагнитной восприимчивости $TIErSe_2(1)$ и $TISmSe_2(2)$.

Из зависимости $1/\chi$ (T) рассчитаны экспериментальные значения эффективного магнитного момента соединений $TlSmSe_2$ и $TlErSe_2$, которые оказались равными 10.4 и $8.25\mu_B$, соответственно.

Отметим, что при теоретических расчетах эффективного момента редкоземельных элементов наряду со спиновым магнитным моментом учитывается и орбитальный. С учетом этого, как показано в [6], теоретические значения эффективного магнитного момента всех 4f-элементов, за исключением Sm и Er (что связано с особенностями кристаллической структуры этих элементов) удовлетворительно согласуются с экспериментальными.

Действительно, как видно из эксперимента, для соединения $TIErSe_2$ наблюдается удовлетворительное согласие экспериментального $8,25~\mu_{\rm B}$ и теоретического $9,6\mu_{\rm B}$ [6] значений эффективного магнитного момента, для $TISmSe_2$, однако,



эти значения значительно различаются - $10.4\mu_B$ и $1.6\mu_B$, соответственно [6].

В интервале температур $80 \div 300 \mathrm{K}$ калориметрическим методом измерена теплоемкость соединений $TlSmSe_2$ и $TlErSe_2$.

Экспериментальные результаты для $TlSmSe_2$ приведены на Puc.3, $C_P(T)$ для $TlErSe_2$ взяты из [5].

Рис.3.

Температурная зависимость теплоёмкости TlSmSe₂:точки экспериментальные данные; штриховая линия – расчёт по дебаевскому закону.

М.А.АЛДЖАНОВ, Р.З.САДЫХОВ, Э.М.КЕРИМОВА, М.Д.НАДЖАФЗАДЕ К.М.ГУСЕЙНОВА

Видно, что в исследо-ванном интервале температур для обоих соединений в зависимости $C_P(T)$ не наблюдаются каких-либо аномалий, связанных с фазовыми переходами. Абсолютное значение теплоемкости $TlSmSe_2$ и $TlErSe_2$ при комнатной температуре значительно больше дебаевских. Это, возможно, связано с вкладом магнитной части теплоемкости.

На основе калориметрических данных теплоемкости вычислены основные термодинамические функции: изменение энтропии $(S_T - S_0)$ и энтальпии $(H_T - H_0)$ соединений $TISmSe_2$ и $TIErSe_2$

Изменения энтропии и энтальпии определены из следующих выражений

$$S_{T} - S_{0} = {}_{0}\int_{-\infty}^{T} C_{P}(T)/T dT, \tag{1}$$

$$H_{\rm T} - H_0 = 0 \int_{-\infty}^{\infty} C_{\rm P}(T) dT$$
 (2)

и представлены в таблице.

Выравненные значения $C_P(T)$ использованы для численного интегрирования с интервалом температуры 2K.

Отметим, что получение подробных данных о термодинамических функциях для конкретного твердого тела представляет самостоятельный научный и практический интерес, так как эти данные используются в теоретических расчетах технологических процессов, связанных с синтезом и выращиванием монокристаллов исследуемых соединений.

Таблица.

Выравненные значения изменения энтропии и энтальпии $TlSmSe_2$ и $TlErSe_2$.

TlSmSe ₂		TlErSe ₂		
	ΔS	ΔH	ΔS	ΔΗ
T,K	J/mol.K	kJ/mol	J/mol.K	kJ/mol
50	3,86	1,063	4,24	1,180
100	83,8	4,77	88,8	4,84
150	120,3	9,20	124,6	9,28
200	149,2	14,33	153,6	14,45
250	173,8	19,72	177,7	19,59
300	193,6	25,34	197,7	25,28

- 1. M.Rozenberg, F.Knulle, H.Sabrowsky, C.Platte, *Magnetic properties and structure of same ternary chromium chalcogenides wth thallium and silver, Phys. Chem. Solids,* **43** №2 (1982) 87-95
- 2. Р.З.Садыхов, Э.М.Керимова, Ю.Г.Асадов, Р.Г.Велиев, *Магнитные свойства слоистых соединений TlCoS₂ и TlCoSe₂, ФТТ, 42 (2000) 1449-1450.*
- 3. Р.Г.Велиев, Р.З.Садыхов, Э.М.Керимова, Ю.Г.Асадов, А.И.Джаббаров, Магнитные и электрические свойства слоистых магнетиков Tl(Cr, Mn, Co)Se₂, ФТП, **43** (2009) 163-166.
- 4. Э.М.Керимова, Кристаллофизика низкоразмерных халькогенидов, Изд-во Баку Елм, (2012) 708.
- 5. Р.З.Садыхов, М.А.Алджанов, Э.М.Керимова, М.Д.Наджафзаде, Магнитные и тепловые свойства TlErSe₂.ФTT, **54** (2012), 1714-1715.
- С.В.Вонсовский, Магнетизм, Изд. Наука, (1971) 1449.

TISmSe₂ və TIErSe₂ BİRLƏŞMƏLƏRİNİN MAQNİT XASSƏLƏRİ VƏ BƏZİ TERMODİNAMİK PARAMETRLƏRİ

M.Ə.ALCANOV, R.Z.SADIXOV, E.M.KƏRIMOVA, M.C.NƏCƏFZADƏ, K.M.HÜSEYNOVA

 $TlSmSe_2$ və $TlErSe_2$ birləşmələrində 80-300K temperatur intervalında maqnitlənmə, maqnit qavrayıcılığı və istilik tutumu tədqiq olunmuşdur. Maqnit tədqiqatlar göstərmişdir ki, bu birləşmələr

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА И НЕКОТОРЫЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ СОЕДИНЕНИЙ TISmSe₂ И TIErSe₂

paramaqnetic xassələrə malikdir. İstilik tutumunun ölçmələrinə əsasən termodinamik parametrlər – entropiya və entalpiya hesablanmışdır.

THE MAGNETIC PROPERTIES AND SEVERAL THERMODYNAMIC PROPERTIES OF TISmSe₂ AND TIErSe₂

M.A.ALDJANOV, R.Z.SADIKHOV, E.M.KERIMOVA, M.C.NADJAFZADE, K.M.HUSEYNOVA

The magnetization, paramagnetic susceptibility and heat capacity of TlErSe₂ and TlSmSe₂ have been investigated in 80÷300K temperature interval. The magnetic investigations in this interval have been shown that this compounds have demonstrated the properties related to paramagnetic materials. The entropy and enthalpy chances of investigated compounds have been calculated on basis of calorimetric data of heat capacity the basic thermodynamic functions.

Редактор: Т.Мехтиев

УДК: 621.315.592

ВЛИЯНИЕ ЛЕГИРОВАНИЯ НА СТРУКТУРУ ХАЛЬКОГЕНИДНЫХ СТЕКЛООБРАЗНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ As-Se-Te

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

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

поступила: 24.05.2013	РЕФЕРАТ		
принята к печати:20.08.2013	Исследовано комбинационное рассеяние света		
	(КРС) в пленках ХСП материала As-Se-Te,		
	легированного самарием, полученных термическим		
	напылением в вакууме. Установлены основные		
	структурные единицы, входящие в аморфную		
	матрицу As-Se-Te, и изменения в структуре,		
	вызванные легированием. Последнее объясняется		
	химической активностью атомов самария,		
	вследствие чего некоторая доля существующих		
	структурных элементов с участием связей Se- Se,		
	Te-Te, As-As, Se-As-Se, As-Se-As, Se-As-Te, Se-Te		
Ключевые слова: аморфные полу-	разрушается и появляются новые связи As-Sm-As,		
	Te-Sm-Te, Se-Sm-Se.		
проводники, халькогениды			

ВВЕДЕНИЕ

Халькогенидные стеклообразные полупроводники (ХСП) как перспективные материалы, широко применяемые в ИК технике, волоконной и интегральной оптике, а также в запоминающих и индикаторных устройствах (display) с высокой разрешающей способностью привлекают внимание исследователей [1-8]. Это прежде связано с их высокой прозрачностью в ближнем и среднем ИК-диапазоне, нелинейностью[3,9-10], оптической потенциальной возможностью легирования переходными и редкоземельными элементами [7,11-12], низкой энергией фононов, а также простатой технологического процесса изготовления образцов [16]. Кроме этого исследования показали[11,13-15], что в ХСП материалах существует корреляция между физическими свойствами и структурой. Изменением режима технологического процесса изготовления образцов, их химического состава, а также легированием удаётся модифицировать структуру [7, 13,17-20] и, таким образом, воздействовать на электронные и оптоэлектронные свойства.

Исследованием дифракции рентгеновских лучей [20] нами определены структурные параметры стекол As-Se-S и As-Se-Te, в частности, «квазипериод» структуры, длина корреляции (размер области, в которой поддерживается периодичность флуктуации атомов), диаметры пустот, характеристическое расстояние, соответствующее межатомной корреляции. Показано, что значения указанных величин зависят от химического состава исследованных стекол и степени их легирования самарием.

Как известно, эффективным методом исследования микроструктуры некристаллических веществ является метод комбинационного рассеяния света. Преимуществом указанного метода является то, что, не влияя на состояние объекта, можно получить полезную информацию об изменениях в химической связи и в молекулярной структуре материалов. Это, прежде всего, связано с тем, что в отличие от кристаллических веществ, где из-за выполнения правила отбора

малое число колебательных движений создают дискретные линии, в аморфных телах вследствие нарушения правила отбора, связанного неупорядоченностью материала, все типы колебаний становятся оптически активными [21].

Настоящая работа посвящена исследованию комбинационного рассеяния света в трехкомпонентных XCП материалах As-Se-Te, легированных самарием.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА И ИЗГОТОВЛЕНИЕ ОБРАЗЦОВ

Синтез ХСП материалов As-Se-Te с примесью самария (0,1; 0,5; 1; 2; 2.5; 5ат%) осуществлен в следующей последовательности: особо чистые элементарные вещества в одинаковых атомных процентах наполнялись в кварцевые ампулы и после откачивания воздуха до давления 10^{-4} мм.рт.ст. в течении 3-х часов нагревались до температуры $900 \div 950^{0}$ 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 10мкм, используемые в исследованиях, получены термическим испарением со скоростью $0,4\div0,5$ мкм/сек на стеклянные подложки в вакууме при давлении 10^{-4} мм.рт.ст..

Спектры комбинационного рассеяния света исследовались на трехмерном конфокальном лазерном микроспектрографе (Тубитак, Турция). Возбуждение осуществлялось He-Ne лазером мощностью излучения $25\,\mathrm{mV}$ и длиной волны λ =632,8нм. Радиус сечения падающего на пленку лазерного луча был ~1мкм. Приемником излучения служила Система Spektrograf Princeton Instruments Spec-10:400B цифровой CCD системы 7386-0001 с термоэлектрическим охладителем. Детектор - Фотодиод Avalanç CCD камеры CCD 1340х400 пикселей, 20х20микрон пикселей (26,8 мм х 8,0 мм). Время экспозиции составляло $30\div120c$.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Спектры КРС исследованных образцов As-Se-Te и As-Se-Te, легированных самарием (1,5 ат%) представлены наРис. 1.

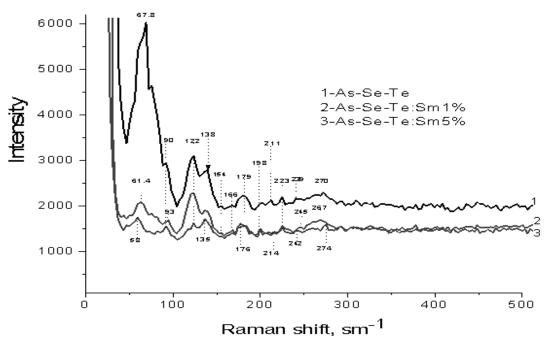
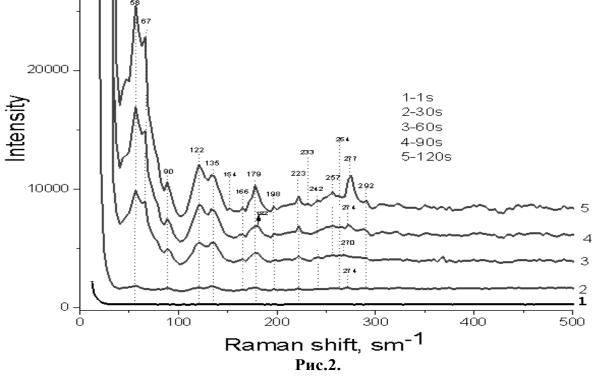


Рис.1. Спектры КРС образцов As-Se-Te, легированных самарием.

На Рис.2 показаны спектры КРС As-Se-Te, легированного 1ат% самария при разных временах экспозиции.



Спектры КРС образца As-Se-Te, легированного 1ат% самария при разных временах экспозиции 1-1s; 2-30c; 3-60c; 4-90c; 5-120c.

Как видно из рисунков, во всех случаях в низкочастотной области $(10 \div 100 \text{cm}^{-1})$ наблюдается широкий пик с максимумом при $58 \div 60 \text{cm}^{-1}$, который связан с рассеянием света на колебательных возбуждениях, подчиняющихся статистике Бозе. Из-за этого указанный пик называется «бозонный» и несет косвенную информацию о структуре материала в масштабах среднего порядка [22-25]. (Интерпретации указанного пика будет посвящена отдельная работа).

Как видно из Рис.1, спектры КРС слоев As-Se-Te проявляют хорошо выраженные полосы, охватывающие 100÷150см⁻¹; 166÷190см⁻¹ и 240÷290см⁻¹, а также максимумы при 90, 122, 138, 150, 166, 179, 198, 210, 223, 242, 270 см⁻¹. Пик, наблюдаемый при 90см-1 свидетельствует о наличии в материалах структурных элементов, в которых участвуют химические связи As-As [2,14]. Максимумы при 122 и 138 см⁻¹ наблюдались также в [2,7,26] и приписываются колебаниям атомов Se, входящих в связи внутри цепочки Se_n. Пик при 154см⁻¹ также наблюден авторами работы [27,28] и принадлежит колебательным модам связи Те-Те. Широкий максимум при 179см⁻¹ соответствует колебательным модам структурных единиц AsTe₃ [7,29], а полоса с максимумами при 198 и 211см⁻¹ соответствует структурным единицам AsSe_{3-x}Te_x, модифицированным в зависимости от значения х [7]. Максимумы, наблюдаемые при 223 и 239см⁻¹, приписываются модам асимметрических колебаний в пирамидальных структурных элементах AsSe_{3/2} [7,26]. Пик, наблюдаемый при 254см⁻¹, соответствует моде колебаний ковалентной входящей в кольцо Se₈ [2]. Максимум при 270см⁻¹, который связи Se-Se. продолжается как плечо до 280 см-1 проявляется также в виде узкого максимума в As₄Se₃. Такая полоса наблюдается в спектрах аморфного As₂Se₃ и в большинстве ХСП материалов, в матрице которых существуют структурные единицы подобного типа и приписываются к колебаниям мостиковой связи -Se-Seпирамидальными структурными единицами AsSe₃ или же между элементами $As_4Se_4 (As_4 Se_3)$ [2].

ВЛИЯНИЕ ЛЕГИРОВАНИЯ НА СТРУКТУРУ ХАЛЬКОГЕНИДНЫХ СТЕКЛООБРАЗНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ As-Se-Te

Как известно [28,30], аморфный селен состоит, в основном, из смеси двух структурных элементов: цепей—Se—Se—Se—, расположенных хаотично, и кольцевых молекул Se₈. При добавлении теллура в аморфный селен атомы теллура, вхождением в селеновые цепи, облегчают их разрывы, т.е. способствуют уменьшению размеров цепных молекул. Введением мышьяка в аморфные системы Se-Te образуются связи между цепями, состоящими из атомов селена и теллура, т.е. уменьшается количество цепных и кольцевых макромолекул, устанавливается сеточно-цепочечная структура и появляются новые структурные элементы, содержащие атомы мышьяка, селена и теллура. Виды структурных элементов и частоты, соответствующие модам колебательных движений в спектре КРС, были определены и приведены выше.

Как видно из Рис.1, легирование самарием в малых концентрациях (1ат%), в основном, уменьшает интенсивность максимума, проявляющегося в спектре КРС. С увеличением содержания самария (до 5ат%) появляются новые максимумы. Такое поведение спектральной зависимости обусловлено изменением относительной доли существующих структурных элементов, а также появлением новых элементов с участием атомов самария. Уменьшение интенсивности при 90, 138, 154 свидетельствует об уменьшении доли структурных элементов, в которых участвуют связи As—As, Te—Te, а также хаотично расположенные цепочки Se_n. Если учесть, что атомы самария, являясь химически активными, будут вступать в химическую связь с атомами As, Te и Se и часть указанных структурных элементов заменится структурными элементами, в которых участвуют As—Sm-As, Te—Sm-Te, Se—Sm-Se, то можно объяснить изменения, происходящие в спектрах КРС.

Предполагается, что пики при 93 и 135см $^{-1}$ соответствуют колебательным модам связи As—Sm-As, Se—Sm-Se. Уменьшение интенсивности максимума при 154см $^{-1}$ свидетельствует об уменьшении относительной доли цепи, состоящей из ковалентно связующих атомов Те. Появление нового пика при176см $^{-1}$ на фоне широкого максимума при 179см $^{-1}$, по—видимому, свидетельствует о том, что наряду со структурными элементами AsTe $_3$ образуются также структурные элементы SmTe $_3$. Исчезновение максимума при 239см $^{-1}$ и появление нового при 245см $^{-1}$ объясняется тем, что часть пирамидальных структурных элементов AsSe $_{3/2}$ заменяется SmSe $_{3/2}$. Наблюдение широкой полосы, охватывающей интервал частот 250÷280см $^{-1}$, можно объяснить тем, что в структурных элементах As $_4$ Se $_4$ и As $_4$ Se $_3$, и т.д. некоторая доля атомов As замещается атомами Sm.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Применением разработанного метода по получению кристаллизационно устойчивых ХСП материалов осуществлен синтез состава As-Se-Te, легированного самарием. Пленки толщиной 10мкм получены термическим испарением в вакууме на стеклянные подложки. Аморфность синтезированных веществ и осажденных пленок доказана рентген-дифракционными исследованиями. Исследованием комбинационного рассеяния света в ХСП материале As-Se-Te, а также сравнением полученных результатов с литературными данными установлены их структурные характеристики. Показано, что матрицы исследованных материалов обладают сеточно-цепочечной структурой с ковалентной связью между атомами As, Se и Te. В матрице As-Se-Te существуют пирамидальные структурные единицы типа AsSe₃, AsSe_{3/2}, As₂Se₃, AsTe₃, AsSe_{3-x}Te_x, As₄Se₄ (As₄Se₃), а также 8-членные кольца состоящие из атомов Se и Te. Определены колебательные моды связи Se-Se, Te-Te, As-As, Se-As-Se, As-Se-As, Se-As-Te, Se-Te, составляющие как отдельные молекулы, так и аморфные матрицы.

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

Легирование самарием сложно влияет на рамановские спектры As-Se-Te; малые концентрации (до 1ат%) уменьшают интенсивность существующего максимума, а большие способствуют проявлению новых спектральных максимумов. Такое поведение спектральной зависимости обусловлено изменением относительной доли существующих структурных элементов, а также появлением новых элементов с участием атомов самария. Это объяснено химической активностью самария, вследствие чего атомы самария вступают в химическую связь с атомами As, Те и Se и некоторая часть указанных структурных элементов заменяется структурными элементами, в которых участвуют As-Sm-As, Te-Sm-Te, Se-Sm-Se.

Авторы выражают благодарность профессору К.Р.Аллахвердиеву за создание возможности проведения экспериментов, обсуждение и ценные советы.

Работа выполнена при поддержке Украинского научно-технологического центра (грант№5596)

- 1. A.Madan, M.P.Show, *The Physics and Application of Amorphous Semiconductors, Academic Press, Inc., Boston-San Diego,* (1988).
- 2. 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.
- 3. J.S.Sanghera, I.D.Aggarwal, L.B.Shaw, C.M.Florea, P.Pureza, V.G.Nguyen, F.Kung, Nonlinear properties of chalcogenide glass fibers, J. Optoelectronics and Advanced materials, 8 (2006) 2148-2155.
- 4. I.Aggarwal and J.Sanghera, *Development and applications of chalcogenide glass optical fibers at NRL J. Optoelectron. Adv. Mater.*, **4** (2002) 665-678.
- 5. T.S.Kavetskyy, O.I.Shpotyuk, V.T.Boyko, *Void-species nanostructure of chalcogenide glasses studied with FSDP-related XRD, J. Phys. and Chem. of Solids*, **68** (2007) 712-715.
- 6. T.S.Kavetskyy, O.I.Shpotyuk, M.Popescu, A.Lorinczi, F.Sava, *FSDP-related correlations in chalcogenide glasses, J. Optoelectron. Adv. Mater.*, **9-10** (2007) 3079-3081.
- 7. Hu Juejun, Sun Xiaochen et. al., Studies on structural, electrical, and optical properties of Cu doped As–Se–Te chalcogenide glasses, J. of Appl. Phys., 101 (2007) 063520.
- 8. Л.П.Гинзбург, Влияние заряженных дефектов на обнаружение электронного парамагнитного резонанса в стеклообразных халькогенидных полупроводниках, ФТП, **37** (2003) 83-92.
- 9. A.Zakery and S/ Elliott, *Optical properties and applications of chalcogenide glasses: a review, J. Non-Cryst,* **330** (2003) 1-12.
- 10. J.S. Sanghera, I.D. Aggarwal, *Active and passive chalcogenide glass optical fibers for IR applications: a review, J. Non-Cryst. Solids*, **256-257** (1999) 6-16.
- 11. A.I.Isayev, S.I.Mekhtieva, N.Z.Jalilov, R.I. Alekperov, Localised states in the band gap of chalcogenide glass-like semiconductors of Se–As system with Sm impurity, Solid State Communications, 149 ISS 1-2 (2009) 45-48.
- 12. A.I.Isayev, S.I.Mekhtiyeva, N.Z.Jalilov, R.I.Alekperov, V.Z.Zeynalov, *The optical absorption of Se95As5 system doped by atoms of samariumJ.of Optoelectronics and Advanced Materials-RC*, **8** ISS1 (2007) 368-372.
- 13.О.А.Голикова, Средний порядок и оптоэлектронные свойства тетраэдрически координированного гидрированного аморфного полупроводника, ФТП, **25** (2001) 1370-1375.
- 14. Zha Congji, Wang Rongping, et. al., Optical properties and structural correlations of Ge-As-Se chalcogenide glasses J. Sci: Mater. Electron, 18 (2007) S389-S392.
- 15. К.Д.Цендин, Электронные явления в халькогенидных стеклообразных полупроводниках, Санкт Петербург, (1996).

ВЛИЯНИЕ ЛЕГИРОВАНИЯ НА СТРУКТУРУ ХАЛЬКОГЕНИДНЫХ СТЕКЛООБРАЗНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ As-Se-Te

- 16. А.И Исаев, Л.П.Казакова, Э.А.Лебедев, С.И.Мехтиева, И.И.Ятлинко, *Способ получения халькогенидных стеклообразных полупроводников на основе Se As, A. C. №1512015, Москва*, (1989).
- 17. K.N.Dri, D.Houphouet-Boigny, J.C.Jumas, Study of first sharp diffraction peak in As2S3 glasses by X-ray, J. Non-Oxide Glasses, 3 (2) (2012) 29-37.
- 18. F. Sava, A. Lorinczi, M. Popescu, G. Sokol, E. Axente, I.N. Mihailscu, M. Nistor, *Amorphous SnSe*₂ *films, J. Optoelectron. Adv. Mater,* **8** (4) (2006) 1367-1371.
- 19. М.Ф.Чурбанов, В.С.Ширяев и др., *Высокочистые стекла систем As-S-Se и As-Se-Te и световоды на их основе, Неорг. Матер.*, **43** (2007) 506-512.
- 20. 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, Azerbaijan National Academy of Sciences, Series of Physical- Technical and Mathematical Sciences, Physics and Astronomy XXXIII №2, (2013) 44-56.
- 21. M.S.Iovu, E.I.Kamitsos, C.P.E.Varsamis, P.Boolchand, M.Popescu, *Raman spectra of AsxSe100-x and As40Se60 glasses doped with metals, Chalcogenide Letters*, **2** (2005) 21-25.
- 22. V.K. Malinovsky, V.N.Novikov, P.P.Parshin, A.P.Sokolov, M.G.Zemlyanov, *The nature of the boson peak in Raman scattering of glasses, Europhys. Lett.*, **11** (1990) 43-47.
- 23. М.И. Клингер, Низкотемпературные свойства и локализованные электронные состояния стекол, УФН, **152** (1989) 623-652.
- 24. U.Buchenau, Yu.M.Galperin, V.L.Gurevich, H.R.Shober, *Anharmonic potential and vibrational localization in glasses, Phys. Rev.*, **B43** (1991) 5039.
- 25. J.R. Graebner, B. Golding, *Phonon localization in aggregates, Phys, Rev.*, **B34** (1986) 5788.
- 26. S.R.Lukic, D.M.Petrovic, S.J.Skuban, Lj.Radonjic, Z.Cvejic, Formation complex structural units and structure of As-S-Se-Te-I glasses, J. Optoelectron. Adv. Mater., 5 (2003) 1223-1229.
- 27. A.Mendoza-Galvan, E.Garcia-Garcia, Y.V.Vorobiev, J.Gonzalez-Hernandez, Structural, optical and electrical characterization of amorphous Se Te thin film alloys Microelectronic Engineering, **51-52** (2000) 677-687.
- 28. M.H.Brodsky, R.J.Gambino, J.E.Smith, Jr.Y.Yacoby, *The Raman Spectrum of Amorphous Tellurium, Physica Stat. Solidi* (b), **52** (1972) 609-614.
- 29. T.Usuki, K.Saitoh, M.Endo and O.Uemura, Short-range order of amorphous and liquid As-Te-I system, J. Non-Cryst. Solids, **184** (1996) 205-207.
- 30. С.И.Мехтиева, Д.Ш.Абдинов, Развитие Физики Селена, Баку-Элм, (2000) 230.

ŞÜŞƏVARİ HALKOGENİD As-Se-Te YARIMKEÇİRİCİSİNİN QURULUŞUNA AŞQARLAMANIN TƏSİRİ

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

Vakuumda termik buxarlandırma üsulu ilə samarium aşqarlı şüşəvari halkogenid yarımkeçirici(ŞHY) As-Se-Te maddəsinin nazik təbəqələrində işığın kombinasiya səpilməsi tədqiq olunmuşdur. As-Se-Te amorf matrisasına daxil olan əsas struktur elementlər və aşqarlanma hesabına strukturda olan dəyişilmələr müəyyənləşdirilmişdir. Bu dəyişilmələr samarium atomlarının kimyəvi aktivliyi ilə, yəni yeni As-Sm-As, Te-Sm-Te, Se-Sm-Se rabitələrinin yaranması və mövcud olan Se Se, Te-Te, As-As, Se-As-Se, As-Se-As, Se-As-Te, Se-Te rabitələrinin müəyyən hissəsinin qırılması ilə izah olunmuşdur.

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

THE INFLUENCE OF DOPING ON THE STRUCTURE OF CHALCOGENIDE GLASSY SEMICONDUCTORS As-Se-Te

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

The Raman scattering (RS) of the thins films As-Se-Te doped by samariu, received thermal evaporation in a vacuum has been investigated. The basic structural units have been included in the amorphous matrix As-Se-Te and changes in the structure caused by doping have been established. The last has been explained by the chemical activity of samarium atoms ie, as a result destruction some share of existing structural elements Se-Se, Te-Te, As-As, Se-As-Se, As-Se-As, Se-As-Te, Se-Te and with appearance the new connections As - Sm - As, Te - Sm - Te, Se - Sm-Se.

Редактор: Т.Мамедов

УДК 621.315.592

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ОМИЧЕСКОГО КОНТАКТА PbTe<Pb>-In+Ag+Au

Т.Д.АЛИЕВА, Н.М.АХУНДОВА, Г.З.БАГИЕВА

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

поступила: 14.06.2013 принята к печати:10.07.2013

РЕФЕРАТ

Исследованы электрические свойства контакта образцов монокристаллов PbTe с избытком свинца со сплавом мас. 95In+4Ag+1Au, а также кристаллов PbTe в интервале температур 77÷300К. Показано, что в структурах на основе стехиометрического PbTe и кристаллов с 0,05 и 0,1ат.% избыточного Pb при температурах Т≤125К основным механизмом протекания тока является полевая эмиссия, а при T>125К - термополевая эмиссия, в контактах же структур на основе кристаллов с 0,005 и 0,5ат.% избыточного свинца ток протекает по металлическим шунтам.

Ключевые слова: стехиометрический кристалл, контактное сопротивление, полевая эмиссия, термоэлектронная эмиссия, термополевая эмиссия, металлические шунты, омический контакт.

Теллурид висмута и его твердые растворы нашли широкое применение в изготовления различных электронных преобразователей. Контакт металл-полупроводник является важнейшим элементом таких преобразователей, и основные параметры последнего, во многом, определяются электрическими свойствами этих контактов. Однако свойства контактов структур PbTe-металл исследованы недостаточно.

Электрические свойства контактов полупроводника с металлами зависят также от основных электрических параметров данного полупроводника, в первую очередь, от концентрации носителей тока в нем. Халькогениды свинца кристаллизуются со значительным отклонением от стехиометрии, что обуславливает наличие большого количества электрически активных вакансий в подрешетках свинца и халькогена. Поэтому введением избыточных атомов свинца можно варьировать концентрацию носителей тока в этих материалах.

Учитывая это, в данной работе исследованы электрические свойства контакта образцов монокристаллов PbTe со сверхстехиометричным свинцом, со сплавом мас.% 95In+4Ag+1Au, а также кристаллов PbTe в интервале температур 77÷300К.

Монокристаллы PbTe с избытком свинца были выращены методом Бриджмена в режиме, описанным в [1]. Из монокристаллических слитков на электроэрозионной установке вырезались образцы для создания структуры металл-полупроводник и образцы в виде прямоугольных параллелепипедов размерами 3х6х12мм для измерения электрических параметров кристаллов PbTe<Pb>. Удаление нарушенного слоя, образующегося на поверхности образцов при резке, осуществлялось электрохимическим травлением.

Электрические параметры контактов и кристаллов измерены вдоль длины образца (слитка) зондовым методом на переменном и постоянном токах [2]. Результаты измерений представлены на Рис.1 и Рис.2. Видно, что сопротивление контакта r_k структуры PbTe<Pb>-In+Ag+Au при 77К в зависимости от концентрации избыточного Pb в начале (до 0,005ат.%Pb) уменьшается \sim в 15 раз, затем с ростом содержания до 0,1ат.% растет до значения $r_k \approx 1,4\cdot 10^{-2} \text{Ом}\cdot\text{см}^2$ для

структур на основе стехиометрического состава, а при больших концентрациях избыточного Pb опять падает и при 0.5ат.%Pb достигает значения $\sim 1.3 \cdot 10^{-4}$ Ом·см².

Сопротивление контакта для структур на основе стехиометрического состава и составов с 0,05 и 0,1ат.% Рb (т.е. для структур, r_k которых порядка 10^{-2} Ом·см² при 77К) с ростом температуры до ~125К почти постоянны, а в дальнейшем уменьшаются. Сопротивление контактов для структур на основе кристаллов PbTe с избыточными атомами 0,005 и 0,5ат.%Pb (т.е. для структур, r_k которых порядка 10^{-4} Ом·см² при 77К) с ростом температуры растет. Такая зависимость r_k от концентрации избыточного Pb хорошо коррелируется с зависимостью σ от N_{Pb} при переменном (Рис.2) и постоянном [4] токах.

В силу того, что PbTe кристаллизуется со значительным отклонением от стехиометрии, и вакансии в подрешетках свинца и теллура электрически активные (вакансия халькогена, избыток атомов свинца дает 2 электрона, а вакансия свинца, избыток атомов теллура - 2 дырки), концентрация носителей тока в кристаллах PbTe, в первую очередь, определяется отклонением состава от стехиометрии [3].

Можно принять, что малые концентрации избыточного свинца распределяются в образцах монокристаллов PbTe равномерно и создают примесные центры и дополнительные носители тока, что приводит к росту электропроводности.

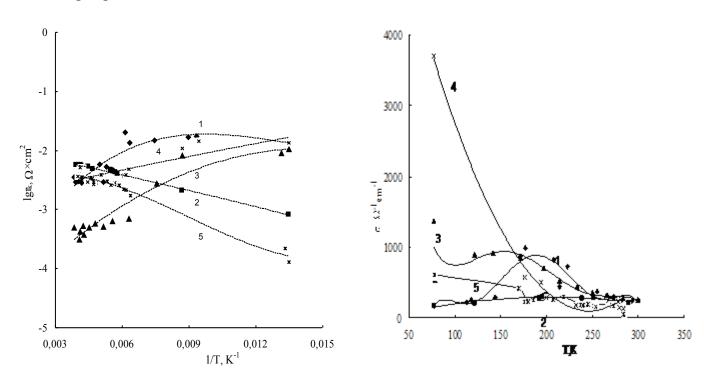


Рис.1.
Температурные зависимости сопротивления контактаРbTe<Pb>-In+Ag+Au. Кривые 1-5 относятся к кристаллам, содержащим 0; 0,005; 0,05; 0,1; 0,5 ат.% избытка свинца.

Температурные зависимости электропроводности кристаллов PbTe<Pb>.
Обозначения те же, что и на Рис.1.

Рис.2.

Сопротивление омического контакта (омичность контактов подтверждены измерениями ВАХ структур) состоит, в основном, из последовательно соединенных сопротивлений приконтактной области полупроводника, потенциального барьера контакта, промежуточной фазы, образованной на границе раздела металл-полупроводник [4,5].

Сопротивление приконтактной области - это сопротивление сильнолегированной области и сопротивление переходов $n-n^+$ и $p-p^+$ [5]. Сопротивление сильнолегированной приконтактной области обычно мало ($\sim 10^{-7} \div 10^{-8} \text{Ом} \cdot \text{см}^2$) в полупроводниках с высокой ($\sim 10^3 \text{сm}^2/\text{B·c}$) подвижностью носителей тока.

Сопротивление переходов n-n⁺, p-p⁺ на примере n-n⁺ равно [5]

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

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

Оценки, проведенные в [5], показывают, что $R_{\text{n-n+}}$ для полупроводников GaAs, InP, GaP, GaN с концентрацией $N=10^{16}\div10^{18}\text{см}^{-3}$ составляют ~ $10^{-5}\div10^{-8}$ Ом·см².

При залуживании торцов кристаллов PbTe сплавом In+Ag+Au его приконтактный слой будет обогащаться атомами составных компонентов сплава. При этом сравнение коэффициентов диффузии атомов In, Ag, Au в халькогенидах свинца показывает, что атомы Ag обладают более благоприятными условиями при диффузии в PbTe. Вследствие этого приконтактный слой кристалла PbTe, в основном, будет обогащаться атомами Ag, которые являются акцепторными примесями в PbTe и способны увеличивать концентрацию дырок до $\sim 1,5\cdot 10^{20} \text{см}^{-3}$ [3,6]. Поэтому в исследованных нами структурах с концентрацией и подвижностью носителей тока $\sim 10^{17} \div 10^{18} \text{cm}^{-3}$ и $\mu > 10^3 \text{cm}^2/\text{B·c}$, соответственно, сопротивление приконтактной области не дает существенного вклада в сопротивление контакта.

Протекание тока в омическом контакте может происходить по механизмам термоэлектронной эмиссии, термополевой эмиссии, полевой эмиссии и по металлическим шунтам.

Условия, при которых преимущественно проявляется данный механизм, определяется параметром [5]

$$E_{oo} = \frac{\hbar}{2} \sqrt{\frac{N_{d,a}}{\varepsilon_{o} m *}} ,$$

где ε , ε_o — диэлектрические проницаемости полупроводника и вакуума, соответственно, $N_{d,a}$ - концентрация ионизованных доноров (или акцепторов) в полупроводнике.

При температурах $kT>>E_{oo}$ основным механизмом протекания тока является термоэлектронная эмиссия; при $kT\approx E_{oo}$ - термополевая эмиссия; при $kT<< E_{oo}$ - полевая (туннельная) эмиссия [7].

При термополевой эмиссии r_k возрастает с ростом высоты барьера и слабо уменьшается с ростом температуры. При полевой эмиссии, которая имеет место при низких температурах и высоких концентрациях носителей заряда, r_k практически не зависит от температуры и уменьшается с ростом концентрации некомпенсированных примесей в полупроводнике. При протекании тока через омический контакт по механизму полевой эмиссии r_k практически не зависит от температуры, экспоненциально возрастает с уменьшением квадратного корня из концентрации носителей тока и с ростом высоты потенциального барьера.

В сплавных омических контактах в процессе нанесения контакта происходит некоторое растворение полупроводника в металле, образуются металлические шунты (атомы металла, осажденные по линиям несовершенств и закорачивающий слой объемного заряда). В этом случае r_k растет с температурой.

Т.Д.АЛИЕВА, Н.М.АХУНДОВА, Г.З.БАГИЕВА

Анализ температурных зависимостей r_k исследованных структур показывает, что в образцах на основе стехиометрического PbTe и кристаллов с 0,05 и 0,1ат.% избыточного свинца в интервале температур $77 \div 125$ К основным механизмом протекания тока является полевая эмиссия, а выше этой температуры — термополевая эмиссия.

В структурах же на основе кристаллов PbTe с 0,005 и 0,5ат.% избыточного свинца протекание тока в контакте происходит по металлическим шунтам. Поэтому для этих структур r_k при 77К порядка 10^{-4} Ом·см² и с температурой растет.

Халькогениды свинца, в том числе PbTe, кристаллизуются с избытком халькогена. Поэтому в сплавных контактах PbTe<Pb>-In+Ag+Au могут образовываться промежуточные фазы типа Ag-Te или In-Te, существенно снижающие высоты потенциального барьера. Кроме того, теллуриды серебра достаточно низкоомные, и поэтому их слой не может существенно влиять на r_k исследованных контактов.

Таким образом, вышеприведенные результаты показывают, что сопротивление омического контакта структур PbTe<Pb>-In+Ag+Au, в основном, определяется сопротивлением, связанным с переходом носителями тока границы металл-полупроводник. При этом, структурах стехиометрического PbTe и кристаллов с 0,05 и 0,1ат.% избыточного Pb при низких (ниже ~125К) температурах основным механизмом протекания тока является полевая эмиссия, а при высоких температурах - термополевая эмиссия, в контактах же структур на основе кристаллов с 0,005 и 0,5ат.% избыточного свинца ток протекает по металлическим шунтам.

- 1. З.Ф.Агаев, Э.А.Аллахвердиев, Г.М.Муртузов, Д.Ш.Абдинов, *Выращивание и* электрические свойства кристаллов твердых растворов $Pb_{l-x}Mn_xTe$, *Неорган. материалы*, **39** (2003) 543-545.
- 2. Т.Д.Алиева, Г.Дж.Абдинова, Н.М.Ахундова, С.З.Джафарова, *Mexahuзм* протекания тока в контакте (In+Ag+Au)-Pb_{1-x}Mn_xTe, Transactions of Azerbaijan National Academy of Sciences, Series of Physical-Mathematical and Technical Sciences, Physics and Astronomy, **XXXI** №2 (2011) 126-130.
- 3. Ю.И.Равич, Б.А.Ефимова, И.А.Смирнов, *Методы исследования* полупроводников в применении к халькогенидам свинца PbTe, PbSe, PbS, M.: «Наука», (1968) 383.
- 4. Т.Д.Алиева, Д.Ш.Абдинов, Физико-химические и электрические явления на границе раздела кристаллов твердых растворов Bi_2Te_3 - Sb_2Te_3 , Bi_2Te_3 - Bi_2Se_3 с контактными сплавами, Неорган. материалы, **33** (1997) 27-38.
- 5. Т.Б.Бланк, Ю.А.Гольдберг, Механизмы протекания тока в омических контактах металл-полупроводник, ФТП, **41** (2007) 1281-1308.
- 6. Ю.И.Равич, С.А.Немов, Прыжковая проводимость по сильно легированным примесным состояниям индия в PbTe и твердых растворах на его основе, ФТП, **36** (2002) 3-23.
- 7. Э.Х.Родерик, Контакты металл-полупроводник, М.: «Радио и связь», (1982) 174.

PbTe<Pb>-In+Ag+Au OMİK KONTAKTININ ELEKTRİK XASSƏLƏRİ

T.C.ƏLİYEVA, N.M.AXUNDOVA, G.Z.BAĞIYEVA

Qurğuşun artıqlığına malik PbTe monokristalları ilə kütl.% 95In+4Ag+1Au ərintisi kontaktının elektrik xassələri 77÷300K intervalında tədqiq olunmuşdur. Müəyyən edilmişdir ki, stexiometrik və əlavə 0,05; 0,1 kütl. % Pb atomlarına malik kristallar əsasında strukturlarda T<125K-də cərəyan sahə emissiyası, T>125K-də termosahə emissiyası mexanizmləri ilə 0,005; 0,5 kütl.% Pb-ə malik kristallar əsasında strukturlarda isə cərəyan həcmi yüklər oblastını qısa qapayan metal şuntlarla axır.

ELECTRIC PROPERTIES OF OHMIC CONTACT PbTe<Pb>-In+Ag+Au

T.D.ALIYEVA, N.M.AKHUNDOVA, G.Z.BAGIYEVA

Electric properties of contact between PbTe monocrystals with excess lead and an alloy mas.% 95In+4Ag+1Au, as well as PbTe crystals in the range of temperatures $77\div300$ K have been investigated. It has been shown that in structures, on a basis стехиометрического PbTe and crystals with 0.05 and 0.1 at.% superfluous Pb at temperatures $T\le125$ K, the basic mechanism of course of a current has been field issue, and at high T> 125 K – has been thermofield issue, in contacts of structures on the basis of crystals with 0.005 and 0.5at.% of superfluous leads the current has proceeded on metal shunts.

Редактор: С.Мехтиева

УДК 538.935

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ТЕРМОЭДС В СПЛАВЕ Ві_{0.94}Sb_{0.06} В ОБЛАСТИ ТЕМПЕРАТУР 77÷300К И ЭНЕРГИЯ ФЕРМИ ЭЛЕКТРОНОВ: ПСЕВДОПАРАБОЛИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Э.Р.ЮЗБАШОВ, Х.А.ГАСАНОВА, Б.А.ТАИРОВ

Институт Физики НАН Азербайджана AZ1143, г Баку, пр. Г. Джавида, 33 eltaj100@yahoo.com

поступила: 24.05.2013		РЕФЕРАТ		
принята к печати:20.08.2013		На основе измерений компонентов удельного		
		сопротивления ρ_{11}, ρ_{33} и коэффициентов Зеебека α_{11}, α_{33} в		
монокристаллах $Bi_{0.94}Sb_{0.06}$ в области темі				
77÷300К была определена энергия Ферми электр				
		применением псевдопараболической модели. Для		
		сравнения в статье приведены значения энергии		
Ключевые слова: сплавы	Bi–Sb,	Ферми для различных моделей дисперсии		
псевдопараболическая модель,	энергия	энергетического спектра электронов в области		
Ферми, термоэдс. температур 77÷300K.				

ВВЕДЕНИЕ

Изучение физических свойств *Bi* и его сплавов с сурьмой имеет большое значение как с теоретической, так и экспериментальной и практической сторонами. Теоретический интерес вызван тем, что благодаря характерным энергетическим параметрам данных объектов легко можно проследить эволюцию полуметаллического, бесщелевого, полупроводникового состояний, а также различные топологические переходы, как например, образование гантелеобразной формы, разделение и слияние электронных энергетических квазиэллипсоидов. Экспериментальный интерес вызван тем, что в системе *Bi-Sb* легко можно создать экспериментальные условия для наблюдения различных квантовых и размерных эффектов. Практический интерес к этим материалам, главным образом, вызван тем, что на их основе можно создать высокоэффективные, малогабаритные источники глубокого охлаждения, комбинируя термоэлектрические, магнитотермоэлектрические и гальванотермомагнитные эффекты [1]. В последнее время эти материалы широко исследуются также в тонкопленочном и наноразмерных формах [2-4].

Несмотря что эти материалы изучаюся давно, но все же имеются некоторые вопросы, которые не имеют однозначного, точного ответа. Это, в основном, относится к некоторым параметрам энергетического спектра твердых сплавов Bi-Sb в области промежуточных и высоких температур.

Проблема определения энергии Ферми электронов в Bi и его сплавах с сурьмой при температурах выше 77К довольно сложна вследствие сильной температурной зависимости параметров L-зоны и малой величины энергетического зазора в L точке зоны Бриллюэна. В данной области температур для определения энергии Ферми носителей заряда обычно используют два разных метода: метод плотности носителей заряда (концентрационный) и метод термоэдс [5].

ЭКСПЕРИМЕНТ

В данной статье проведены измерения компонентов термоэдс α_{11} , α_{33} в монокристаллических образцах $Bi_{0.94}Sb_{0.06}$ в области температур $77 \div 300 K$. Монокристаллы были вырашены методом Чохральского с твердой подпиткой. Образцы изготавлялись из средней части полученных монокристаллических

Сначала кристаллы раскалывались ПО плоскости {111}. слитков. предотворащения образования двойников и других дефектов структуры монокристаллы осторожно раскалывались в жидком азоте. Образцы, имеющие форму прямоугольного паралеллепипеда, изготовлялись электроэроизонной резкой из средней части монокристаллического слитка. Для измерений использовались образцы двух видов: длинная сторона, которых была орентирована соответственно бинарной и тригональной осям кристаллографической решетки. Для уменьшения тепловых утечек по измерительным проводам и термопарам они выбирались малого сечения (диаметром 0.1 мм). Термопары и измерительные провода тщательно термостатировались. Расчет длины проводов, подлежащих термостатированию, проводился согласно работе [6].

На Рис. 1 и Рис.2 приведены температурные зависимости компонентов удельного сопротивления ρ_{11} , ρ_{33} и коэффициентов Зеебека α_{11} , α_{33} в монокристаллах $Bi_{0.94}Sb_{0.06}$ в области температур $77 \div 300 K$, соответственно.

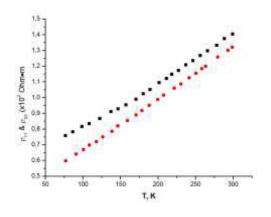


Рис.1. Температурная зависимость компонентов удель-

ного сопротивления монокристалла $Bi_{0.94}Sb_{0.06}$ в области температур $77 \div 300$ К,. $\blacksquare - \rho_{11} \bullet - \rho_{33}$.

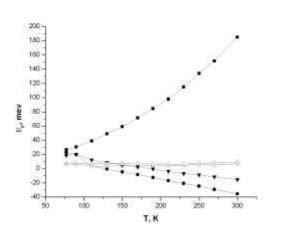
Рис.2. Температурная зависимость компонентов термоэдс монокристалла $Bi_{0.94}Sb_{0.06}$ в области температур $77 \div 300 K$, $\blacksquare -\alpha_{11}$, $\Box -\alpha_{33}$

Отметим, что данная работа является продолжением наших прежних исследований проводимых на монокристаллах $Bi_{0.94}Sb_{0.06}$ [7,8]. В статье [8], пользуясь методом плотности носителей заряда, была рассчитана температурная зависимость энергии Ферми полуметаллического сплава $Bi_{0.94}Sb_{0.06}$ в области температур $77 \div 300 \text{K}$ при различных законах дисперсии энергетического спектра электронов (EP, ENP, NENP; приведенные аббревиатуры соответственно означают эллипсо-идально-параболическую, эллипсоидально-непараболическую и неэллипсоидально-непараболическую модели). При этом данные о температурной зависимости концентрации электронов и дырок, определенные из экспериментов по температурной зависимости слабопольных гальваномагнитных коэффициентов в сплаве $Bi_{0.94}Sb_{0.06}$, были взяты из нашей статьи [7].

Для наглядности результаты рассчета температурной зависимости энергии Ферми сплава $\mathrm{Bi}_{0.94}\mathrm{Sb}_{0.06}$ в области температур $77\div300\mathrm{K}$ при различных законах дисперсии энергетического спектра электронов представлены в графическом виде на Рис.3 [8]. Из рисунка видно, что в приведенном интервале температур энергия Ферми электронов, вычисленная по эллипсоидально-параболической модели (EP), имеет монотонно-возрастающий характер. Температурные зависимости энергии Ферми электронов, вычисленные по эллипсоидально-непараболической (ENP) и неэллипсоидально-непараболической (ENP) моделям, для случая, когда все три

Э.Р.ЮЗБАШОВ, Х.А.ГАСАНОВА, Б.А.ТАИРОВ

элемента электронной массы имеют одну и ту же температурную зависимость, имеют схожий вид и с ростом температуры уменьшаются, причем в случае эллипсоидально-непараболической (ENP) модели это уменьшение больше в количественном отношении. Температурные зависимости энергии Ферми электронов, вычисленные по эллипсоидально-непараболической $(ENP\ I)$ и неэллипсоидально-



непараболической ($NENP_1$) моделям, для случая, когда m_2 =const, а m_1 и m_3 изменяются с температурой, также имеют схожий вид и с ростом температуры почти не меяются.

Рис.3.

Температурные зависимости энергии Ферми электронов, вычисленные по различным моделям энергетического спектра электронов в твердом растворе $Bi_{0.94}Sb_{0.06}$ в области температур $77 \div 300 \text{K}$, $\blacksquare - E_F \text{ (EP)}$; $\bullet - E_F \text{ (ENP)}$; $o - E_F \text{ (ENP-1)}$; $\blacktriangledown - E_F \text{ (NENP)}$; $\Delta - E_F \text{ (NENP-1)}$.

В данной статье на основе вышеуказанных измерений в монокристаллах $Bi_{0.94}Sb_{0.06}$ в области температур $77 \div 300 K$ была определена энергия Ферми электронов применением псевдопараболической модели.

ПСЕВДОПАРАБОЛИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Возникновение этой модели было вызвано трудностями при объяснении термоэлектрических явлений в висмуте. Галло и др. [9] измерили термоэдс монокристаллов висмута в интервале температур 80K÷300K и успешно проанализировали свои результаты двухзонной параболической моделью с использованием механизма рассеяния носителей заряда акустическими фононами. Позже Хансен и др. [10] также показали, что экспериментальные данные по термоэдс в магнитном поле для Ві хорошо согласуются с теоретическими вычислениями, основывающимися на предположении, что энергетический спектр электронов и дырок параболичен, а механизм рассеяния - внутризонный акустический. Но, с другой стороны, проведенные магнетооптические измерения, Браун и др. [11],Дрессельхаузом [12] в висмуте явно указывали на то, что существует малый энергетический зазор в L-точке зоны Бриллюэна, который приводит к непараболическому закону дисперсии для L-носителей заряда, т.е. описывается Лэксовской моделью [13]

$$\gamma = \varepsilon (1 + \varepsilon / \varepsilon_g) = \frac{1}{2} \cdot \vec{p} \cdot \vec{m}^{-1} \cdot \vec{p} . \tag{1}$$

Применение более реалистической Лэксовской модели в вычислениях диффузионной термоэдс висмута приводит к расхождению с экспериментальными данными как в случае внутризонного рассеяния на акустических фононах (как зависящие, так и не зависящих от энергии носителей заряда) [10], так и в случае рассеяния на междолинных оптических фононах [14]. Так как выражения для диффузионной термоэдс определяются природой дисперсионного соотношения носителей заряда и энергетической зависимостью их времени релаксации, то, в случае принятия более реалистической Лэксовской модели для L- носителей, надо

попытаться найти более подходящий механизм рассеяния для этих носителей. Такая задача была поставлена и успешно решена в Хереманс и Хансеном [15].

Известно, что в τ-приближении выбор энергетического спектра носителей заряда влияет на энергетическую зависимость времени релаксации τ. Действительно в общем случае имеем [16, стр.125]

$$\frac{1}{\tau} \propto W(\varepsilon) \cdot g(\varepsilon) \,, \tag{2}$$

где $W(\varepsilon)$ - характеризует энергетическую зависимость вероятности рассеяния, а $g(\varepsilon)$ - энергетическую зависимость плотности состояний в зоне. Наличие запрещенной зоны в L-точке энергетического спектра висмута сказывается не только на непараболичность закона дисперсии, но и видоизменяет волновые функции носителей заряда, которые представляют собой линейную комбинацию функций, описывающих взаимодействующие зоны. В этом случае коэффициенты при функциях комбинации зависят от энергии, что, в свою очередь, приводит к зависимости элементов матрицы злектрон-фононного взаимодействия от энергии. Чтобы определить энергетическую зависимость этого матричного элемента необходимо знать константы деформационного потенциала и фактические волновые функции. Для Ві, а тем более для его сплавов с сурьмой ни то, ни другое неизвестно.

Хереманс и Хансен [15] показали, что вышеприведенные трудности можно обойти, если энергетическую зависимость квадрата матричного элемента электронфононного взаимодействия представить в виде

$$M_{el-ph}^2 \propto (\gamma')^{-2},\tag{3}$$

где штрих означает дифференцирование по энергии и предпологается, что основным механизмом рассеяния является внутризонное рассеяние на акустических фононах. Зависимость описываемая соотношением (3) приводит к следующему виду времени релаксации

$$\tau = \tau_0 \cdot (\gamma / kT)^{-1/2} \cdot \gamma', \tag{4}$$

здесь t_0 - константа, независящая от энергии. Использование τ , задаваемым выражением (4) приводит к тому, что транспортные выражения выглядят так, как если бы при их выводе использовалась бы параболическая модель. Исходя из этого модель, включающую в себя непараболический закон дисперсии (1) и время релаксации (4), авторы [15] назвали псевдопараболической моделью. Михаил и др. [17] показали, что эта модель плодотворна при объяснении термоэлектрических свойств висмута не только в нулевом и слабых магнитных полях, но и в промежуточных и неквантующихся сильных полях в интервале температур от 20К до 295К. Кроме того, авторам этой работы удалось обяснить ранее необяснимые особенности полевой зависимости некоторых термомагнитных коэффициентов в промежуточных магнитных полях, а также и 'Umkehr' эффект для $\alpha_{33}(B_1)$. В работе [18] температурная зависимость термоэдс Ві, легированного Sn, также хорошо объясняется псевдопараболической моделью. В работе [19] псевдопараболическая модель успешно была применена при интерпретации гальваномагнитных эффектов в висмуте в неквантующихся магнитных полях.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Для расчета энергии Ферми электронов методом термоэдс необходимо знать определенный набор экспериментальных данных: значения термоэдс в нулевом магнитном поле α_{11} , α_{33} , компонентов удельного сопротивления ρ_{11} , ρ_{33} и в случае

узкозонных материалов, величину энергетического зазора (ϵ_{g_L}) электронов в исследуемой области температур.

В простом случае, когда в термоэлектрических явлениях участвуют два типа носителей заряда (например, L-электроны и Т-дырки), можно записать следующие общеизвестные формулы

$$\alpha_{11}^{0} = \frac{\alpha_{e}^{L} \sigma_{11}^{e} + \alpha_{h}^{T} \sigma_{11}^{h}}{\sigma_{11}^{e} + \sigma_{11}^{h}}, \qquad \alpha_{33}^{0} = \frac{\alpha_{e}^{L} \sigma_{33}^{e} + \alpha_{h}^{T} \sigma_{33}^{h}}{\sigma_{33}^{e} + \sigma_{33}^{h}}, \qquad (5)$$

здесь σ_{11}^S , σ_{33}^S — парциальные проводимости (s=e или s=h, для электронов и дырок, соответственно) в соответствующих направлениях. Из этих уравнений можно определить α_e^L и α_h^T . С другой стороны, общее выражение для парциальной термоэдс в нулевом магнитном поле задается формулой [16, стр.146]

$$\alpha_{S} = \pm \frac{k}{e} \left\{ \frac{\langle x\tau/m \rangle}{\langle \tau/m \rangle} - \eta_{S} \right\}, \tag{6}$$

здесь отрицательный знак относится к электронам, положительный соответственно к дыркам; $x = \frac{\mathcal{E}}{k_0 T}$, $\eta = \frac{\mathcal{E}_F}{k_0 T}$; <> - означает усредненение по энергии.

В модели Лэкса время релаксаиии $\tau(x)$ и зависимость эффективной массы от энергии задаются нижеприведенными формулами [16, стр.144]

$$\tau(x) = \tau_0 \frac{(x + \beta x^2)^{r - 1/2}}{1 + 2\beta x}, \qquad m(x) = m(0) \cdot (1 + 2\beta x), \tag{7}$$

где $\beta = \frac{k_0 T}{\varepsilon_g}$, а r - является параметром рассеяния и принимает значения 0, 1, 2 при

рассеянии носителей тока акустическими фононами, оптическими фононами и ионизированными примесями, соответственно (конечно можно рассмотреть и такой случай когда r = 1/2, который означает, что время релаксаиии не зависит от энергии [10].

Подставляя формулы (7) в выражение (6), получим следующее выражение

$$\alpha_{S} = \frac{k}{e} \left\{ \frac{I_{r+1,2}^{1}(\beta, \eta)}{I_{r+1,2}^{0}(\beta, \eta)} - \eta_{S} \right\},$$

$$I_{n,k}^{m}(\eta, \beta) = \int_{0}^{\infty} \left(-\frac{\partial f_{0}}{\partial x} \right) \frac{x^{m}(x + \beta x^{2})^{n}}{(1 + 2\beta x)^{k}} dx$$
(8)

где

является двухпараметрическим интегралом Ферми, а $f_0 = \frac{1}{e^{\frac{E_n - E_F}{k_0 T}} + 1}$ — функция

распределения Ферми-Дирака.

В случае псевдопараболической модели время релаксаиии τ задается формулой (4) и выражение для парциальной термоэдс приобретает следующий вид

$$\alpha_{S}(PSP) = \frac{k}{e} \left[\frac{I_{1,0}^{1}(\beta, \eta)}{I_{1,0}^{0}(\beta, \eta)} - \eta_{s} \right]. \tag{9}$$

Из данной формулы можно определить энергию Ферми по псевдопараболической модели. Для учета температурного изменения энергетического зазора и эффективных масс в точке L зоны Бриллюэна для данного сплава была проведена аппроксимация соответствующих данных Векки и др. [20]. Результаты аппроксимации таковы:

$$\varepsilon_{gL} = |-3.146 - 1.487 \cdot 10^{-2} \cdot T + 6.229 \cdot 10^{-4} \cdot T^2|$$
 (mev) (10)

$$\frac{m_{Lbn}^c}{m_0} = \left| -2.821 \cdot 10^{-3} + 2.3835 \cdot 10^{-5} \cdot T + 1.1635 \cdot 10^{-7} \cdot T^2 \right|. \tag{11}$$

Отрицательный знак в формулах (10) и (11) связан с инверсией L_C и L_V зон (в расчетах использованы абсолютные значения ϵ_{g_L}). Значение ϵ_{g_L} , определяемое по формуле (10) в близости T=84K, устремляются к нулю, что согласуется с выводами [20].

Вычисленные значения псевдопараболической энергии Ферми электронов в области температур $77 \div 300$ K приведены в Таблице 1. Для сравнения здесь же приведены также данные по энергии Ферми, вычисленные по эллипсоидально-параболической (EP), эллипсоидально-непараболической (EP) и неэллипсоидально-непараболической (EP) моделям для случая, когда все три компонента электронной массы имеют одну и ту же температурную зависимость [8]. Отметим, что данные приведенные в столбцах ENP_1 и $NENP_1$ соответсвуют случаю, когда тяжелая компонента эффективной массы электрона (EP) рассматривается независящей от температуры в отличии легких компонент EP1 и EP3.

Таблица 1. Температурная зависимость энергии Ферми электронов при различных моделях энергетического спектра для сплава $\mathrm{Bi}_{0.94}\mathrm{Sb}_{0.06}$.

T, K	EF(EP), mev	EF (ENP),	EF (<i>ENP_1</i>)	EF (NENP)	EF	EF (PSP),
		mev	mev	mev	$(NENP_I),$	mev
					mev	
77	26.74	23.03	7.15	18.8	6.95	19.23
90	30.61	20.03	6.67	20.2	7.16	23.53
110	39.12	3.69	3.09	12.3	7.12	30.43
130	49.04	-0.44	3.70	8.70	7.10	39.10
150	59.27	-4.50	3.84	5.45	6.85	47.76
170	71.41	-8.35	4.15	2.58	6.87	57.71
190	84.67	-12.34	4.38	-0.31	6.87	66.91
210	97.93	-16.79	4.22	-3.56	6.58	75.56
230	114.98	-20.67	4.82	-6.84	6.33	84.82
250	134.25	-24.47	5.64	-8.72	7.71	93.47
270	151.56	-29.20	5.58	-11.49	8.25	105.69
300	185.19	-35.33	6.81	-15.31	9.63	125.71

Вычисления показали, что коэффициенты термоэдс для сплава $Bi_{0.94}Sb_{0.06}$, вычисленные на основе псевдопараболической модели, хорошо согласуются с экспериментом как и в случае чистого висмута [17].

- 1. W.M.Yim, A.Amith, *Bi-Sb alloys for magneto-thermoelectric and thermomagnetic cooling, Solid State Electronics,* **15** (1972) 1141-1165.
- 2. S.Dutta, V.Shubha and T.G.Ramesha, *Effect of pressure and temperature on thermopower of Bi–Sb alloys, Phyica B: Condenced Matter*, **405** (2010) 1239–1243.
- 3. D.S.Choi, A.A.Balandin, M.S.Leung, G.W.Stupian, N.Presser, S.W.Chung, J.R.He ath, A.Khitun, K.L.Wang, *Transport study of a single bismuth nanowire fabricated by the silver and silicon nanowire shadow masks, Appl. Phys. Lett.*, **89** (2006) 1503-1506.
- 4. S.Dutta, V.Shubha, T.G. Ramesh, Florita D'Sa, *Thermal and electronic properties of Bi*_{1-x}Sb_x alloys, *Journal of Alloys and Compounds*, **467** (2009) 305-309.

Э.Р.ЮЗБАШОВ, Х.А.ГАСАНОВА, Б.А.ТАИРОВ

- 5. I.F.Mikhail, O.P.Hansen, *The electron Fermi energy of bismuth at high temperatures, J. Phys. C: Solid State Physics,* **14** (1981) L27- L30.
- 6. Дж.Хаст, Тепловая привязка проводов к охлаждаемым частям криостата, Приборы для научных исследований, №5 (1970) 8-11.
- 7. E.Yuzbashov, B.Tairov, *Temperature dependence of the kinetic properties of alloy* $Bi_{0.94}Sb_{0.06}$, Fizika, 6 No 2 (2010) 317-320.
- 8. Э.Юзбашов, Б.Таиров, М.Акперов, Энергия Ферми полуметаллического сплава Bi_{0.94}Sb_{0.06} в области температур 77÷300K, Azerbaijan National Academy of Sciences, Series of Physical-Mathematical and Technical Sciences, Physics and Astronomy, XXXI №5 (2011) 129-135.
- 9. C.F.Gallo, B.S.Chandrasekhar, and P.H.Sutter, *Transport Properties of Bismuth Single Crystals, J. Appl. Phys.*, **34** (1963) 144-152.
- 10. O.P.Hansen, E.Cheruvier, J-P.Michenaud and J-P.Issi, *Diffusion thermoelectric power of bismuth in a magnetic field, J. Phys. C: Solid State Phys.*, **11** (1978) 1825-1840.
- 11. R.N.Brown, J.G.Mavroides and B.Lax, *Magnetoreflection in Bismuth, Phys. Rev.*, **129** (1963) 2055-2061.
- 12. M. P. Vecchi, M. S. Dresselhaus, *Temperature dependence of the band parameters of bismuth, Physical Review B*, **10** (1974) 771-774.
- 13. B.Lax, J.G.Mavroides, Cyclotron Resonance, Sol. St. Phys., 11 (1960) 261-400.
- 14. H.Nielsen, The intervalley scattering in Bi and its influence on the transport properties at intermediate temperatures, J. Phys. F: Met. Phys., 8 (1978) 141-149.
- 15. J.Heremans, O.P.Hansen, *Influence of non-parabolisity on intravalley electron-electron scattering: The case of bismuth, J. Phys. C: Solid State Physics*, **12** (1979) 3483-3496.
- 16. Б.М. Аскеров, Электронные явления переноса в полупроводниках, М: Наука, (1985)
- 17.I.F.I.Mikhail, O.P.Hansen and H.Nielsen, *Diffusion thermoelectric power of bismuth in non-quantising magnetic fields, Pseudo-parabolic model, J. Phys. C: Solid State Phys.*, **13** (1980) 1697-1713.
- 18. J.Heremans, O.P.Hansen, Temperature dependence of excess carrier density and thermopower in tin-doped bismuth, Pseudo-parabolic model, Journal of Physics C: Solid State Physics. **16** (1983) 4623-4636.
- 19. O.P.Hansen, I.F.I.Mikhail, Galvanomagnetic Effects of Bismuth in Non-Quantising Magnetic Fields. Pseudo-Parabolic Model, Physica status solidi (b), 126 (1984) 721–728.
- 20. M.P. Vecchi, E. Mendez, M.S. Dresselhaus, Temperature dependence of the band parameters in Bi and Bi_{1-x}Sb_x alloys, Physics of Semiconductors, Proceedings of the 13-th Intern. Conf., Rome, (1976) 459-464.

77÷300K TEMPERATUR İNTERVALINDA Bi_{0.94}Sb_{0.06} BƏRK MƏHLULUNDA TERMOEHQ-NİN TEMPERATUR ASILILIĞI VƏ ELEKTRONLARIN FERMİ ENERJİSİNİN PSEVDOPARABOLİK MODELİ

E.R.YÜZBAŞOV, X.Ə.HƏSƏNOVA, B.A.TAHİROV

 $77 \div 300 \text{K}$ temperatur intervalında $\text{Bi}_{0.94} \text{Sb}_{0.06}$ monokristalında xüsusi müqavimət (ρ_{11} , ρ_{33}) və Zeyebek əmsallarının (α_{11} , α_{33}) ölçülməsi əsasında elektronların Fermi enerjisi psevdoparabolik modelin tətbiqi ilə təyin olunmuşdur. Müqayisə üçün $77 \div 300 \text{K}$ temperatur intervalında elektronların müxtəlif energetik dispersiya modelləri çərçivəsində malik olduqları Fermi enerjisinin temperatur asılılığı da verilmişdir.

TEMPERATURE DEPENDENCE OF THERMOPOWER OF THE $BI_{0.94}SB_{0.06}$ SOLID SOLUTION IN THE TEMPERATURE RANGE 77÷300K AND FERMI ENERGY OF ELECTRONS: PSEUDOPARABOLIC MODEL

E.R.YUZBASHOV, Kh.A.GASANOVA, B.A.TAIROV

On the basis of the measurements of components of specific resistance (ρ_{11} , ρ_{33}) and Seebeck's coefficients (α_{11} , α_{33}) in $Bi_{0.94}Sb_{0.06}$ single crystals in the 77÷300K temperature range Fermi energy of electrons was determined by pseudo-parabolic model. For comparison peculiarities of temperature dependence of Fermi energy of electrons in the 77÷300K temperature range, deduced from various energetic band models are also have been displayed.

Редактор: М.Бабаев

УДК 538.975; 537.226.4

ЗАВИСИМОСТЬ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ ОТ ЧАСТОТЫ И TEMПEPATYPЫ В СЛОИСТЫХ МОНОКРИСТАЛЛАХ FeGaInS₄

Н.Н.НИФТИЕВ, О.Б.ТАГИЕВ * , Т.Ш.ИБРАГИМОВА, С.Н.НИФТИЕВ ** , Ф.М.МАМЕДОВ ***

Азербайджанский Государственный Педагогический университет, AZ 1000, Баку, ул.У.Гаджибекова, 34
Институт физики НАН Азербайджана*
AZ 1143, г. Баку, пр. Г.Джавида, 33
Азербайджанский технический университет*
AZ 1073, г. Баку, пр. Г.Джавида, 25
Институт химиических проблем НАН Азербайджана***
AZ 1143, г. Баку, пр. Г.Джавида, 29
патіq7@bk.ru

поступила: 24.05.2013 принята к печати:20.08.2013 РЕФЕРАТ

температурных зависимостей диэлектрических потерь в монокристаллах $FeGaInS_4$ на переменном токе. Определены тангенса угла диэлектрических потерь и энергии активации носителей тока монокристаллов. Установлено, что в монокристаллах $FeGaInS_4$ в области частот $10^4 \div 10^6 \Gamma$ ц тангенс угла диэлектрических потерь уменьшается обратно пропорционально с частотой

 $(tg\delta\sim 1/\omega)$ и проводимость характеризуется зонно-

прыжковыми механизмами.

Приводятся результаты исследований частотных и

Ключевые слова: Монокристал, диэлектрическая потерь, переменный ток, частота, температура, энергии активации, зонный механизм, прыжковый механизм.

В последние годы значительное внимание уделяется магнитным полупроводником типа AB_2X_4 (где A-Mn, Fe, Co, Ni; B-Ga, In; X- S, Se, Te) [1-17]. Эти соединения обладают уникальными физическими свойствами, что дает основание полагать перспективным использованием их для изготовления ряда оптоэлектронных приборов нового класса, управляемых с помощью магнитного поля.

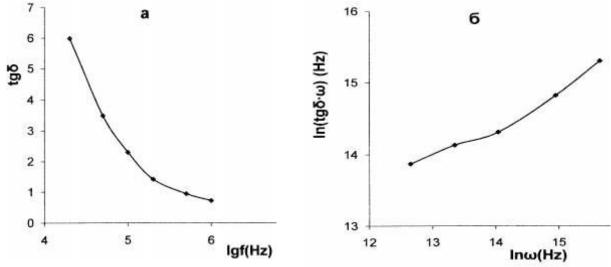
В [15-17] при 1:1 структуры соотношении шпинельной FeIn₂S₄ ромбической структуры (пространственная группа Fd3m) И (пространственная группа Рпа21) получены новые слоистые полумагнитные полупроводники состава FeGaInS₄ и исследованы их электрические свойства в статическом и переменном поле. В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований зависимость диэлектрических потерь от частоты и температуры в слоистых монокристаллах FeGaInS₄.

Монокристаллы FeGaInS₄ были получены методом Бриджмена. Рентгенографическим методом установлено, что монокристаллы кристаллизуются в структуре однопакетного политипа ZnIn₂S₄ [18] с параметрами кристаллической решетки, а=3,81; c=12,17Å, z=1, пр.гр. P3m1. Для измерения электрических характеристик из пластинок монокристаллов толщиной ~0,1мм нанесением серебряной пасты были изготовлены конденсаторы. Измерения диэлектрических потерь проводились с помощью цифровых измерителей иммитанса E7-20 (частоты $25 \div 10^6 \Gamma$ ц). На образец подавалось измерительное напряжение 1V.

На Рис.1а показана частотная зависимость тангенса угла диэлектрических потерь $(tg\delta)$ при температуре 296К для монокристаллов FeGaInS₄. Из рисунка видно, что с ростом частоты значение тангенса угла диэлектрических потерь

ЗАВИСИМОСТЬ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ ОТ ЧАСТОТЫ И ТЕМПЕРАТУРЫ В СЛОИСТЫХ МОНОКРИСТАЛЛАХ FeGaInS $_4$

уменьшается. В монокристаллах FeGaInS₄ имеет место сильная компенсация [15], поэтому значение тангенса угла диэлектрических потерь бывает достаточно большим. Известно, что в диэлектрике и в полупроводнике диэлектрические потери представляют собой ту часть электрической энергии, которая превращается в тепло. Одним из механизмов превращения электрической энергии в тепловую в диэлектриках является электропроводность. В кристалле свободные электроны получают энергию от электрического поля, перемещаясь, создают электрический ток и на пути своего свободного пробега теряют энергию при взаимодействиях с атомами и молекулами диэлектрика.



а - Частотная зависимость тангенса угла диэлектрических потерь при температуре 296К для монокристаллов FeGaInS₄; б - Зависимость $\ln(tg\delta\cdot\omega)\sim \ln\omega$ при температуре 296К для монокристаллов FeGaInS₄.

Рис.1.

Известно, что в случае параллельного соединения C_R и R тангенс угла диэлектрических потерь описывается соотношением [19]:

$$tg\delta = \frac{I_a}{I_r} = \frac{I}{\omega C_R R} = \frac{\sigma}{\varpi_0 \omega},\tag{1}$$

где C_R - электроёмкость, а R - сопротивление образца, I_a - активный ток, I_r - реактивный ток, $\omega = 2\pi f$ - частота, σ - электропроводность, ε_0 - электрическая постоянная.

Для монокристаллов FeGaInS₄ электропроводность и диэлектрическая проницаемость зависят от частоты очень слабо [19]. Если это изменение не учитывать, то тангенс угла диэлектрических потерь уменьшается обратно пропорционально с частотой ($tg\delta\sim1/\omega$). Из Рис.1(а) видно, что при температуре 296К в частотной области $10^4\div10^6$ Гц наблюдается зависимость $tg\delta\sim1/\omega$.

На Рис.1(б) показаны зависимости $ln(tg\delta \cdot \omega) \sim ln\omega$ при температуре 296К для монокристаллов $FeGaInS_4$. Известно, что диэлектрические потери зависит от механизма проводимости: в случае зонного механизма $\sigma \neq \sigma(\omega)$, а при прыжковым механизме $\sigma \sim \omega^S$ (0,1 \leq s \leq 1,0). При доминирующей роли разных механизмов в проводимости частотные зависимости тангенса угла диэлектрических потерь можно описать так [20]:

$$tg\delta(\omega) \sim (\omega^{-1} + \omega)$$
 (2)

зонный механизм,

$$tg \delta(\omega) \sim \omega(\omega^{S-2} + 1)$$
 (3)

прыжковый механизм.

Из (2) следует что, при доминирующей роли в проводимости зонного механизма в координатах $\ln(\operatorname{tg}\delta\cdot\omega)\sim f(\omega)$ должна наблюдаться прямолинейная зависимость. Из Рис.1(б) видно, что прямолинейная зависимость не имеет мест, монокристаллах FeGaInS₄ поэтому предположим, что В проводимость характеризуется зонно-прыжковыми механизмами.

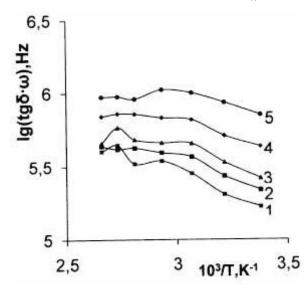
На Рис.2 показаны зависимости $\lg(\lg\delta\cdot\omega)\sim f(1/T)$ на переменном токе при различных значениях частоты для монокристаллов FeGaInS₄. Из рисунка следует, что при низких температурах на зависимости $\lg(\lg\delta\cdot\omega)$ от $10^3/T$ выявляется один линейный участок и с ростом температуры наблюдается возрастание tgδ. Известно, что зависимость $tg\delta \sim f(T)$ определяется следующим выражением:

$$tg\,\delta(T)\sim \left[\frac{1}{\omega}\exp(-\Delta E_{\sigma}/kT)+\omega\exp(\Delta E_{\mu}/kT)\right], \tag{4}$$
 где ΔE_{σ} и ΔE_{μ} - энергии активации электропроводности и подвижности,

соответственно.

низкотемпературной области (Рис.2) увеличение tgδ температуры, в частности, означает, что диэлектрические потери в монокристаллах FeGaInS₄, в основном, определяются первым членом в (4), т.е. током проводимости, поэтому из (4) получается

$$tg\,\delta(T) \sim \frac{1}{\omega} \exp(-\Delta E_{\sigma}/kT)$$
 (5)



Из зависимости $lg(tg\delta \cdot \omega) \sim f(1/T)$ определяется энергия активации $(\Delta E^{tg\delta})$. При частотах $5 \cdot 10^4 \div 10^6 \Gamma$ ц значения $\Delta E^{tg\delta}$ изменяются в интервале 0,16÷0.095эB, а при высоких температурах линии отличаются от прямых (Рис. 2).

Рис.2.

Зависимость $\lg(tg\delta\cdot\omega)\sim f(1/T)$ на переменном токе при различных значениях частоты для монокристаллов FeGaInS₄. f, Γ ц: $1-5\cdot10^4$, $2-10^5$, $3-2\cdot10^5$, $4-5\cdot10^4$, $5-10^6$.

приводятся результаты исследований частотных температурных зависимостей диэлектрических потерь в монокристаллах FeGaInS₄ на переменном токе. Определены тангенса угла диэлектрических потерь и энергии активации носителей тока монокристаллов. Установлено, что в монокристаллах FeGaInS₄ в области частот $10^4 \div 10^6 \Gamma$ ц тангенс угла диэлектрических потерь уменьшается обратно пропорционально с частотой $(tg\delta\sim 1/\omega)$ и проводимость характеризуется зонно-прыжковыми механизмами.

- 1. 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.
- 2. Н.Н.Нифтиев, О.Б.Тагиев, Вольтамперные характеристики монокристаллов MnIn₂S₄ и MnGa₂S₄, ФТП, **38** (2004)164-165.

ЗАВИСИМОСТЬ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ ОТ ЧАСТОТЫ И ТЕМПЕРАТУРЫ В СЛОИСТЫХ МОНОКРИСТАЛЛАХ FeGaInS $_4$

- 3. C.Xiangying, Z.Zhongjie, Z.Xingta and et al., *Hydrothermal synthesis of porous FeIn*₂S₄ *microspheres and their elektrochemical properties, J. of Crystal Growth,* **277** (2005) 524-528.
- 4. 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.
- 5. V.Sagredo, M.C.Moron, L.Betancourt, G.E.Delgado, *Antiferromagnetic versus Spin–glass like behavior in MgIn₂S₄, J. of Magnetic Materials*, **312** (2007) 294-297.
- 6. 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.
- 7. Н.Н.Нифтиев, О.Б.Тагиев, М.Б.Мурадов, Ф.М.Мамедов, Ф.А.Казымова. Электропроводность монокристаллов $MnGa_2S_4$ на переменном токе, Письма в ЖТФ, **35** (2009) 79-83.
- 8. Н.Н.Нифтиев, О.Б.Тагиев, Влияние сильного электрического поля на электропроводность монокристаллов $MnGa_2S_4$, $MnIn_2S_4$ и $MnGaInS_4$, $\Phi T\Pi$, 43 (2009) 1172-1174.
- 9. В.Ю.Рудь, Ю.В.Рудь, М.А.Осипова, И.В.Боднарь, Обнаружение твердых растворов $(In_2S_3)_x$ (Мп In_2S_4)_{1-х} и создание фоточувствительных структур на их основе, ФТП, **44** (2010) 48-52.
- 10. И.В.Боднарь, С.В.Труханов, *Магнитные свойства монокристаллов твердых растворов Fe_xMn_{1-x}In_2S_4, \Phi T\Pi, 45 (2011) 1464-1469.*
- 11. И.В.Боднарь, С.А.Павлюковец, Температурная зависимость ширины запрещенной зоны монокристаллов $FeIn_2S_4$, $\Phi T\Pi$, **45** (2011) 1450-1453.
- **12**. Н.Н.Нифтиев, О.Б.Тагиев, Оптическое поглощение в слоистых монокристаллах MnGaInS₄, Оптика и спектроскопия, **112** (2012) 96-99.
- 13. Н.Н.Нифтиев, О.Б.Тагиев, М.Б.Мурадов, Ф.М. Мамедов, Электрические свойства $FeIn_2S_4$ на переменном токе, Журнал технической физики, **82** (2012) 153-155.
- 14. Н.Н.Нифтиев, О.Б.Тагиев, Оптическое поглощение в монокристаллах $MnIn_2S_4$, Оптика и спектроскопия, **113** (2012) 1-4.
- 15. Н.Н.Нифтиев, Электрические свойства слоистых монокристаллов $FeGaInS_4$, $\Phi T\Pi$, **38** (2004) 522-524.
- 16. Н.Н.Нифтиев, О.Б.Тагиев, Ф.М.Мамедов, FeGaInS₄-də termo-e.h.q. və Xoll effekti, Fizika, **XI** (2005) 54-55.
- 17. Н.Н.Нифтиев, О.Б.Тагиев, М.Б.Мурадов, Ф.М.Мамедов, Электрические свойства слоистых монокристаллов FeGaInS₄ на переменном токе, Φ TП, **43** (2009) 1447-1449.
- 18. C.Batistony, L.Gastaldi, G.Mattogno and et. al., *Structural and magnetic properties of layer compounds CoGaInS*₄, *Solid Stade* Commun., **61** (1987) 43-46.
- 19.Ю.М. Поплавко, Физика диэлектриков, М., Высшая школа, (1980) 400.
- 20. Н.Мотт, Э.Дэвис, Электронные процессы в некристаллических веществах, М., Мир, I (1982) 368.

Н.Н.НИФТИЕВ, О.Б.ТАГИЕВ, С.Н.НИФТИЕВ, Ф.М.МАМЕДОВ

FeGaInS₄ LAYLI MONOKRİSTALININ DİELEKTRİK İTKİSİNİN TEZLİK VƏ TEMPERATURDAN ASILILIĞI

N.N.NİFTİYEV, O.B.TAĞİYEV, T.Ş.İBRAGİMOVA, S.N.NİFTİYEV, F.M.MƏMMƏDOV

FeGaInS₄ monokristalının dəyişən elektrik cərəyaninda dielektrik itkisinin tezlik və temperaturdan asılılığı tədqiq edilmişdir. Bu monokristalda dielektrik itkisinin tangens bucağı və yükdaşıyıcıların aktivləşmə enerjiləri təyin edilmişdir. Müəyyən edilmişdir ki, FeGaInS₄ monokristalında $10^4 \div 10^6$ Hz tezlik oblastında dielektrik itkisinin tangens bucağı tezliklə tərs mütənasib olaraq azalır (tg δ ~1/ ω) və elektrik keçiriciliyi zona - sıçrayış mexanizmi ilə xarakterizə olunur.

DEPENDENCE OF THE DIELECTRIC LOSS OF FREQUENCY AND TEMPERATURE IN LAYERED SINGLE CRYSTALS FeGainS₄

N.N.NIFTIYEV, O.B.TAGHIYEV, T.Sh.IBRAGIMOVA, S.N.NIFTIYEV, F.M.MAMMADOV

Dependence of FeGaInS4 single crystal on dielectric loss of frequency and temperature in alternating current has been studied. The tangent of dielectric loss and activation energy of carriers in this single crystal have been assigned. It has been found that the tangent of dielectric loss of FeGaInS4 single crystal in $10^4 \div 10^6$ Hz frequency has decreased unproportionally soon $(tg\delta-1/\omega)$ and the conductivity has been characterized bu zone-hopping mechanism.

Редактор: Ш.Гасанлы

УДК 537.311.33

УСЛОВИЯ РОСТА ОДНОРОДНЫХ МОНОКРИСТАЛЛОВ Inas-GaAs ИЗ РАСПЛАВА, ПОДПИТЫВАЕМОГО ВТОРЫМ КОМПОНЕНТОМ П.Г.АЖДАРОВ, В.К.КЯЗИМОВА, М.А.АКПЕРОВ, А.И.АЛЕКПЕРОВ

Институт Физики НАН Азербайджана AZ-1143, Баку, пр. Г. Джавида, 33 zangi@physics.ab.az

поступила: 14.06.2013 принята к печати:10.07.2013 РЕФЕРАТ

В пфанновском приближении решена задача по определению условий выращивания полностью однородных монокристаллов твёрдых растворов системы InAs-GaAs модифицированным методом Чохральского с подпиткой расплава стержнем из GaAs. Полученные математические соотношения и результаты определяют оптимальные технологические параметры и режимы для получения однородных кристаллов InAs-GaAs с заданным составом во всём непрерывном ряду твёрдых растворов этих соединений.

Ключевые слова: InAs, GaAs, твёрдые растворы, подпитка расплава, сегрегация компонентов, пфанновское приближение, однородный кристалл.

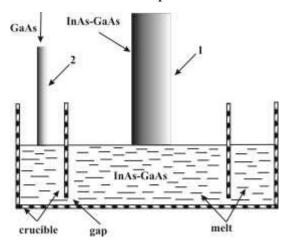
Полупроводниковые соединения InAs и GaAs полностью растворяются друг в друге при любых соотношениях как в твёрдом, так и жидком состояниях [1]. Это обстоятельство позволяет прецизионно управлять параметрами решётки и шириной запрещённой зоны твёрдого раствора InAs-GaAs путём изменения состава матрицы. Значительное различие в ширинах запрещённых зон составных компонентов этой системы (0.41эВ в InAs и 1.52эВ в GaAs) открывает возможность создания на основе этих твёрдых растворов материала с заданными свойствами в широком диапазоне.

Известно, что для получения крупных и совершенных монокристаллов полупроводниковых материалов наиболее часто используемым является метод Чохральского. Однако, использование традиционного варианта этого метода в случае твёрдых растворов бинарных систем приводит к росту кристалла с переменным составом, обусловленным существенной сегрегацией компонентов в процессе кристаллизации расплава [2]. Существуют различные методы, ведущие к компенсации влияния сегрегации как на состав расплава, так и на состав растущего кристалла [2-7]. Суть этих методов сводится к непрерывной подпитке расплава одной или обеими его компонентами, которая приводит к поддержанию состава кристалла постоянным в процессе всего цикла кристаллизации. С точки зрения практического осуществления и прецизионного управления скоростью подпитки наиболее простым является метод подпитки расплава вторым компонентом, коэффициент сегрегации которого превышает единицу. В частности, этот метод был успешно применён для выращивания однородных кристаллов твердых растворов Ge-Si [4,5]. Подпитывающим слитком для этой системы был кремний, равновесный коэффициент сегрегации которого изменятся от 5.5 до 1 в зависимости от состава расплава [2].

Настоящая работа посвящена теоретическому определению режимов кристаллизации и подпитки расплава InAs-GaAs вторым компонентом (GaAs), обеспечивающим рост однородных монокристаллов твёрдых растворов при выращивании модифицированным методом Чохральского. Цель — установление операционных технологических параметров и режимов для роста полностью

однородных монокристаллов системы InAs-GaAs во всём интервале концентраций компонентов.

На Рис.1 приведена концептуальная схема выращивания однородных кристаллов твёрдых растворов $(InAs)_{1-x}(GaAs)_x$ модифицированным методом Чохральского с использованием непрерывной подпитки расплава вторым компонентом. В данном случае вторым компонентом принято соединение GaAs, равновесный коэффициент сегрегации которого составляет 20.3 при $x \to 0$ и достигает значения равного 1 при $x \to 1$ [8]. В стартовый момент роста монокристалла (1) в расплав InAs-GaAs заданного состава вводится подпитывающий стержень из GaAs (2). Скорости кристаллизации и подпитки



расплава являются операционными технологическими параметрами. Задача сводится к определению такого режима кристаллизации И подпитки расплава, обеспечит который постоянство состава расплава в процессе всего цикла роста монокристалла.

Рис.1.

Концептуальная схема выращивания монокристаллов твёрдых растворов InAs-GaAs методом подпитки расплава вторым компонентом. 1 — растущий монокристалл, 2 — подпитывающий стержень второго компонента.

Введём следующие обозначения: V_m^0 и V_m — объёмы расплава в тигле в стартовый и текущий моменты; V_c — объём кристаллизирующегося расплава в единицу времени; V_f — объём подпитки из GaAs, вводимый в расплав в единицу времени; С — общее количество второго компонента в расплаве; C_m^0 — молярная доля второго компонента в расплаве в стартовый момент; C_m , C_c — молярные доли второго компонента в расплаве и кристалле, соответственно; $K = C_c/C_m$ — равновесный коэффициент сегрегации GaAs; t — время.

Задачу решали в пфанновском приближении [2,4]: скорости диффузии компонентов в расплаве достаточно высоки и обеспечивают равномерность его состава по всему объёму; диффузия компонентов в растущем монокристалле пренебрежимо мала; на фронте кристаллизации существует равновесие между твёрдой и жидкой фазами, определяемое диаграммой состояния системы; фронт кристаллизации плоский; в расплаве отсутствует испарение компонентов.

По условию задачи считаем, что V_c и V_f не зависят от t и тогда, в вышепринятых обозначениях, имеем:

$$V_m = V_m^0 - (V_c - V_f)t$$
, $\dot{V}_m = -V_c + V_f$, $\dot{C} = -V_c C_m K + V_f$, (1)

учитывая, что $C_m = C/V_m$, имеем

$$C_m = \frac{C}{V_m} \qquad \text{if} \qquad \frac{dC_m}{dt} = \frac{\dot{C}V_m - \dot{V}_m C}{V_m^2} = \frac{\dot{C} - \dot{V}_m C_m}{V_m}. \tag{2}$$

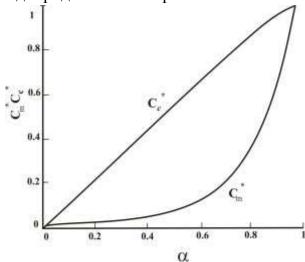
Согласно диаграмме фазового состояния системы InAs-GaAs условием роста твёрдых растворов с однородным составом является неизменность состава

расплава в процессе всего цикла кристаллизации. В этом случае $dC_m/dt=0$ и, введя обозначение $\alpha=V_f/V_c$, из (1) и (2) имеем:

$$\overset{\bullet}{C} - \overset{\bullet}{V}_m C_m = 0$$
 и $C_m^* = \frac{\alpha}{K - 1 + \alpha}$, $C_c^* = C_m^0 = \frac{K\alpha}{K - 1 + \alpha}$. (3)

Уравнения (3) демонстрируют возможность роста однородных кристаллов при любых значениях $K \ge 1$. Условием роста полностью однородного по составу кристалла является удовлетворение значения концентрации второго компонента в расплаве C_m уравнениям (3) как в стартовый момент, так и в процессе всего цикла кристаллизации. Согласно (3), определение условий роста однородных кристаллов с заданным составом во всём непрерывном ряду твёрдых растворов требует знания зависимости коэффициента распределения GaAs от состава расплава во всём интервале концентраций компонентов. Такая зависимость, рассчитанная по данным диаграммы фазового состояния системы InAs-GaAs в сопряженных твёрдых и жидких фазах, представлена в работе [8]. Используя данные этой работы, из уравнений (3) нетрудно рассчитать зависимости $\alpha = V_f/V_c$ от значений

 C_m^* и C_c^* во всём интервале концентраций компонентов. На Рис.2 представлены эти зависимости, которые показывают возможность выращивания полностью однородных монокристаллов системы InAs-GaAs при любом соотношении



компонентов путём подпитки расплава стержнем из GaAs. Построенные графики определяют такие технологические параметры как соотношение скоростей подпитки и кристаллизации расплава, а также начальный состав расплава для выращивания однородных кристаллов $(InAs)_{1-x}(GaAs)_x$ с заданным x.

Рис.2.

Зависимости состава расплава (C_m^*) и однородного кристалла ${\rm In}_{1-x}{\rm Ga}_x{\rm As}$ (C_c^*) от α , построенные по уравнениям (3).

Резюмируя вышеизложенные данные, онжом сделать следующее заключение: непрерывная подпитка расплава вторым компонентом в процессе модифицированным кристалла InAs-GaAs методом Чохральского обеспечивает рост полностью однородного твёрдого раствора с любым заданным соотношением компонентов. Установленные теоретические графики зависимости C_m^* и C_c^* от $\alpha = V_f/V_c$ определяют стартовый состав расплава и соответствующие значения скоростей его подпитки и кристаллизации для обеспечения однородности кристалла InAs-GaAs заданного состава.

- 1. В.С.Земсков, В.Б.Лазарев, *Твёрдые растворы в полупроводниковых системах, «Наука», Москва,* (1978) 197.
- 2. В.М.Глазов, В.С.Земсков, *Физико-химические основы легирования* полупроводников. М.: Наука, (1967) 371.

П.Г.АЖДАРОВ, В.К.КЯЗИМОВА, М.А.АКПЕРОВ, А.И.АЛЕКПЕРОВ

- 3. T.A.Campbell, M.Schweizer, P.Dold et al., Float zone growth and characterization of $Ge_{1-x}Si_x$ (x<10 at%)single crystals, J. Crystal Growth, 226 (2001) 231-237.
- 4. G.Kh.Azhdarov, T.Kucukomeroglu, A.Varilci et al., Distribution of components in Ge-Si bulk single crystals grown under continuous feeding of the melt with the second component (Si), J. Crystal Growth, 226 (2001) 437-442.
- 5. N.V.Abrosimov, S.N.Rossolenko, W.Thieme et al., Czochralski growth of Si- and Ge-rich SiGe single crystals, J. Crystal Growth, 174 (1997) 182-186.
- 6. G.Kh.Azhdarov, R.Z.Kyazimzade, Growth of homogeneous single crystals of Ge-Si solid solutions by the modified Bridgman method, Crystallography Reports, **50** (2005) S149-S153.
- 7. G.Kh.Azhdarov, Z.M.Zeynalov, Z.A.Aghamaliyev, A.I.Kyazimova, Growth of single crystals of semiconductor solid solutions by double feeding of the melt method, Crystallography Reports, 55 (2010)763-767.
- 8. П.Г.Аждаров, М.А.Акперов, А.И.Алекперов, В.В.Мир-Багиров, Аксиальное распределение компонентов в кристаллах InAs-GaAs, выращенных методом зонной плавки, Transactions of Azerbaijan National Academy of Sciences, Series of Physical-Mathematical and Technical Sciences, Physics and Astronomy, XXXII 5 (2012) 71-75.

İKİNCİ KOMPONENTLƏ QİDALANDIRILAN ƏRİNTİDƏN TAM BİRCİNSLİ InAs-GaAs MONOKRİSTALLARIN ALINMA ŞƏRTLƏRİ

P.H.ƏJDƏROV, V.K.KAZIMOVA, M.Ə.ƏKPƏROV, Ə.İ.ƏLƏKPƏROV

Pfann yaxınlaşmasında InAs-GaAs sisteminin tam bircinsli bərk məhlul monokristallarının ikinci komponentlə qidalandırılan ərintidən modifikasiyalaşdırılmiş Çoxpalski üsulu ilə alınma şərtləri təyyin edilib. Alınan riyyazi tənliklər və nəticələr verilən tərkibdə bircinsli InAs-GaAs bərk məhlullarının alınması üçün optimal texnoloji parametrləri və rejimləri müəyyən edir.

CONDITIONS FOR GROWING FULLY UNIFORM INAS-GAAS SINGLE CRYSTALS FROM THE MELT FED BY THE SECOND COMPONENT

P.G.AZHDAROV, V.K.KAZIMOVA, M.A.AKPEROV, A.I.ALEKPEROV

A problem for determination of the conditions for growing fully uniform single crystals of InAs-GaAs alloys from the melt fed by the second component has been solved in Pfann approximation. The obtained mathematical equations determined the optimum technology parameters and regimes for growing fully uniform crystals of InAs-GaAs alloys with desired composition.

Редактор: Дж. Абдинов

УДК 621.315.61

ВЛИЯНИЕ РАЗЛИЧНЫХ ВНЕШНИХ ФАКТОРОВ НА ПОВЕРХНОСТНОЕ НАТЯЖЕНИЕ ВОДЫ

Н.А.МАМЕДОВ, Г.И.ГАРИБОВ, Ш.Ш.АЛЕКБЕРОВ, Э.А.РАСУЛОВ

Бакинский Государственный Университет AZ 1148, г. Баку, ул. 3. Халилова, 23 mammadovnemat@rambler.ru

поступила: 24.05.2013

принята к печати:20.08.2013

Ключевые слова: Поверхностное натяжение, активная вода, омагничивание воды, серебреная вода, озонирование воды, адгезия, когезия.

РЕФЕРАТ

В работе экспериментально исследуется влияние факторов, различных внешних таких воздействие намагничивание, электрическим воздействие электромагнитного разрядом, излучения сантиметрового диапазона, насыщение воздухом и озоном, обогащение металлическими ионами на поверхностное натяжение воды от. Показано, что эти воздействия приводят уменьшению коэффициента поверхностного натяжения питьевой воды, причем уменьшение коэффициента о существенно зависит от рода и степени воздействия.

Во всех физических справочниках для коэффициента поверхностного натяжения дистиллированной воды (σ) при температуре 20^{0} С указывают величину в пределах $(71 \div 73) \cdot 10^{-3} H/M$, а в таблицах зависимости поверхностного натяжения воды от температуры в интервале от 0 до 100^{0} С величина σ меняется в широком диапазоне: соответственно от $75,5\cdot10^{-3}$ H/M до $52,5\cdot10^{-3}$ H/M (т. е. на каждые $4,3^{\circ}$ C σ меняется на одну единицу). Значит, во время исследования самой реальной, естественной воды должно быть учтено влияние различных внешних воздействий на величину σ , чем мы занимаемся последние 10 лет [1–7]. К активизирующим факторам, приводящим к уменьшению величины поверхностного натяжения воды, относят: термическую, электрическую и электромагнитную обработки, омагничивание, замерзание-растаивание, механическую обработку (воздействие центробежной силы, передача больших скоростей, резкое торможение струи движущейся воды), насыщение воздухом и озоном, воздействие СВЧ-волнами, добавление ионов металлов и т.д.

В результате внешних воздействий каждая единица объема воды получает энергию, разрушаются водородные связи [8], что способствует образованию свободных радикалов или изменению свойств и структуры агрегатов – кластеровассоциантов и клатратов [9–11], отвечающих за физико-химические свойства воды. В процессе активизирования длинные молекулярные цепочки (H₂O)_n-ассоцианты разрываются. Это приводит к изменению величины относительно интегральной характеристики воды – коэффициента поверхностного натяжения обмень обмен

Для нахождения коэффициента поверхностного натяжения мы пользовались методом определения высоты поднятия воды по капиллярным трубкам. Гидростатическое давление столба жидкости в трубке $\rho g h$, поднятой на высоту h, компенсируется давлением ΔP , создаваемым поверхностным натяжением искривленной поверхности и направленным вверх. Если предположить, что жидкость полностью смачивает стенки капилляра, то радиус кривизны мениска жидкости можно считать равным внутреннему радиусу капилляра r. Тогда условие равновесия жидкости в капилляре можно записать:

$$\Delta P = \frac{2\sigma}{r} = \rho g h \,, \tag{1}$$

откуда определяется коэффициент поверхностного натяжения σ :

$$\sigma = \frac{rh}{2} \rho g , \qquad (2)$$

здесь ρ — плотность жидкости, g — ускорение силы тяжести. Как следует из формулы (2), высота поднятия жидкости h обратно пропорциональна радиусу капиллярной трубки r. Произведение

$$rh = \frac{2\sigma}{\rho g} = a^2 \tag{3}$$

является физико-химической константой данной жидкости и не зависит от формы прибора, размера трубки и материала её стенок. Определение этой константы необходимо для идентификации измерений. Определив высоту поднятия жидкости h в капиллярной трубке, зная внутренний радиус капилляра r и плотность жидкости ρ при данной температуре, по формуле (2) можно вычислить коэффициент поверхностного натяжения жидкости σ .

В наших опытах использовались три капиллярные трубки, имеющие разные внутренние радиусы, которые определялись с помощью микроскопа МПБ-2 и составляли 0,193; 0,718 и 1,33мм. Величина внутреннего радиуса каждого капилляра определялась в нескольких его сечениях. Измерения показали, что для каждого капилляра эти величины в пределах ошибок измерений не отличаются друг от друга и, следовательно, трубки являются цилиндрическими. Отметим, что для всех трех трубок постоянная a^2 , вычисленная для значения σ , найденного нами для дистиллированной воды, удовлетворительно согласуется с данными, имеющимися в литературе [12].

Капиллярные трубки в общем держателе (в двух параллельно закрепленных плоскостях) устанавливались вертикально и опускались в стеклянную кювету с исследуемой водой на 6÷8см больше, чем требовалось для проведения опытов. В этом положении трубки выдерживали 5÷6 минут, чтобы стенки каналов трубок основательно смачивались. Затем трубки приподнимали так, чтобы нижние концы капилляров глубиной около 0,5см оставались в воде. Закрепив капилляры в штативе с помощью катетометра измеряли высоту поднятия воды. Эти высоты определялись по уровню вершины мениска в капиллярах и к каждому отсчету прибавлялась поправка на мениск, равная 1/3 радиуса канала капилляра. В наших опытах был использован катетометр марки В-630. Точность определения уровней жидкостей в капиллярах и в кювете (широком сосуде) составляла 0,01мм. Перед каждым измерением производили очистку капилляров по известной методике [13]. экспериментах строго контролировалась чистота, температуры (t=24÷26°C), высота воды в кювете, глубина погружения капилляров и т.д.

Результаты измерений занесены в таблицу. В таблице приведены средние значения σ , измеренные одновременно тремя капиллярами и коэффициенты активности воды α , рассчитанные по формуле [4]:

$$\alpha = \frac{\sigma_{o.6.} - \sigma_{u.6.}}{\sigma_{u.6.}},$$

где $\sigma_{o.s.}$ — коэффициент поверхностного натяжения отстоянной контрольной воды, $\sigma_{u.s.}$ — коэффициент поверхностного натяжения исследуемой воды.

Насыщение воды воздухом и озоном производилось в стеклянной трубке высотой 1м и диаметром 40мм. Воздух или озон подавали через мелкодисперсный рассекатель из нижней части трубки в течение 22 минут. При скорости подачи газа 4л/мин расход воздуха по объему был 88л. Здесь кислород O_2 составлял по объему

ВЛИЯНИЕ РАЗЛИЧНЫХ ВНЕШНИХ ФАКТОРОВ НА ПОВЕРХНОСТНОЕ НАТЯЖЕНИЕ ВОДЫ 18,48л и по массе 26,4г, из него в одном литре воды растворяется 67,88мг. При той же скорости подачи смеси воздуха и озона расход озона по массе составлял 352мг, из которого в одном литре воды растворяется 9,68мг. Количество растворенного в воде газа вычислялось по закону Генри [14]. Как видно, из Таблицы 1, величина коэффициента σ , найденная нами для дистиллированной воды, достаточно близка к литературным данным [15]. Значение коэффициента о для пресной воды, взятой из городской водопроводной линии, почти совпадает с коэффициентом о для воды, насыщенной воздухом. Это совпадение, по-видимому, связано с тем, что вода в водопроводную линию подается мощными насосами, хлорирована, в результате чего она имеет завышенную насыщенность воздухом. Озонирование воды значительно снижает ее поверхностное натяжение. Видно, что после 22 минутного барботирования озоном (время насыщения воды озоном составляет 22мин [16]) коэффициент поверхностного натяжения воды уменьшается до величины 58,35·10⁻³H/м, что на 8% меньше поверхностного натяжения воды до озонирования. Отметим, что нами было измерено поверхностное натяжение той же озонированной воды через 1,5 часа после озонирования. Опыты показали, что коэффициент о для этого случая составляет величину $62,32\cdot10^{-3}$ H/м, что почти совпадает с коэффициентом

Таблица 1.Значения коэффициента поверхностного натяжения питьевой водопроводной воды при различных физических воздействиях.

поверхностного натяжения исходной воды без озонирования.

No	Тип воды	σ	α
		(10^{-3} H/m)	(%)
1	Дистиллированная вода	72,21	-
2	Питьевая водопроводная вода через 2 часа	61,85	9,9
	после набора		
3	- через 24 часа (контрольная вода)	67,91	0
4	Вода, насыщенная воздухом	62,27	9
5	Вода, насыщенная озоном – через 10 мин	58,35	16,3
6	– через 1,5 часа	62,32	8,96
7	Намагниченная вода в постоянном поле	58,1	16,8
	(В=3500 Гс, время воздействия поля 24		
	часа)		
8	Воздействие переменным магнитным полем	44,32	53,2
	– B=1000 Γc, f=1000 Γц		
9	Серебряная вода при соотношении	61,1	11,14
	числа молекул N(H ₂ O)/N(Ag)=10 ⁸		
10	Серебряная вода $N(H_2O)/N(Ag)=6\cdot 10^6$	57,43	18,2
11	Серебряная вода N(H ₂ O)/N(Ag)=87000	56,65	19,87
12	Медная вода $N(H_2O)/N(Cu)=10^8$	43,7	55,4
13	Медная вода $N(H_2O)/N(Cu)=6\cdot10^6$	41,3	64,4
14	Воздействие электрическим разрядом	61.8	9,8
15	Талая вода	60,43	12,3
16	Воздействие СВЧ-электромагнитными	62,61	8,4
	волнами- время воздействия 10 мин		
17	 время воздействия 30 мин 	57,96	12
18	3% –ный H ₂ O ₂	66,81	1,6
19	30% –ный H_2O_2	49,06	38,4
20	3% –ный раствор <i>NaCl</i> (физраствор)	55,78	21,7
21	Сыворотка крови [20]	60	
	Желчь	48	
	Молоко	50	
	Моча	66	

Увеличение величины σ озонированной воды с течением времени связано, по-видимому, с расщеплением молекул озона. Увеличение величины σ от $58,35\cdot 10^{-3}$ H/м до $62,32\cdot 10^{-3}$ H/м объясняется разложением озона уже после 20 минутного отстоя [16]. А через 1,5 часа часть водородных связей в воде восстанавливается и σ растет.

Несколько лет назад была опубликована работа [17], где сообщается об очищении воды электрическими разрядами. Было установлено, что у воды есть память. Вода приобретала бактерицидные свойства, хотя химический анализ не показывал никаких изменений. В конце концов выяснилось, что в результате эрозии электродов в воде остаются наночастицы (в объеме образуются иониды), которые влияют на ее свойства. Кроме этого при разряде в воде образуется H_2O_2 , перекись водорода, которая увеличивает вязкость воды [18].

Для прояснения этих высказываний нами проводились эксперименты по влиянию электрического разряда на поверхностное натяжение Электрическая обработка воды производилась в стеклянной трубке высотой 7,5см и диаметром 30мм. С целью устранения влияния материалов эрозии электродов один из них (спираль из эмалированной меди) находился внутри стеклянной пробирки с диаметром 10мм, опущенной в трубку с водой, а другой опоясывал эту трубку снаружи. Фактически вода находилась между двумя барьерами электрического разряда с частотой 20кГц, напряжением 10кВ и током 100мкА, длительность воздействия разряда на воду при этом составляла 1 минуту. Такая постановка опыта исключает контакт исследуемой воды с электродами разряда и возможность перехода продуктов эрозии электродов в воду и образование ионидов. Как видно из Таблицы1, электрическая обработка воды барьерным разрядом также уменьшает коэффициент поверхностного натяжения σ. Бактерицидность же воды наблюдаемая в работе [17], по нашему мнению, проявляется за счет изменения условий для жизнедеятельности микроорганизмов в воде. Под памятью воды мы понимаем время, в течение которого сохраняется измененное состояние параметра воды, в частности коэффициента поверхностного натяжения.

Из Таблицы 1 видно, что коэффициент поверхностного натяжения серебряной воды сильно зависит от концентрации ионов. Минимальная величина σ находится в интервале $(56-57)\cdot 10^{-3}\,H/M$. При дальнейшем увеличении концентрации ионов серебра величина σ растет, что связано, по-видимому, с увеличением числа клатратов серебра в воде.

Начиная с 40-х годов прошлого столетия во всем мире широким фронтом исследуют влияние электромагнитного излучения различных диапазонов на человека и животных. До сегодняшнего дня нет конкретных, однозначных, фактических данных, определяющих суть происходящих исчерпывающих биологических процессов. Поскольку около 70% организма человека и животных состоит из воды, то по нашему мнению, влияние ЭМ-излучения на живые организмы, в основном, определяется влиянием этого излучения на воду. В наших опытах по влиянию ЭМ-излучения на воду выбран сантиметровый диапазон излучения, а плотность потока мощности очень близка к нормальному фону $(0,1 \text{ мкBm/cm}^2)$ ЭМ-излучения и составляет всего несколько мкВт/см². Во время солнечной активности уровень радиации может увеличиться в 1000 раз, и фон будет иметь величину порядка 100мкВт/см². Тепловые же воздействия начинаются от 10мBt/cm^2 , что недопустимо при наших измерениях из-за зависимости σ от температуры. Мы стараемся уловить изменение о в холодном режиме воздействий и строго контролируем температуру исследуемой воды.

В работе волны с выхода генератора, излучающего в сантиметровом диапазоне (в гигагерцовой области частот, где работают мобильные телефоны, Wi-

Fi –модемы и прочие современные средства связи), с помощью прямоугольного рупора направляются на поверхность воды, при этом размеры стеклянного сосуда с водой известного объема подобраны строго по размеру прямоугольного рупора так, чтобы вся излучаемая энергия приходилась на исследуемый объем воды. Известно, что фазовая скорость волны, распространяющейся вдоль волновода, больше скорости света, поэтому волна в волноводе характеризуется и большей длиной. Используя это соотношение, можно вычислить длину волны, распространяющейся в пространстве, по формуле [19]:

$$\lambda_0 = \frac{\lambda_{\scriptscriptstyle G}}{\sqrt{1 + \left(\lambda_{\scriptscriptstyle G}/\lambda_{\scriptscriptstyle KD}\right)^2}},$$

где λ_{B} — длина волны в волноводе, определяемая методом стоячих волн в измерительной линии, $\lambda_{\text{кр}}$ — критическая длина волны, зависящая от формы и размеров волновода. Поскольку в описываемых экспериментах длина волны в волноводе выбиралась λ_{B} =4,1см, а $\lambda_{\text{кр}}$ для данного волновода составляет $\lambda_{\text{кр}}$ =4,6см, то из приведенной формулы получаем λ_{0} =3,06см.

Выделяемую мощность можно определить по известной формуле [19]:

$$P_{\text{\tiny Bbid}} = P_{\text{\tiny nad}} \frac{4k}{\left(k+1\right)^2} \,,$$

где $P_{\text{пад}}$ – мощность падающей волны, к – коэффициент стоячей волны по напряжению, и, таким образом, найти мощность, приходящуюся на единицу объема воды. В нашем случае, выделяемая мощность и мощность, приходящаяся на единицу объема воды, составили, соответственно, 426мкВт и 1,29мкВт/см³.

Измерения σ отстоянной в течение 24 часов воды производились до и после 10 и 30 минутного облучения.

Результаты вышеизложенных экспериментов показали, что σ воды, коэффициент ее активности α существенно зависят от воздействия ЭМ-колебаний и, как следствие, эти колебания влияют на все жизненно важные процессы, протекающие в клетках, тканях (и органах) живых организмов.

В Таблице 1 приведены также значения коэффициентов поверхностного натяжения жидкостей, работающих в организме человека (это сыворотка крови, желчь, молоко, моча) [20]. Сопоставление совокупности значений о наводит на мысль о том, что для живых организмов требуется вода как можно с меньшим поверхностным натяжением. Это обязательно должно быть учтено в современной технологии водоподготовки.

Управление величиной поверхностного натяжения воды различными методами без добавки каких-либо реагентов и в изотермическом режиме имеет существенное значение для прикладной физики, например, можно управлять ее текучестью и вязкостью. С уменьшением σ коэффициент текучести жидкости растет, а коэффициент вязкости уменьшается. В горно-обогатительных работах требуется увеличение σ , а при транспортировке - ее уменьшение. В медикобиологических процессах управление активностью воды действует на ее потенциал, отвечающий за проникающую способность и, как следствие, на все биохимические процессы и, в том числе, первым долгом, на обмен веществ, стимулирующий развитие живых организмов.

1. Н.А.Мамедов, Г.И.Гарибов, Ш.Ш.Алекберов, *Влияние активизирующих* факторов на поверхностное натяжение питьевой воды, *Вестник* Бакинского Университета, серия физико-математических наук, №4 (2005) 133-135.

Н.А.МАМЕДОВ, Г.И.ГАРИБОВ, Ш.Ш.АЛЕКБЕРОВ, Э.А.РАСУЛОВ

- 2. N.A.Mamedov, G.I.Garibov, Sh.Sh.Alekberov, Superficial tension of biologically active water for using in soil-plant systems, Presentation. Soil Hydrology, Structure and Micromorphic Properties, 18th World Congress of Soil. Science Philadelphia, Pennsylvania, USA, 2-1 B (2006) 137.
- 3. N.A.Mamedov, G.I.Garibov, A.P.Gerayzade, A.M.Manafova, *Role of biologically active water in problems of thermo and moisture transfer in soil-plant-atmosphere system, Ninth Baku International Congress "Energy, Ecology, Economy", Baku,* (2007) 302-304.
- 4. Н.А.Мамедов, Г.И.Гарибов, Ш.Ш.Алекберов, Способ определения степени физиологической активности воды, Патент Азербайджанской Республики, 120080015 (2008).
- 5. N.A.Mamedov, G.I.Garibov, Sh.Sh.Alekberov, A.M.Manafova, *Biological activity of water in agriculture problems 2008-International Year of Planet Earth, Eurosoil Soil-Society-Environment, Vienna, Austria, Book of Abstracts,* (2008) 332.
- 6. N.A.Mamedov, G.I.Garibov, G.M.Sadikhzade, J.N.Jabarov, Sh.Sh.Alekberov, Energy-informational influence on duty at the water preparation, Forth International Conference on Technical and Physical Problems of Power Engineering, Pitesti, Romania. Conference Proceedings, (2008) 18-21.
- 7. N.A.Mamedov, G.I.Garibov, A.P.Gerayzade, A.M.Manafova, Sh.Sh.Alekberov, Influence of biologically active water on processes of germination and swelling of grains, International Journal Technical and Physical Problems of Engineering, 1 №1 (2011) 61-64.
- 8. Т.А.Карюхина, И.Н.Чурбанова, Химия воды и микробиология, Москва, Стройиздат, **6** (1983) 168.
- 9. Под. ред. Чл. Корр. АН СССР Б.В. Дерягина и др., *Вода в дисперсных системах, Москва, Химия,* **132** (1989) 285.
- 10. Б.В.Дерягин, Н.В.Чураев, В.М.Мюллер, *Поверхностные силы, Москва, Наука,* **359** (1987) 398.
- 11. Ю.П.Рассадкин, *Вода обыкновенная и необыкновенная, Москва, Галерея сто,* **836** (2008), 425-442.
- 12. Физический энциклопедический словарь, М., 2 (1962) 608; 4, (1965) 592.
- 13. Под ред. проф. В.И.Ивероновой, *Физ. практикум, Изд. Наука, М.*, **1** (1967) 240.
- 14. Я.И.Герасимов и др., Курс физической химии, Москва, Химия, 1 (1987) 592.
- 15. Х.Кухлинг, Справочник по физике, М., Мир, (1982) 519.
- 16. В.Ф.Кожинов, И.В.Кожинов, *Озонирование воды, Москва, Стройиздат,* **18** (1974) 159.
- 17. Наука "уходит" в наномир, Вестник Российской Академии Наук, **72** №10 (2002) 905.
- 18. Э.Н.Рэмсден, Начала современной химии, Ленинград, Химия, (1989) 784.
- 19. Под редакцией А.А.Харламова, Специальный физический практикум, Издательство Московского университета, М., 3 (1977) 382.
- 20. А.Н.Ремезов, Курс физики, электроники и кибернетики, Москва, Высшая школа, (1982) 606.

MÜXTƏLİF XARİCİ TƏSİRLƏRİN SUYUN SƏTHİ GƏRİLMƏSİNƏ TƏSİRİ

N.Ə.MƏMMƏDOV, Q.İ.QƏRIBOV, Ş.Ş.ƏLƏKBƏROV, E.A.RƏSULOV

İşdə təcrübi olaraq maqnitləndirmə, elektrik boşalması ilə, santimetrlik diapazondakı elektromaqnit dalğaları ilə şüalandırmaların, hava və ozonla doydurma, metal ionların ilə zənginləşdirmə kimi xarici təsirlərin suyun səthi gərilməsinə təsiri tədqiq edilib. Göstərilib ki, bu təsirlərin nəticəsində içməli suyun

ВЛИЯНИЕ РАЗЛИЧНЫХ ВНЕШНИХ ФАКТОРОВ НА ПОВЕРХНОСТНОЕ НАТЯЖЕНИЕ ВОДЫ

səthi gərilmə əmsalı σ azalıır. Müəyyən edilib ki, σ əmsalının azalmasının kəmiyyəti suya edilən xarici təsirin növündən və təsir dərəcəsindən asılıdır.

INFLUENCE OF EXTERNAL FACTORS ON SURFACE TENSION OF WATER

N.A.MAMMADOV, G.I.GARIBOV, Sh.Sh.ALEKBEROV, E.A.RASULOV

The influence of various external factors such as magnetization, electric discharge, electromagnetic irradiation in cantimetric range, air and osone saturation, riching by the metal ions on the surface tension coefficient of water has been experimentally investigated. It has been established that theese actions lead to decreasing surface tension coefficient of drinking water. The value of this decreasing considerably has depended on nature and degree of action.

Редактор: Дж. Абдинов

УДК 556.16; 556.34

ИССЛЕДОВАНИЕ ГИДРОФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК МИНИМАЛЬНОГО СТОКА РЕК СЕВЕРО-ВОСТОЧНОГО СКЛОНА БОЛЬШОГО КАВКАЗА СТАТИСТИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ

Г.Ф.ФАТДАЕВ, Х.А.АСАДОВ, М.М.БАКИРОВА

Национальное Аэрокосмическое Агентство, Институт Экологии AZ 1115, Баку, 8 м/р, квар.3123, ул.С.С.Ахундова 1, кор.2 miss.bekirli@mail.ru

Поступила: 03.06.2013	РЕФЕРАТ
Принята к печати:16.07.2013	С использованием статистических методов были оценены гидрофизиические характеристики минимального стока рек исследуемой области по данным расположенных вдоль них восьми гидрологических пунктов наблюдения. Для точного определения границ фаз воды минимального стока была
Ключевые слова: однороднос синфазность, коэффициент ассимметр коэффициент вариации	, 1

Формирование минимального стока рек в горных районах имеет свои специфические особенности по сравнению с равнинными реками. Основное отличие состоит в том, что в горных районах существует вертикальная климатическая поясность. В результате этого реки, бассейны которых имеют одинаковые размеры, но расположены на различных высотных зонах, формируют свой сток в весьма различных климатических условиях.

В горных районах, в том числе и на исследуемый территории, природные условия формирования минимального стока рек изменяются в двух направлениях: с одной стороны с высотой местности, с другой – в широтном направлении. Для усовершенствования существующих и разработки новых методов расчета стока рек важно установить закономерности пространственно-временной изменчивости стока. При этом анализируется статистическая структура рядов (случайность, стационарность, внутрирядная связанность), цикличность синхронность многолетних колебаний стока и др. Так, расчет обеспеченных величин стока стационарности параметров аналитических основывается функций распределения вероятностей. Выбор математических моделей для описания вероятных колебаний речного стока определяется, в первую очередь, характером связанности. Анализ цикличности позволяет репрезентативный период для определения нормы стока. Результаты исследований синхронности могут быть использованы, например, при выборе рек аналогов для удлинения и восстановления рядов[1].

Статистический анализ и обобщение данных о минимальных месячных летне-осенных и зимних расходах воды рек северо-восточных склонов Большого Кавказа производился по восьми пунктам, имеющим непрерывной период наблюдений (1930-2009гг.). Водосборы большинства рек расположены среднегорный и предгорный зонах. Высокогорные и низкогорные длиннорядными пунктами наблюдения представлены явно недостаточно. Продолжительность периода высоты водосборов рек от 1380м до 2940м, а площади от 42.4км² до 517км². Определение характеристик минимального стока рек при наличии данных наблюдений осуществляется статистическими методами. При этом оценивается репрезентативность рядов, их генетическая однородность, анализируются эмпирические кривые обеспеченности и их соответствие какомулибо типу теоретического распределения вероятностей, определяются параметры

кривых и интересующие квантили [2]. Эмпирические кривые обеспеченности (ЭКО) строились по данным пунктов с периодом наблюдения 17 лет и более. Таких пунктов оказалось 9. ЭКО строилось по данным минимальных месячных зимних летне-осенних расходов воды рек северо-восточных склонов Большого Кавказа. Расчет характеристик минимального стока при наличии данных наблюдений осуществляется непосредственно по многолетним рядам; при недостаточном объеме исходной информации методами территориального обобщения характеристик стока изученных рек [3]. Ряды минимальных расходов воды исследованы на случайность, стационарность (отдельно по средним и дисперсиям) и внутрирядную связанность. При этом использовались статистические критерии проверки гипотез: общего числа и максимальной длины серий, Стьюдента и Фишера. Проведен анализ однородности средних значений и дисперсии, при этом сопоставлены ряды наблюдений и установлено начало воздействия антропогенных факторов на однородность рядов среднегодовых расходов воды. Средние многолетние расходы воды, коэффициенты вариации и асимметрии являются основными параметрами распределения среднегодовых расходов. Используя данные наблюдений, вычислили статистические параметры (C_{v} – коэффициент вариации, C_s – коэффициент асимметрии) рядов минимальных расходов воды для каждой реки (Таблица 1).

При исследованиях, направленных на разработку методических основ расчета средней многолетней величины минимального стока неизученных горных рек северо-восточных склонах Большого Кавказа, применен известный способ, предусматривающий предварительное районирование изучаемого региона с последующим анализом влияния факторов минимального стока на его величину. Физические обоснование зависимости минимальных расходов воды от площади водосбора дано А.М.Владимировым, и его аналитическое выражение имеет следующий вид [3]:

$$\overline{Q}_{\text{MUH}} = a \cdot (F \pm f_0)^n,$$

где a , n , f_0 - районные параметры, характеризующие условия формирования минимального стока.

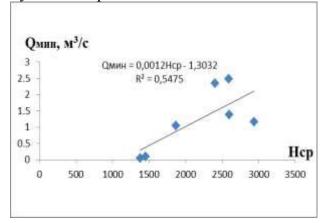
Таблица 1.Статистические параметры ряда минимальных расхода воды рек северо-восточных склонов Большого Кавказа (с начала наблюдений до 2010г.)

No	Рек-пункт	$\overline{Q}_{\text{мин}}, \text{ M}^3/\text{c}$	C_{v}	C_s	C_s/C_v
1	Самур-Усухчай	19,2	0,25	0,84	3,40
2	Кусарчай-Кузун	1,17	0,30	0,03	0,1
3	Гудялчай-Гырыз	2,48	0,19	0,28	1,4
4	Агчай-Джек	0,78	0,24	0,89	3,8
5	Гудялчай- Кюпчал	2,34	0,55	9,18	16,8
6	Гарачай-Рюк	1,4	0,68	1,41	2,1
7	Джагачукчай-Рустов	0,10	0,83	3,02	3,6
8	Велвелечай-Тенгеалты	1,05	0,47	0,67	1,4
9	Хармидорчай-Халтан	0,05	1,22	2,80	2,3

Применительно к выделенным районам были исследованы зависимости минимального стока ($\overline{Q}_{\text{мин}}$,) от различных параметров – средней высоты водосбора ($H_{\text{ср}}$), его площади (F) (Puc.1,Puc.2). На территории Северо-Восточного склона Большого Кавказа часть рек не имеют постоянного стока и летом пересыхают.

Г.Ф.ФАТДАЕВ, Х.А.АСАДОВ, М.М.БАКИРОВА

Например, река Атачай и Алтыагач пересыхают только в отдельные годы, что связано и с более благоприятными условиями формирования общего речного стока, около 10% которого образуется за счет снегового и 12% подземного питания. В качестве средней многолетной величины минимального стока были приняты средние арифметические значения фактических рядов наблюдений 9 пунктов с продолжительностью не менее 17 лет.



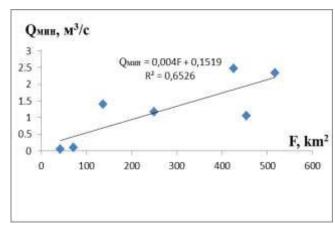


Рис.1.
Зависимость минимального стока рек северовосточного склона Большого Кавказа от средний высоты

Рис.2.
Зависимость минимального стока рек северовосточного склона Большого Кавказа от площади водосбора

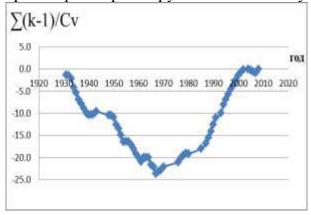
Анализ зависимости $\overline{Q}_{\text{мин}} = f(F)$ показал, что она обнаруживается во многих районах исследуемого региона, особенно в некоторых водосборах.

Статистическое описание процесса в виде эмпирического спектрального анализа применяется в самых различных отраслях науки и техники, в частности для исследования многолетних колебаний речного стока. Так, в работах [4,5] спектральные функции используются для определения основных частот и продолжительности циклов в ходе колебаний годового стока рек. В настоящий работе анализ циклических колебаний минимального стока рек северо-восточного склона Большого Кавказа осуществлен с помощью разностных интегральных кривых. Важной особенностью разностных интегральных кривых является их простота и наглядность. При помощи этих кривых можно определить фазы водности с различной продолжительностью периода, а также осуществить анализ синфазности среднегодовых расходов воды рек исследуемых территорий.

Данный метод исследований цикличности является наглядным и позволяет достаточно объективно выявить длиннопериодные циклические составляющие и определить их параметры (начало, конец, продолжительность), что очень важно для выбора репрезентативного периода для оценки основных параметров функций распределения вероятностей минимального стока рек.

Разностные интегральные кривые были построены для каждой из 9 рек, отдельно по данным минимальных летне-осенных и зимних расходов воды, примеры которых приведены на Рис.3и Рис.4. Установлено, что для многолетних колебаний минимального стока изучаемых рек характерно чередование группировок различной водности. Изменение статистической структуры рядов минимального стока рек, вызванное влиянием хозяйственной деятельности, сказывается и на многолетних колебаниях стока. Результаты анализа разностных интегральных кривых, построенных для рек северо-восточного склона Большого Кавказа отдельно для летне-осеннего и зимнего сезонов показали, что все реки по форме (очертанию) этих кривых, следовательно, и по характеру многолетних

колебаний стока могут быть разбиты на две группы. Разностно-интегральные кривые рек первой группы имеют вогнутую форму, а второй группы - смещенные.



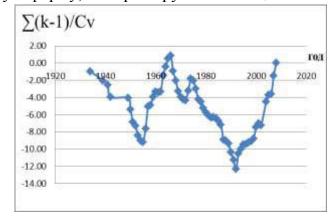


Рис. 3. Разностно-интегральная кривая наблюденного минимального стока рек Кусарчай-Кузун (к – коэффициент модульный).

Рис. 4.
Разностно-интегральная кривая наблюденного минимального стока рек Вельвелечай-Тенгеалты.

Однако выделить четкие циклы с одинаковым периодом для отдельных районов исследуемого территории не представляется возможным. Как уже отмечалось, статическая структура исследуемых рядов минимального стока характеризуется большим разнообразием, что отражается и на разностных интегральных кривых.

- 1. Ф.А.Иманов, Минимальный сток рек Кавказа, Баку, (2000) 298.
- 2. СНИП 2.01.14-83, Определение расчетных гидрологических характеристик, М.: Стройиздат, (1985) 36.
- 3. А.М.Владимиров, *Сток рек в маловодный период года.* Л.:Гидрометеоиздат, (1976) 295.
- 4. Г.Ю.Фатуллаев, Современные изменения водных ресурсов и водного режимы рек Южного Кавказа (В пределах Каспийского бассейна), Баку, (2002) 167.
- 5. H.F.Fətdayev, R.A.İsmayılov, Böyük Qafqazın şimal-şərq yamaclarında çay axımının antropogen dəyişməsinin qiymətləndirilməsi, AMAKA-nın XƏBƏRLƏRİ, 15 (2012) №3 37-43

STATİSTİK METODLARLA BÖYÜK QAFQAZIN ŞİMAL-ŞƏRQ YAMACI ÇAYLARININ MİNİMAL AXIMININ HİDROFİZİKİ XARAKTERİSTİKALARININ TƏDQİQİ

H.F.FƏTDAYEV, X.Ə.ƏSƏDOV, M.M.BƏKİROVA

Tədqiqat ərazisinin 7 çay üzərində olan 8 hidroloji müşahidə məntəqələrinin minimal axım məlumatlarından və riyazi statistik metodlardan istifadə etməklə onların hidrofiziki xarakteristikaları qiymətləndirilmişdir. Minimal axımın su fazalarının sərhədlərini dəqiq təyin etmək üçün fərq-inteqral əyriləri qurularaq hidroloji sıraların sinfazlığı təhlil edilmişdir.

RESEARCH OF HYDROPHYSICAL CHARACTERISTICS OF THE MINIMUM STREAM FOR RIVERS IN THE GREATER CAUCASUS NORTHEAST SLOPE BY STATISTICAL METHODS

H.F.FATDAYEV, X.A.ASADOV, M.M.BEKIROVA

Using mathematical statistical methods the hydrophysical characteristics of the minimum stream for seven rivers of investigated area have been estimated according to information from eight hydrological observation points located along them. For exact determination of the limits for water phases of minimum stream the phase synchronism of hydrological series has been analysed by creation of differential-integrated diagrams.

Редактор: Дж.Абдинов

UOT: 621.315.592

İRİDİUM SİLİSİDİ STRUKTURLARINDA İNFORMASİYANIN SAYILMASI PROSESİNDƏ SƏTHİ POTENSİALIN PROFİLİNİN ZAMAN DİAQRAMLARI

E.Ə.KƏRİMOV

Təbii Ehtiyatların Kosmik Tədqiqi İnstitutu Milli Aerokosmik Agentliyi AZ 1106, S.S. Axundov küç.1, korpus 2. E Kerimov.fizik@mail.ru

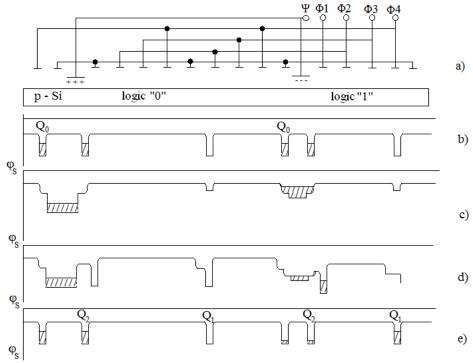
Daxil olub: 03.06.2013 Çapa verilib:16.07.2013

Açar sözlər: yük əlaqəli cihaz, Şottki çəpəri, iridium silisidi, dayaq səviyyəsi, MOY – kondensator, məntiqi sıfır, məntiqi vahid.

REFERAT

Məqalədə bütün hallarda soruşulan yükü kənarlaşdıran üsul təklif və tətbiq olunmuşdur ki, bu üsul əlavə elementlər tələb etmir və bu zaman teztəsir YƏC – in registrinin teztəsirinə bərabər olur.

Strukturunun en kəsiyi şəkil 1 – də göstərilmiş doldurucunun soruşulma prosesinə baxaq. Burada Ψ - MOY – kondensatorlar Φ_1 – daşınma elektrodunun yanında yerləşmişdir. Soruşan yük YƏC – registrinə takt impulsları verildikdə Φ_1 – elektrodunun altına gətirilir (Şəkil 1b), sonradan daşınma elektrodunda gərginlik U_d - dayaq qiymətinə qədər azalır və eyni zamanda Ψ – elektroduna yoxsullaşdırıcı impuls verilir (şəkil 1c). Φ_1 - və Ψ - elektrodları arasında soruşan yükün paylanması baş verdikdən sonra Φ_2 – elektroduna U_r – amplitudalı takt impulsu tətbiq edilir (şəkil 1d). Müstəvi zonaların $U_{m.z.}$ – gərginliyinin qiymətindən asılı olan yükün bir hissəsi Φ_2 – elektrodu altında potensial çuxura axacaq, digər hissəsi isə Ψ – elektrodu altında qalacaq və çıxışa takt tezliyinin bir periodu qədər gecikərək gələcək (şəkil 1e).



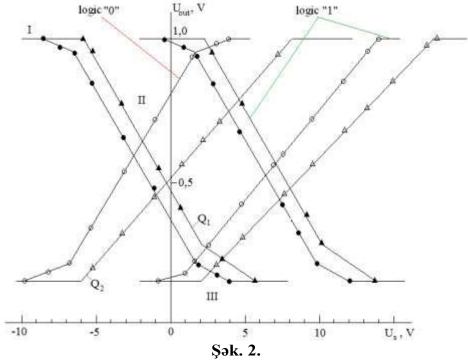
Şək. 1.

Strukturun kəsiyi və informasiyanın sayılması prosesində səthi potensialın profilinin zaman diagramları.

Çıxışa birinci gələn yükü Q_1 , bir period gecikən yükü isə Q_2 ilə işarə edək. Q_0 – soruşan yükün, U_d – dayaq gərginliyin, Ψ – elektroduna verilən U_s – sayma gərginliyin, Φ və Ψ elektrodların sahələrinin nisbətinin, $U_{m.z.}$ – müstəvi zonalar gərginliyinin

İRİDİUM SİLİSİDİ STRUKTURLARINDA İNFORMASİYANIN SAYILMASI PROSESİNDƏ SƏTHİ POTENSİALIN PROFILİNİN ZAMAN DİAQRAMLARI

qiymətindən asılı olaraq yük müxtəlif cür paylana bilir. Şəkil 2-də Q_0 və U_d- ın fiksə olunmuş qiymətlərində çıxış siqnalının sayma gərginliyindən hesablanmış və eksperimental alınmış asılılıqları verilmişdir. Əyrilər üç xarakterik sahəyə malikdirlər. I sahədə Ψ altındakı səthi potensial Φ_1 altındakı qeyri – bərabər səthi potensialdan azdır və bütün yük Φ_2 altına axır $(Q_1 = Q_0, Q_2 = Q_1)$.



Məntiqi sıfır və məntiqi vahid hallarında çıxış gərginliyinin sayma gərginliyindən asılılığı: Δ▲ – eksperiment; •○ – hesablama.

 Φ_{Ψ} – səthi potensialın artması ilə Q_1 və Q_2 – yüklərinin paylanması (II sahə) baş verir. U_s və U_d – xarici gərginliklərin hər bir qiyməti üçün bu sahədə yüklərin qiyməti aşağıdakı ifadədən tapıla bilir [1]:

$$Q_{1} = Q_{0} - Q_{2}$$

$$Q_{2} = c_{\Psi} S_{\Psi} \left\{ \left\{ U_{s} - U_{m.z.} + \frac{eN_{a}\varepsilon_{s}}{c_{\Psi}^{2}} - \frac{1}{c_{\Psi}} \left[2eN_{a}\varepsilon_{s} \left(U_{s} - U_{m.z.} \right) + \left(\frac{eN_{a}\varepsilon_{s}}{c_{\Psi}} \right)^{2} \right] \right\}^{\frac{1}{2}} -$$

$$(1)$$

$$-U_{d} + \frac{eN_{a}\varepsilon_{s}}{c_{\Phi}^{2}} - \frac{1}{c_{\Phi}} \left[2eN_{a}\varepsilon_{s}U_{0} + \left(\frac{eN_{a}\varepsilon_{s}}{c_{\Phi}}\right)^{2} \right]^{\frac{1}{2}} \right\}, \tag{2}$$

burada, N_a – aşqarın konsentrasiyası, ϵ_s – isə yarımkeçiricinin dielektrik nüfuzluğudur.

 $S_{\Psi}c_{\Psi}(\phi_{\Psi}-\phi_{\Phi})=Q_0 \text{ olduğu zaman bütün yük bir takt periodu qədər gecikəcək yəni, } Q_1=0, Q_2=Q_0 \text{ (III sahə). } \Delta U_{m.z.}-kəmiyyətinin qiymətləndirilməsi } Q_1 \text{ və } Q_2-nin hər hansi bir dayaq səviyyəsi və ya öz aralarında qiymətlərinin müqayisəsi ilə həyata keçirilə bilər. Ən əlverişli sayma üsulu məntiqi sıfır və məntiqi vahid hallarında siqnalın maksimal fərqlənməsini və konstruktiv parametrlərin və qidalandırıcı gərginliklərin nominal qiymətlərdən ən çox kənaraçıxmasını təmin edən sayma üsuludur. Hesab edəcəyik ki, işçi nöqtə yəni, <math>U_s$, U_d və Q_0 elə seçilib ki, $\Delta U_{m.z.}$ dəyişməsi bu nöqtəni xarakteristikaların xətti sahəsindən kənara çıxarmır. Q_1 və Q_2 – nin müqayisəsindən çıxış sianalının səpələnməsi aşağıdakı şəkil alacaq:

$$\Delta Q_{12} = \Delta Q_{cx} = \Delta (Q_1 - Q_2) = \Delta Q_0 + 2 \left[\left(\varphi_{\psi} + \varphi_{m.z.} - \varphi_{\Phi} \right) \Delta S_{\psi} c_{\psi} + c_{\psi} S_{\psi} \left(\Delta \varphi_{\psi} + \Delta \varphi_{m.z.} + \Delta \varphi_{\Phi} \right) \right]$$

$$(3)$$

və məntiqi sıfır və məntiqi vahid halında siqnallar fərqinin maksimumu:

$$Q_{cix}^0 - Q_{cix}^1 = S_{\psi} c_{\psi} \Delta U_{m.z.} \tag{4}$$

olacaq. Q₁ – in dayaq siqnalı ilə müqayisəsi zamanı çıxış siqnalının səpələnməsi:

$$\Delta Q_1 = \Delta Q_0 + \left(\Delta \varphi_{\Psi} + \Delta \varphi_{m.z.} + \Delta \varphi_{\Phi}\right) S_{\psi} c_{\psi} + \left(\varphi_{\Psi} + \varphi_{m.z} - \varphi_{\Phi}\right) \Delta S_{\psi} c_{\psi} \tag{5}$$

Q₂ – nin dayaq siqnalı ilə müqayisəsi zamanı isə:

$$\Delta Q_2 = \Delta Q_1 - \Delta Q_0. \tag{6}$$

Çıxış siqnalının maksimal qiyməti:

$$Q_{cx} - Q_d = \frac{S_{\psi} c_{\psi} \Delta U_{m.z.}}{2}. \tag{7}$$

Beləliklə, çıxış siqnalının maksimal qiyməti Q_1 və Q_2 — nin öz aralarında çıxış siqnalının ən kiçik səpələnməsi isə Q_2 — nin dayaq siqnalı ilə müqayisəsi zamanı alınır. Daha etibarlı sayma üçün aşağıdakı şərt ödənilməlidir:

$$Q_{cix}^{0} - Q_{cix}^{1} - \Delta Q_{cix} > Q_{ser.}$$

$$\tag{8}$$

burada, $Q_{\text{ser.}}$ – gücləndiricinin sərhəd həssaslığıdır. Yazılış zamanı müstəvi zonaların $U_{\text{m.z.}}$ – gərginliyinin qiymətinin dəyişməsi elə olmalıdır ki, Q_2 və Q_1 – in müqayisəsi zamanı aşağıdakı şərt ödənilsin:

$$\Delta U_{m.z.} > \frac{Q_{ser.} + \Delta Q_{12} - Q_0}{2c_{w}S_{w}} + (\varphi_{\psi} - \varphi_{\Phi}), \tag{9}$$

əgər Q₂ dayaq səviyyəsi ilə (Q₀/2) müqayisə olunursa:

$$\Delta U_{m.z.} > \frac{2(Q_{ser.} + \Delta Q_2)}{2c_{\scriptscriptstyle W} S_{\scriptscriptstyle W}} + (\varphi_{\scriptscriptstyle W} - \varphi_{\scriptscriptstyle \Phi}). \tag{10}$$

(9) və (10) – nin müqayisəsindən və (3) və (6) – dan istifadə etsək aşağıdakı mülahizələr alınar: əgər $Q_{sər.}>\Delta Q_0$ olarsa, informasiyanın sayılması Q_1 və Q_2 – nin müqayisəsindən; yox əgər $Q_{sər.}<\Delta Q_0$ olarsa, Q_2 – nin dayaq siqnalı ilə müqayisəsindən daha əlverişlidir. MOY – kondensatorun özəyinin ölçüsü 25 mkm² və $\Delta U_{m.z.}$ =4V olarsa, gücləndiricinin sərhəd həssaslığı $0,12\div0,13$ pKl olmalıdır. U_0 – gərginliyi elə seçilir ki, soruşan Q_0 – yükünü saxlamaq mümkün olsun yəni, $c_0U_0\ge Q_0$ şərti ödənilsin.

Sayma prosesində teztəsir maksimal qiyməti $\epsilon Q_0 n = Q_{sər.}$ ifadəsindən təyin olunan ϵ – daşınmanın qeyri – effektivliyi ilə məhduddur [2]. Burada n – yükün daşınması taktlarının sayıdır. Sayma prosesimdə soruşan YƏC – in potensial çuxurunun $10 \div 15\%$ – ni doldurduğundan kristalda səpilən güc o qədər də böyük deyildir. ϵ_e – kəmiyyəti $P = Nf_T Q_0 U_T$ formulundan qiymətləndirilə bilər: burada, N – taktların sayı, f_T – takt tezliyidir. Baxdığımız halda 1MHs tezlik üçün bir bit informasiyanın sayılması zamanı səpilən güc 5mkVt təşkil edir.

- 1. Э.Б.Каганович, Э.Г.Манойлов, С.В.Свечников, *Фоточувствительные* структуры на пористом кремнии, Физика и техника полупроводников, **33** (1999) 327-331.
- 2. Л.Г.Герчиков, К.Ауленбахер, Ю.А.Мамаев, Э.Рин, Ю.П.Яшин, *Транспорт и частичная локализация электронов в короткопериодических напряженных полупроводниковых сверхрешетках, Физика и техника полупроводников*, **46** (2012) 70-76.

İRİDİUM SİLİSİDİ STRUKTURLARINDA İNFORMASİYANIN SAYILMASI PROSESİNDƏ SƏTHİ POTENSİALIN PROFILİNİN ZAMAN DİAQRAMLARI

READING INFORMATION BASED ON FREIGHT-RELATED EQUIPMENT WITH ELEMENTS OF THE MEMORY IN THE IRIDIUM SILICIDE STRUCTURES

E.A.KERIMOV

All cases removing method of required freight has been offered and used so this method hasn't required any additional elements and the register of freight-related equipment that has had the effect of the equal into rapid influence.

ВРЕМЕННЫЕ ДИАГРАММЫ ПРОФИЛЯ ПОВЕРХНОСТНОГО ПОТЕНЦИАЛА В ПРОЦЕССЕ СЧИТЫВАНИЯ ИНФОРМАЦИИ В СТРУКТУРАХ СИЛИЦИДА ИРИДИЯ

Э.А.КЕРИМОВ

Предложен и использован способ считывания информации, который позволяет во всех случаях удалять опрашивающий заряд, не требует дополнительных элементов и имеет быстродействие, равное быстродействию регистра ПЗС.

Редактор: М.Курбанов

УДК 534.338

СПЕКТРАЛЬНЫЙ ФУРЬЕ-АНАЛИЗ КРИВОЙ БЛЕСКА DR TAU Н.З.ИСМАИЛОВ, П.Н.ШУСТАРЕВ, А.Н.АДЫГЕЗАЛЗАДЕ,

Г.Б.МАМЕДХАНОВА*

Шамахинская Астрофизическая Обсерватория НАН Азербайджан АZ 5624, г. Шамаха, пос. Ю. Мамедалиева Институт Физики НАН Азербайджана * AZ1143, г.Баку, пр. Г.Джавида, 33 ismailovn@yahoo.com

поступила: 03.06.2013 принята к печати:16.07.2013

РЕФЕРАТ

Приведены результаты спектрального анализа фотометрических величины V, U-B, B-V звезды типа Т Тельца DR Таи, полученные за период 1975-2005гг. Показано, что среднегодовую кривую блеска звезды в первом приближении можно присутствием объяснить В системе периодических процессов с периодами 2 и 6 лет, что вероятность допускает присутствия несформировавшихся протозвездных околозвездном окружении. Вычислены основные фундаментальные параметры центральной звезды.

Ключевые слова: молодые звезды, кривая блеска, Фурье-анализ, звездообразование.

ВВЕДЕНИЕ

DR Таи является одной из активно переменных звезд типа Т Тельца с развитым эмиссионным спектром [1]. Как эмиссионный спектр, так и блеск звезды показывает значительные изменения со временем, что является следствием изменения состояния плазмы в околозвездном окружении. В начале 1979г. после вспышки блеск звезды был увеличен на $\sim 3^m$ [2], а после этого остается на уровне $V\sim 11^m \div 12^m$ и показывает переменность блеска с амплитудой $\Delta V\sim 1^m \div 3^m$ [3]. Такая переменность блеска и спектра звезды является предметом активной дискуссии многих авторов, но к настоящему времени природа ее однозначно не интерпретирована.

Как известно, многие звезды типа Т Тельца показывают иррегулярное изменение блеска за промежуток времени от нескольких часов до несколько лет с амплитудами от несколько десяток звездных величин, до $2^m \div 3^m$, соответственно Исследования, проведенные за последние 30 лет показали, кратковременные изменения блеска с амплитудой 0.^m1÷0.^m3 часто связаны с осевым вращением звезды: при этом предполагается, что из-за неоднородности физических условий на поверхности звезды при осевом вращении наблюдается модуляция блеска с периодами от 2 до 15 дней [5,6]. Таким образом, несмотря на некоторые невыясненные вопросы быструю переменность блеска с амплитудой 0. m1÷0. m3 можно объяснить осевым вращением звезды. Однако изменение блеска молодых звезд типа Т Тельца с больщей амплитудой и за длительный период времени пока остается необяснимым. Исходя из этого в этой работе мы приводим статистический спектральный анализ кривой программных блеска полученный за длительный промежуток времени. Некоторую часть анализа кривой блеска DR Tau мы выполнили в работе [7].

РЕЗУЛЬТАТЫ АНАЛИЗА

UBVRI величины звезды нами были собраны по литературным данным, накопленным в архивах [4,5]. Сначала рассмотрим изменение цветовых показателей звезды. На Рис.1 в разных панелях приведена зависимость показателей цвета U-B, B-V и V-R от блеска V, а также зависимость цветов U-B от B-V. Прежде всего заметны два сгущения точек во всех диаграммах. Это не физический эффект, а результат ошибки при составлении каталога молодых звезд [5]. Ошибка, повидимому, заключается в том, что при составлении каталога разные авторы группировали столбики данных с разной последовательностью: одни, как V, B-V, U-B, ..., а другие, как V, U-B, B-V... В результате, например, в каталоге величины В-V, приведенные авторами [5] (ссылка под номером [86] в каталоге), все имеют положительные, а величины U-B, отрицательные значения, а по данным авторов [8] и [9] (ссылка под номерами [67] м [80] в каталоге) наоборот: все В-V положительные, а U-B величины отрицательные. Об этих ошибках в данном каталоге сообщено в работе [10]. К счастью, большинство данных приведены авторами [4,5], и в дальнейшем мы будем ориентироваться на эти данные.

Учитывая вышеизложенную ошибку в каталоге данных, на Рис.1 мы будем использовать как реальные данные массивы с большим количеством точек, игнорируя сгустки с меньшим количеством точек.

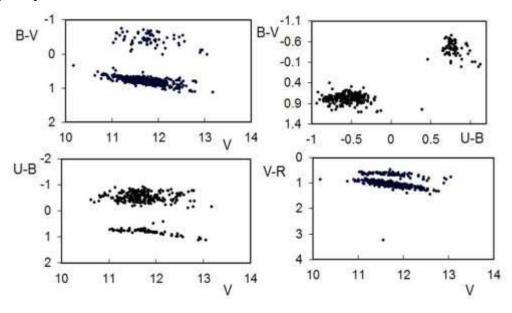


Рис.1. Изменение цветовых показателей от блеска DR Tau.

Как видно из Рис.1, наблюдается слабая зависимость показателей цвета B-V, U-B и V-R звезды от блеска V. При ослаблении блеска наблюдается покраснение звезды. Судя по диаграммам средний показатель цвета B-V= $0.^{m}80$, U-B= $-0.^{m}5$. Нормальные показатели цвета для звезды со спектром K7V (B-V) $_{0}$ = $1.^{m}35$. Тогда для избытка цвета получим

$$E(B-V) = (B-V) - (B-V)_0 = 0.$$
^m55. (1)

При коэффициенте экстинкции R=3.1 для величины межзвездного поглощения получим

$$Av = RE \cdot (B-V) = 1.^{m}71.$$
 (2)

Заметим, что в работе [11] для этого параметра приведено значение 1.^m66, что хорошо согласуется с нашими данными. Теперь, используя выражение

$$Mv = m_v + 5 - 5lgr - Av,$$
 (3)

можно оценить абсолютную звездную величину звезды с видимой звездной величиной $m_v \sim 12^m$, зная расстояние до звезды 140пс [11], получим $Mv = +4.^m7$. Тогда, используя формулу

$$L*/L \square = 10^{-0.4(Mv-Mv\square)}, \tag{4}$$

получим светимость звезды $L_*=1L$. Вероятная точность в таком определении не превышает $\pm 0.2L$. Теперь, зная температуру и светимость звезды, можно определить и радиус по формуле:

$$R = (T/T)^{2\sqrt{L}} = 2R \square. \tag{5}$$

Эти параметры в пределах ошибок измерений согласуются с данными, приведенными в работе [12].

Для анализа долговременных изменений блеска DR Таи построена среднегодовая кривая блеска звезды, охватывающая период времени 1975-2003гг. (28 лет). Использована кривая блеска, приведенная на Рис.2. Всего было использовано около 800 оценок в фильтрах В и V, около 300 работ в фильтре U. Анализ был выполнен на программе STATISTICA, по методу, подробно описанному в наших предыдущих работах (см. например, [13]).

Фурье-кривые были построены как для отдельных колор-индексов U-B и B-V, так и для V-значений блеска. Для уменьшения ложных периодов, получение которых является неизбежным в данном методе, фотометрические данные нами были усреднены по годам, поэтому формальная ошибка определения периода не меньше 0.5 года. По отлаженной методике, сначала был выполнен поск возможных периодов изменений блеска.

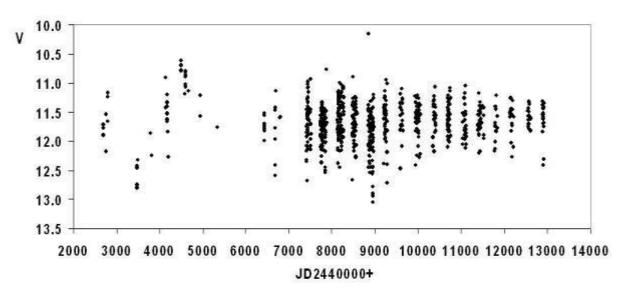


Рис.2. Сводная кривая блеска DR Tau.

В Таблице 1 приведены результаты спектрального анализа отдельно для блеска V, а также для цветов U-B и B-V. Как видно из этой таблицы, среди полученных периодов наиболее вероятными оказались два периода, P_1 =2 года, P_2 =6 лет, оба периода присутствуют во всех списках с наиболее высоким значением параметра Pk.

На Рис.3 приводятся синтетические фурье-кривые блеска для найденных периодов P_1 и P_2 , а также фурье-кривая, полученная их комбинацией. Жирной линией приведена среднегодовая экспериментальная кривая блеска звезды DR Tau. Коэффициенты корреляции по суммарной кривой по Пирсону составили 0.4, по Киндаллу и Спирману 0.23 и 0.36, соответственно.

Таблица 1.Результаты спектрального анализа по блеску V, по показателям цвета U-B и B-V.

	Частоты	Период	Pk		Частоты	Период	Pk		Частоты	Период	Pk
No	(год ⁻¹)	(годы)	(V)	№	(год ⁻¹)	(годы)	(U-B)	№	(год ⁻¹)	(годы)	(B-V)
1	0.5000	2.0	0.0638	1	0.1111	9.0	0.0167	1	0.0556	18.0	0.0052
2	0.0556	18.0	0.0222	2	0.0556	18.0	0.0160	2	0.1667	6.0	0.0017
3	0.4444	2.3	0.0438	3	0.4444	2.3	0.0076	3	0.5000	2.0	0.0012
4	0.1667	6.0	0.0223	4	0.2778	3.6	0.0048	4	0.3889	2.6	0.0010
5	0.2222	4.5	0.0221	5	0.3889	2.6	0.0066	5	0.4444	2.3	0.0011
6	0.3333	3.0	0.0148	6	0.3333	3.0	0.0055	6	0.3333	3.0	0.0009
7	0.2778	3.6	0.0171	7	0.5000	2.0	0.0072	7	0.1111	9.0	0.0034
8	0.3889	2.6	0.0199	8	0.2222	4.5	0.0040	8	0.2778	3.6	0.0007
9	0.1111	9.0	0.0203	9	0.1667	6.0	0.0082	9	0.2222	4.5	0.0010

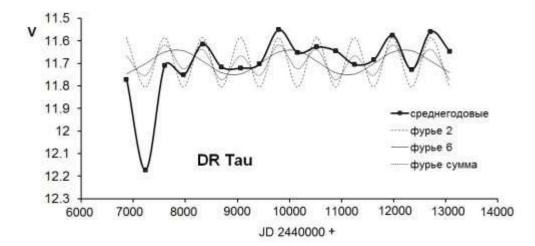


Рис. 3. Аппроксимация среднегодовой кривой блеска звезды (жирная линия) с фурье-кривыми, соответствующими периодам 2 и 6 лет, и суммарной кривой, полученной по этим периодам.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, спектральный фурье-анализ результатов многолетних фотометрических данных показал, что многолетнюю переменность блеска звезды можно в первом приближении описывать комбинированием двух периодических составляющих. Такая переменность может быть результатом орбитального движения определенных протозвездных тел в околозвездном пространстве. Принимая массу первичной звезды K7V равной около $0.74M \square [14]$, можно оценить большую полуось орбит предполагаемых компонент. Тогда для первого компонента с периодом P_1 =2 Γ , a_1 =1.4 a.e., а при P_2 =6 Γ , a_2 =3a.e.

Наш анализ фотометрических параметров звезды на предмет многолетних изменений показывает, что переменность блеска в первом приближении можно объяснить двумя периодическими процессами с периодами 2 и 6 лет. Мы предполагаем, что такая переменность может быть вызвана присутствием протозвезных образований в околозвездном окружении.

Нами также оценены некоторые фундаментальные физические параметры звезды, которые дают близкие значения этих параметров с данными других авторов.

1. P.P.Petrov, G.F.Gahm, H.C.Stempels, F.M.Walter, S.A.Artemenko, *Accretion-powered chromospheres in classical T Tauri stars, Astron. Astrophys.*, **535** (2011) 10.

Н.З.ИСМАИЛОВ, П.Н.ШУСТАРЕВ, А.Н.АДЫГЕЗАЛЗАДЕ, Г.Б.МАМЕДХАНОВА

- 2. Chavarria-K., On the brightening of the pre-main-sequence star DR Tau, Astron. Astrophys., **79** (1979) L18-L21.
- 3. S.A.Artemenko, K.N.Grankin, P.P.Petrov, A search for Keplerian periods in the brightness variations of T Tauri and Ae Herbig stars, Astron. Rep., **54** (2010) 163-172.
- 4. K.N.Grankin, S.Y.Melnikov, J.Bouvier, et al., Results of the ROTOR-program. I. The long-term photometric variability of classical T Tauri stars. Astron. Astrophys. 461 (2007) 183-195.
- 5. W.Herbst, D.K.Herbst, E.J.Grossman, D.Weinstein, Catalogue of UBVRI photometry of \T Tauri stars and analysis of the causes of their variability. Astron. J., 108 (1994) 1906-1923.
- 6. W.Herbst, V.S.Shevchenko, *Photometric Catalog of Herbig Ae/Be Stars and Discussion of the nature and cause of the variations of UX Orionis Stars. Astron. J.*, **118** (1999) 1043-1060.
- 7. Н.З.Исмаилов, А.Н.Адыгезалзаде, Г.Р.Бахаддинова, Переменность блеска и УФ спектра DR Таи. Переменность блеска и УФ спектра DR Таи. Азерб. Астрон. Журн, №2 (2011) 19-26.
- 8. J.Bouvier, S.Cabrit, M.Fernandez, E. L.Martin & J. M. Matthews, *COYOTES Part One Multisite UBVRI Photometry of 24 Pre Main Sequence Stars of the Taurus-Auriga Cloud. Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **101** (1993) 485.
- 9. J.Bouvier, E.Cavino, O.Kovo, et al, *COYOTES II: SPOT properties and the origin of photometric period variations in T Tauri stars. Astron. Astrophys.*, **299** (1995) 89-107.
- 10. Н.З.Исмаилов, П.Н.Шустарев, Ошибки в каталоге фотометрических данных молодых звезд. Астрон.циркуляр, №1601 (2013).
- 11. P.Hartigan, S.Edwards, L.Ghandour, *Disk Accretion and Mass Loss from Young Stars, Astrophys. J.*, **452** (1995) 736-768.
- 12. P.P.Petrov, G.F.Gahm, H.C.Stempels, F.M.Walter, S.A.Artemenko, *Accretion-powered chromospheres in classical T Tauri stars, Astron. Astrophys*, **535** (2011) 10.
- 13. Н.З.Исмаилов, П.Н.Шустарев, А.А.Алиева, Ф.Н.Алимарданова, *Поиск долгопериодических изменений блеска и спектра молодых звезд, Астрон. Журн.*, **86** (2009) 694-701.
- 14. Y.Kitamura, S.Kanagawa, S.Yokogawa, R.Kawabe, M.Tamura, M.Momose, Ida Sh., *Investigation of the Physical Properties of Protoplanetary Disks Around T Tauri Stars by a 1 Arcsecond Imaging Survey: Evolution and Diversity of the Disks in their Accretion Stage. Astrophys. J.*, **581** (2002) 357–380.

DR TAU ULDUZUNUN İŞIQ ƏYRİSİNİN SPEKTRAL FURYE ANALİZİ

N.Z.İSMAYILOV, P.N.ŞUSTAREV, H.N.ADIGÖZƏLZADƏ, G.B.MƏMMƏDXANOVA

T Buğa tipli DR Tau ulduzunun 1975-2005-ci illərdə alınmış fotometrik V, B-V, U-B parametrlərinin spektral Furye-analizinin nəticələri verilmişdir. Göstərilmişdir ki, ulduzun orta illik işıq əyrisini birinci yaxınlaşmada sistemdə 2 və 6 illik periodik dəyişmələrin kombinasiyası kimi izah etmək olar. Bu da ulduz ətrafında hələ tam formalaşmamış protoulduzların olmasını ehtimal etməyə imkan verir. Mərkəzi ulduzun əsas fundamental parametrləri hesablanmışdır.

SPECTRAL FOURIER ANALYSIS OF THE SUMMARY LIGHT CURVE OF DR TAU N.Z.ISMAILOV, P.N.SHUSTAREV, H.N.ADIGEZALZADE, G.B.MAMMADKHANOVA

Rezults of spectral fourier analysis of photometrical magnitudes V, B-V, U-B of the T Tauri type star DR Tau obtained in 1995-2005 had been presented. It has been shown that one year mean summary light curve of the star for the first step cauld be explained by presence of two periodical processes with periods 2 and 6 years. It has been show a possiblity to presence of still unformed prostars in the circumstellar environment. Main physical foundamental parameters of the star have been calculated.

Редактор: И.Юсифов

УДК 524.35

КОМПЛЕКСНОЕ ИЗУЧЕНИЕ БЫСТРОВРАЩАЮЩЕЙСЯ МСР-ЗВЕЗДЫ CU Vir

С.Г.АЛИЕВ

Шамахинская астрофизическая обсерватория НАН Азербайджана AZ 5624, г. Шамаха, пос. Ю. Мамедалиева sabirshao@rambler.ru

поступила: 14.06.2013		РЕФЕРАТ
принята к печати:10.07.2013		На базе комплексных наблюдений были
		исследованы характер изменения спектра, блеска и магнитного поля быстровращающейся В8р МСР-звезды СU Vir. Установлено, что линии водорода и гелия изменяются в противофазе линиям получаться в противофазе линиям
Ключевые слова: магнитные з быстровращающиеся звезды	звезды,	пекулярных элементов Si, Cr, Fe и др. В центрах линии H_{α} и H_{β} обнаружена слабая эмиссионная
омотровращающием звозды		линия, которая формируется в оболочке этой звезды.

ВВЕДЕНИЕ

Магнитная химически-пекулярная (МСР) звезда CU Vir (HD124224) является одной из быстровращающихся среди известных магнитных звезд. Она имеет самый короткий период ($P=0^d.52$). Впервые этот период был определен Дейчем [1], обнаружившим сильные изменения эквивалентных ширин линий SiII. Различные авторы дают значения периода, которые отличаются на несколько единиц в шестом знаке. В дальнейшем исследовании для значения периода мы приняли

JD(макс.блеска)=2438846.551+0 d .520679E(1),

найденное в работе [2].

Спектральные исследования этой звезды представлены в [3,4], где обнаружены периодические изменения линий HeI SiII. Измерения магнитного поля этой звезды были выполнены в [5] по поляризации в крыльях водородных линий с относительно хорошей точностью $\delta=\pm50$ Сс. Фазовая зависимость магнитного поля Ве имеет синусоидальный вид, амплитуда изменения поля -440÷+810 Сс.

Карта распределения Si по поверхности звезды HD124224 была описана в [6]. В этой работе указывается, что на видимой поверхности звезды кремний концентрируется в двух областях в виде пятен, причем избыток его в пятнах

Библиография исследований CU Vir насчитывает несколько десятков публикации. В работах [4-7] приведена библиография ранних работ.

В большинстве работ, насколько нам известно, при определении фундаментальных параметров (Те, lg g и т.д.) не учитывалась неоднородность поверхности этой звезды.

Целью настоящей работы является

- выявление характера изменения спектра, блеска и магнитного поля;
- определение наиболее пекулярных областей на поверхности звезды и основных физических параметров в пятнах и вне их для МСР- звезды CU Vir.

НАБЛЮДЕНИЯ И ИХ ОБРАБОТКА

Спектральные наблюдения магнитных СР-звезд были начаты в 1969 г. на 2м телескопе ШАО НАН Азербайджана. В начале 1970-х годов по инициативе Астросовета АН СССР была составлена программа по спектроскопическим и фотометрическим исследованиям МСР-звезд, которая осуществлялась в ШАО в кооперации с ЦИА АН ГДР и Астросоветом [8]. Исследуемая в данной работе

звезда НD124224 является одной из програмных звезд. Спектральные наблюдения для этой звезды были начаты в 1972 г.

К настоящему времени для CU Vir на 2м телескопе были получены 18 фотографических и около 10 CCD спектрограмм с дисперсией 4Å/мм и 4.5Å/мм (у H_{α}), соответственно. Восемь фотографических спектрограмм были использованы в работах [6,8]. Фотографические спектры получены в куде спектрографе 2м телескопа ШАО в области $\lambda\lambda 3700\text{-}4800\text{Å}$. Все фотографические спектрограммы обработаны по методам, описанным в [9,10].

Для обработки, в основном, были выбраны наблюдаемые линии водорода и неблендированные линии элементов HeI, SiII, FeII, TiII, MgII, CaII и т.д. В некоторых спектрах линии имеют сложную структуру, состоящие из нескольких компонентов. Лучевые скорости (Vr) для каждой линии и компонента определялись методом, изложенным в [9]. Средняя ошибка определения λ составляет ± 0.08 Å (она зависит от формы контуров линии), что соответствует $\Delta Vr = \pm 3,5$ км/сек [9].

ССD спектры для СU Vir также были получены на 2 м телескопе ШАО с Эшэлле-спектрометром в фокусе кассегрена. В качестве приемника излучения применялась CCD матрица размером 530x580. Разрешение составляет R=13600 [11]. Отношение сигнал-шум S/N=100÷200 (оно зависит от длины волны). За одну экспозицию была зарегистрирована область спектра приблизительно λλ4600÷6600Å. Обработка CCD спектров была выполнена с помощью стандартного пакета программ DECH-20T [12].

В фотографических спектрограммах для CU Vir в интервале $\lambda\lambda 3700\text{-}4800\text{Å}$ обработаны (помимо водородных) около 120 линий, которые доступны для измерения.

Поскольку звезда быстро вращается ($V\sin\approx130$ км/сек), линии в спектре очень широкие ($\Delta\lambda/2{\ge}2.0$ Å). Это приводит к тому, что наибольшие линии сильно блендириются, вследствие чего идентификация линий затрудняется.

Линия считалась реальной, если обнаруживается на 3-х или более спектрограммах, включая спектр нормальной звезды αDel (B8 V).

Поскольку кремний наиболее обилен в спектрах CU Vir, и линии этого элемента, наряду с большим изменением интенсивности, меняют форму профилей, в данной статье особое внимание уделено поведениям линии SiII. В области λλ3700÷4700Å нам удалось выбрать всего лишь восемь линий SiII, которые можно считать почти неблендированными.

Как известно, эффекты вращения влияют на все наблюдаемые характеристики звезды: распределение энергии в непрерывном спектре, высоту бальмеровского скачка, интенсивность и профили спектральных линий,

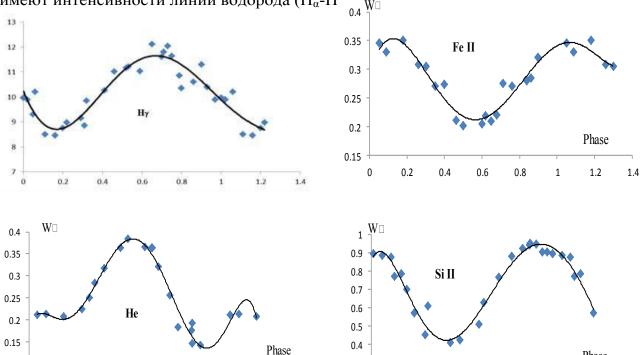
Светимость звезды увеличивается при наблюдении с полюса и уменьшается - с экватора. Наибольший эффект ожидается для B-звезд V класса светимости, где скорость вращения может быть близка к критической V_k^2 = G·M/R² [13].

СПЕКТРАЛЬНАЯ ПЕРЕМЕННОСТЬ HD124224

Отождествление спектра HD124224 показало присутствие линий многих элементов, ненаблюдаемых в спектрах нормальных звезд с той же Te(12500K) [14], в том числе и в спектре звезды сравнения αDel(B8). Полное отождествление линий будет опубликовано отдельно.

С целью выявления характера спектральной переменности исследуемой звезды были обработаны, в основном, линии HI, HeI, SiII, SrII, CrI, CrII, FeII, MgII,

СаII, EuII и т.д. Были измерены эквивалентные ширины (W_{λ}) , полуширины $(\Delta \lambda/2)$, центральные интенсивности (R_0) и лучевые скорости (V_r) для выбранных линий. Построены фазовые зависимости измеренных величин, которые хорошо прослеживаются с периодом вращения звезды $P=0^d.52$. Наибольшие изменения имеют интенсивности линий водорода $(H_{\alpha}-H)$



0.3

0

0.2

0.4

Pис.1. Фазовые зависимости интенсивности линий H_{γ} и H_{ρ}

0.6

0.1 +

0.2

0.4

Рис.2. Фазовые кривые эквивалентных ширин линий FeII (4520), SiII (4128-30).

0.6

8.0

1

Phase

1.4

1.2

В спектрах CU Vir не наблюдается единообразия в поведении линий различных элементов, как это имеет место для большинства MCP-звезд [14,15]. Все построенные фазовые кривые интенсивности линий различных элементов по характеру изменения разделяются на две группы: 1 - фазовые кривые эквивалентных ширин для линий водорода и гелия (Рис.1); 2 - фазовые зависимости величин W_{λ} для линий основных пекулярных (по индексу пекулярности [16]) элементов Si, Cr, Fe (Рис.2). На Рис. 1 представлены кривые изменения эквивалентных ширин линий водорода и гелия с фазой. Как видно, форма этих кривых подобны и эти линии достигают максимума W_{λ} приблизительно при фазе $0.5 \div 0.6$. Интересно что, фаза максимума W_{λ} для H и He совпадает с фазой минимума блеска для данной звезды (Рис.3).

1.2

Линии бальмеровской серии водорода в спектре CU Vir ранее были исследованы в [17], где были использованы спектрограммы с дисперсией 15Å/мм. Наши фазовые зависимости $W_{\lambda}(H_{\gamma})$, представленные на Pиc.1, совершенно подобны по форме кривой построенной в [17].

В качестве примера на Рис.2 показаны фазовые зависимости интенсивности линий основных пекулярных элементов SiII(4128-30) и FeII4520. Несмотря на то, что формы этих кривых слегка различаются, однако интенсивности всех линий достигают максимума около фаз $0.85 \div 0.95$. Из Рис.1 и Рис.2 видно, что линии гелия и водорода изменяются в противофазе с линиями пекулярных элементов Si, Cr, Fe.

Сопоставления фазовых кривых (Рис.1 и Рис.2) с фазовой зависимостью блеска по [2] (Рис.3) показывают, что в фазе максимума блеска усилены линии Si, Fe, Cr и др. элементов, а линии гелия и водорода ослаблены. Этот наблюдаемый факт означает, что в отличие от нормальных звезд с той же температурой линии гелия и водорода

усилены в нормальной области на поверхности данной звезды.

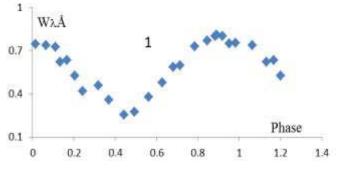
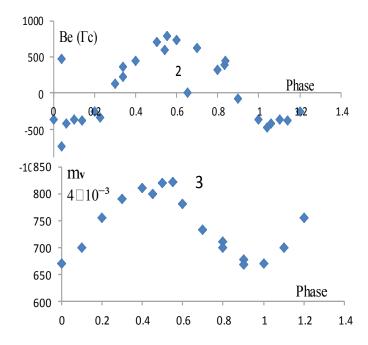


Рис.3
Фазовые кривые: 1- эквивалентной ширины линий CrII λ4558; 2- интенсивности

магнитного поля (Be) и гауссах; 3 - блеска в фильтре V в системе UBV.



Согласно работам [4,18], изменение эффективной температуры фотосферы этой звезды за период приблизительно равно 12500÷13500°К. Согласно теоретическим расчетам [19] интенсивности линий HeI растут с температурой и не должны уменьшаться.

Если учесть, что в максимальной фазе эквивалентной ширины линий гелия температура атмосферы звезды минимальна (Te=125000), а при фазе минимума температура достигает максимума (Те=13500), то согласно [4,19] содержание гелия приблизительно соответствует максимальной фазе нормальному (N(He)/N(H)=0.1), а в максимальной фазе Те имеет место сильный дефицит гелия, примерно в 8÷10 раз. Интенсивность линии гелия в спектре нормальной звезды αDel, использованной в качестве звезды сравнения при изучении CU Vir, близка к максимальному значению W_{λ} для CU Vir и соответствует нормальному химическому составу. Отсюда следует, что на поверхности CU Vir имеется область с нормальным содержанием гелия и область, в которой имеется сильный дефицит (в 8÷10 раз) гелия, причем, последнее совпадает с областью повышенного содержания (1.5-2.5Dex) Si, Cr, Fe.

КОМПЛЕКСНОЕ ИЗУЧЕНИЕ БЫСТРОВРАЩАЮЩЕЙСЯ МСР-ЗВЕЗДЫ CU Vir

Для точного определения пятнистой области на поверхности звезды, согласно [18,20], необходимо провести фотометрические и магнитные наблюдения. Фотометрические наблюдения СU Vir были проведены в системах UBV[2], uvby [21]. Световые изменения этой звезды происходят так же со спектральным периодом P=0.52 (Puc.3). Для построения фазовой зависимости интенсивности магнитного поля Ве были использованы данные из [5].

На Рис.3 представлены фазовые кривые интенсивности магнитного поля (Be), эквивалентной ширины линии хрома и блеска в V-фильтре в системе (UBV). Как видно, максимумы этих кривых совпадают в пределах точности определение $\Delta \phi = \pm 0.05$. В фазе главного максимума лучевая скорость для линий элементов Si, Cr, Fe доходит до нуля (V_r =0).

Согласно теории наклонного пятнистого ротатора [22] и результатам [6,20] фазы максимумов величин Ве, W_{λ} и блеска при V_r =0 соответствуют наиболее пятнистой (пекулярной P) области, а фаза минимума (относительно) нормальной (H) части на поверхности исследуемой звезды.

Эти наблюдаемые факты указывают, что содержания пекулярных элементов, интенсивности магнитного поля, блеск и соответственно температура в пятнистой (пекулярной) области атмосферы существенно отличаются от нормальной части на поверхности звезды.

Следовательно, определяемые средние значения фундаментальных параметров и химический состав звезд с пятнистой (неоднородной) поверхностью не соответствуют реальному значению ни в пятне, ни вне его [20]. Поэтому при дальнейших исследованиях, а также при определении фундаментальных параметров (Те и lg g) мы учитывали эффект пятнистости атмосферы этой звезды [18].

Выше изложенные факты в области пятна и быстрое вращение (300км/с) могут привести к изменению структуры атмосферы.

В [8] было показано, что наблюдаемая зависимость амплитуды световых изменений от длины волны в 10-цветовой системе МСР-звезд, в том числе и у СИ Vir, может быть объяснена изменением градиента температуры (перегрев) в верхних слоях атмосферы в области пятна. Как известно у быстро вращающих звезд происходит расширение атмосферы, вследствие чего создаются благоприятные условия для возникновении эмиссионных линии [23]. Наибольший эффект ожидается для В-звезд V класса светимости, для которых скорость вращения близка к критической, как это имеет место у CU Vir. С этой целью в CCD спектрах CU Vir были обработаны линии H_{α} и H_{β} , которые более чувствительны к эмиссии. Получено, что в центральных частях линии Н_α и Н_β наблюдается слабая эмиссия, которая свидетельствует о наличии оболочки в виде магнитосферы вокруг экваториальной части CU Vir [24].

Наличие сильного магнитного поля ($\text{Ве}\approx800\Gamma\text{c}$), которое направлено почти вдоль экватора, и быстрое вращение (300км/c) могут привести к истечению веществу из экваториальной части звезды. По-видимому, этим может быть объяснено образование кольцеобразной оболочки в виде магнитосферы, как это было отмечено в [23,25].

Результаты детальной обработки CCD спектров данной звезды и физические условиях возникновения эмиссии магнитных Вр-звезд более подробно будут опубликованы в другой работе.

На основе комплексных исследований магнитной СР-звезды CU Vir можно сделать следующие выводы:

- 1. Определены фазы (Ф), соответствующие наибольшей пекулярности (Р) и относительно нормальной (N) части атмосферы звезды, где $\phi(P)=0.5\div0.6$ и $\phi(N)=0.15\div0.25$, соответственно.
- 2. Получено, что линии водорода и гелия изменяются в противофазе с линиями Si, Cr, Fe, блеска и магнитного поля.
- 3. Впервые обнаружена (слабая) эмиссия в центре (в доплеровском ядре) линии H_{α} и H_{β} в спектре MCP-звезды CU Vir, расположенной на Главной Последовательности.
- В заключении считаем приятным долгом выразить благодарность X.M. Микайылову за ценные советы, особенно при построении профилей H_{α} и H_{β} в ССD спектрах и Э.А.Солтановой за помощь при составлении таблиц и оформлении статьи.
 - 1. A.A.Deutch, *Photometric observations of magnetic stars, Astrophys. J.*, **116** (1952) 536-242.
 - 2. О.П.Абуладзе, *UBV* фотометрия Ар-звезд, Бюлл. Абастум. Астрофиз. Обсерв.
 - 3. В.Л.Хохлова, Т.А.Рябчикова, *Спектрально-переменная Ар-звезда CU Vir, Астрофизика*, **6** (1970) 227-240.
 - 4. В.Л.Хохлова, Аномалии в содержании гелия на поверхности кремниевой Арзвезды CU Vir, Астрон. ж., **48** (1971) 939-942.
 - 5. E.F.Borra, J.D.Landstreed, *The magnetic Fields of the Ap-stars, Astrophys. J. Suppl.*, **42** (1980) 421-445.
 - 6. А.А.Кривошеина, Т.А.Рябчикова, В.Л.Хохлова, *Распределение Si по поверхности кремниевой Ар-звезды CU Virgini, Научн. информ. Астросовета*, **43** (1980) 70-80.
 - 7. А.В.Гончарский, Т.А.Рябчикова, В.В.Степанов, В.Л.Хохлова, А.Г.Ягола, *Картир. хим. элементов на поверхности Ар-звезд, Астрон. ж.*, **60** (1983) 83-90.
 - 8. Сб. Магнитные Ар-звезды, Под ред. И.А.Асланова, Баку Элм, (1975) 170.
 - 9. И.А.Асланов, Т.А.Рябчикова, Определение длин волн в спектре звезды по спектрограмме с помощью ЭВМЮ, Циркуляр ШАО, 3 (1972) 3-16.
 - 10. Г.И. Аббасов, Автоматизация обработке спектрограмм, Новая техника в астрономии, 4 (1972) 112-116.
 - 11. Х.М.Микайылов, В.М.Халилов, И.А.Алекберов, Эшелле спектрометр фокуса кассегрена 2-х метр. тел. ШАО НАН Азерб., Циркуляр ШАО, **109** (2005) 21-29.
 - 12. Г.А.Галазутдинов, *Автом. обработ. ССО спектров DECH-20T, Ftp.500.ru* (2002) 45.
 - 13. В.В.Соболев, Курс. Теорет. Астрофиз., Москва «Наука», (1985) 502.
 - 14. С.Г.Алиев, Изучение неоднород. поверхности магнитных СР-звезд, Transaction of Azerbaijan Academy of Sciences, Series of Physical-mathematical and Technical Sciences, Physics and Astronomy, XXV 5 (2005) 239-246.
 - 15. Yu Zverko, In Magnetic Stars. Proceed of intern conf. Nizhnij Arkhys., (2004) 88-94
 - 16.И.М.Копылов, Колич. спектральные индексы пекул. СР-звезд верхн. части глав.
 - 17. Т.А.Рябчикова, Измен. линий Бальмер. серии водорода в спектре перем. кремниевой Ар-звезды CU Vir, Изв. КрАО, **45** (1972) 146-151.
 - 18. С.Г.Алиев, Определение эффективных температур магнитных звезд с учетом неоднородности атмосферы, Transaction of Azerbaijan Academy of

КОМПЛЕКСНОЕ ИЗУЧЕНИЕ БЫСТРОВРАЩАЮЩЕЙСЯ МСР-ЗВЕЗДЫ CU Vir

- Sciences, Series of Physical- mathematical and Technical Sciences, Physics and Astronomy, XXX 2 (2010) 173-178.
- 19. J.Norris, B.Baschec, *The calculated intensities of helium kines in Ap-stars spectrums. Astrophys.*, J. Suppl., **19** (1970) 305-311.
- 20.В.Л.Хохлова, *Магнитные звезды. Итоги науки и техники М.ВИНИТИ*, *Астрономия*, **24** (1983) 233-290.
- 21. W.W. Weis, R. Albrecht, R. Wieofer, Astr. Astrophys., 47 (1976) 425-430.
- 22. D.W.Stibbs, A study of the spectrum and magn. var. star. HD125248. M.N.RAS.110 (1950) 395-404.
- 23. В.Л.Страйжис, Многоцветная фотометрия звёзд, Вильнус: Мокслас, (1977) 310.
- 24. С.Г.Алиев, Эмиссион. лин. в спектр. магнит. Вр-звезд., Матер. конфер. БГУ, (2012) 48.
- 25. Z.Miculasen et al., Magn. chemic. Pecul. stars with Unsteadg periods, Magnetic stars proceed of intern. conf. Nizhnij Arkhys., (2011) 52-60.

TEZ FIRLANAN CU Vir CPM ULDUZUNUN KOMPLEKS TƏDQİQİ

S.H.ƏLİYEV

Kompleks müşahidələr əsasında CU Vir CPM ulduzunda parlaqlıq, spektral.və maqnit sahəsinin dəyişkənlik xarakteri tədqiq edilmişdir.

Aşkar edilmişdir ki, hidrogen və helium xətləri Si, Cr, Fe və digər pekulyar elementlərin xətlərilə əks faza ilə dəyişirlər. İlkin olaraq H_{α} və H_{β} xətlərinin mərkəzində, CU Vir ulduzu ətrafındakı örtükdə yaranan, zəif emissiya xətti aşkar edilmişdir.

THE COMPLEX STUDY FAST ROTATING MCP star CU Vir

S.H.ALIYEV

On the base of complex observations have been studied the character of spectrum variations, light and magnetic field by the fast rotating of the magnetic B8p Si star CU Virginis.

It has been discovered that lines of the Hydrogen and Helium has been varied in anti-phase with lines of peculiar elements Si, Cr, Fe and others.

It has been discovered that in the centre of H_{α} , H_{β} lines weak emission lines which has been formed in the circumstellar around of CU Vir had been observed.

Редактор: И.Юсифов

UOT.524.3-13

HD198478 (55 CYG) İFRATNƏHƏNG ULDUZU SPEKTRLƏRİNDƏ HİDROGEN VƏ HELİUM XƏTLƏRİNİN MÜŞAHİDƏ XÜSUSİYYƏTLƏRİ

Y.M.MƏHƏRRƏMOV, Ə.M.XƏLİLOV, Ə.R.HƏSƏNOVA, Ə.Ş.BALOĞLANOV

AMEA N.Tusi adına Şamaxı Astrofizika Rəsədxanası AZ 5624, Şamaxı ş., qəsəbəsi Yu.Məmmədəliyev y meherremov@rambler.ru

Daxil olub: 03.06.2013 Çapa verilib:16.07.2013

REFERAT

55 Cyg ulduzu spektrlərində H_{α} xəttinin profillərinin struktur dəyişkənliyi H_{β} və HeI xətləri ilə müqayisəli şəkildə tədqiq olunmuşdur. Müəyyən edilmişdir ki, H_{α} xəttindəki sürətli dəyişkənliklər ulduz atmosferinin yuxarı qatlarında və örtükdə baş verən fiziki proseslərin nəticəsidir. Bundan əlavə H_{α} , H_{β} və HeI xətlərində şüa sürətləri göstərmişdir ki, ulduz atmosferindəki maddə axınları zamandan asılı olaraq öz sürət və istiqamətini kəskin dəyişir.

Açar sözlər: İfratnəhəng ulduz, P Cyg tipli profil, H_a xəttinin profili.

GİRİŞ

55 Cyg ulduzu B3Ia spektral sinfinə mənsub olub qeyri stasionar atmosferə və geniş örtüyə malik P Cyg tipli isti ifratnəhəng ulduzdur. Son elmi məlumatlara görə ulduza qədər məsafə 0.97kps, vizual ulduz ölçüsü $m_v=4^m.86$, effektiv temperaturu $T_{eff}=17500K$, kütləsi $M_*=13M\Box$, radiusu $R=49R\Box$, fırlanma sürəti $9sin\ i=61km/s$ – dir [1-3].

Bu ulduzun spektral müşahidələri 1928-ci illərdən aparılmağa başlansa da onun atmosferi əsasən 1952-ci ildən etibarən öyrənilməyə başlanmışdır. İndiyədək 55 Cyg ulduzuna dair Hans-Heinrich Voigt in Kiel (1952), Lawrence H. Aller (1956), Anne B. Underhill (1960), R. Van Helden (1972), P. Qranes (1975), J.B.Hutchings (1976), M.J.Barlow və M.Cohen (1977), D.Ebbets (1982), Douglas R.Gies və David L.Lambert (1992), P.A.Crowther, D.J.Lennon və N.R.Walborn (2006) və N.Markova və J.Puls (2008) elmi tədqiqat işləri aparmışlar [1-12]. Lakin bu tədqiqatçıların əksəriyyəti əsasən ulduzun kütləsini, radiusunu, effektiv temperaturunu, fırlanma sürətini və digər fiziki parametrlərini təyin etməklə məşğul olmuşlar. Dərc olunmuş elmi ədəbiyyatlarda [5-7] 55 Cyg ulduzu spektrlərində, ulduzun atmosferindəki dəyişkənlikləri xarakterizə edən əsas xətlərin (H_{α} , H_{β} və HeI xətlərinin) tədqiqinə çox az təsadüf olunur. Əvvəlki işlərimizdə [15-20] (cədvəl 1, 2) bizim tərəfimizdən ŞAR–da alınan çoxsaylı müşahidə materiallarına əsasən bu xətlərin şüa sürətləri təyin olunmuşdur. Lakin bu ulduzun atmosferində baş verən incə xüsusiyyətləri xarakterizə edən həmin xətlərdə şüa sürətinin dəyişməsi müqayisəli şəkildə araşdırılmamışdır.

Ona görə də bu işdə əsas məqsəd, 55 Cyg ulduzu spektrlərində H_{α} , H_{β} və HeI xətlərinə əsasən ölçülmüş şüa sürətinin dəyişməsinin müqayisəli şəkildə öyrənilməsidir.

MÜŞAHİDƏLƏR VƏ MÜZAKİRƏ

N.Tusi adına Şamaxı Astrofizika Rəsədxanasında (ŞAR) 2 metrlik teleskopun Kasseqren fokusunda [13] quraşdırılmış müasir CCD işıq qəbuledicisinin köməyi ilə HD198478 (55 Cyg) ifratnəhəng ulduzunun 2009-2011-ci illərdə 150-yə yaxın yüksək keyfiyyətli spektrləri alınmışdır. Alınmış bütün müşahidə materialları DECH-20 və DECH-20t paket proqramları vasitəsilə işlənmişdir [14]. S/N=150÷200—dir.

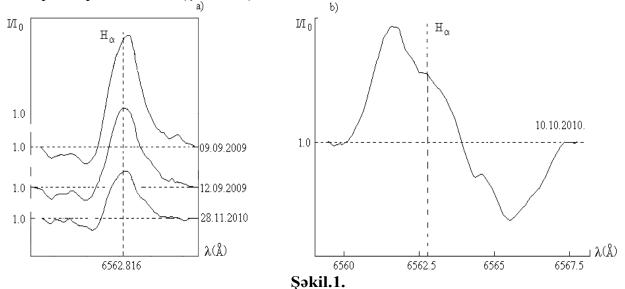
HD198478 (55 CYG) İFRATNƏHƏNG ULDUZU SPEKTRLƏRİNDƏ HİDROGEN VƏ HELİUM XƏTLƏRİNİN MÜŞAHİDƏ XÜSUSİYYƏTLƏRİ

ŞAR-da aparılan müşahidələr əsasında və digər nəşr olunmuş elmi ədəbiyyatlardan müəyyən edilmişdir ki, 55 Cyg ulduzu spektrlərində H_{α} xəttinin profili P Cyg tipli olmaqla aşağıdakı formalarda müşahidə olunur:

- düz P Cyg tipli profil;
- invers P Cyg tipli profil;
- yalnız şüalanma komponentindən ibarət profil;
- yalnız udulma komponentindən ibarət profil;
- H_α xəttinin profilinin müşahidə olunmadığı hal;
- digər mürəkkəb strukturlu profillər.

 H_{α} xəttinin öyrənilməsi ona görə böyük əhəmiyyət kəsb edir ki, həmin xətt ulduzun bütün atmosferi boyunca yaranır. Nəticədə baş verən bütün fiziki proseslər həmin xəttin profilində hiss olunur və beləliklə H_{α} xətti ən çox informasiya daşıyıcısı rolunu oynayır [5-7, 15-20].

DÜZ P CYG TİPLİ PROFİL: H_{α} xəttinin düz P Cyg profil formasında müşahidə edilməsi tədqiq olunan 55 Cyg ulduzunun atmosferi üçün adi hal olsa da burada bəzi maraqlı məqamlar vardır (Şəkil 1.a).



a) 55 Cyg ulduzu spektrlərində H_{α} xəttinin düz P Cyg profilləri. b) H_{α} xəttinin invers P Cyg profili.

Ölçmələrin nəticələri göstərir ki, 2010-cu ildə alınmış 55 Cyg ulduzu spektrlərində H_{α} xəttinin düz P Cyg profil halında onun udulma komponentində şüa sürəti -201÷ -56km/s, şüalanma komponentində isə -12÷86km/s intervalında dəyişir [19-20]. Şüa sürətlərinin belə böyük diapazonda dəyişməsi bu ulduzun atmosferində olduqca intensiv fiziki proseslərin baş verməsinin təzahürüdür. Bundan əlavə, cədvəl 1 - dən aşkar görünür ki, 26.06.-27.06.2010- cu il, 27.06.-28.06.2010- cu il, 20.07.-21.07. 2010-cu il, 30.07.-31.07.2010- cu il və 01.09.-02.09.2010- cu il tarixlərində H_{α} xəttinin udulma komponentində şüa sürətləri uyğun olaraq -99km/s və -133km/s, -133km/s və -112km/s, -82km/s və -162km/s, -201km/s və -189km/s, -101km/s və -85km/s olmuşdur. Göründüyü kimi hətta bir gün ərzində şüa sürətində 34km/s, 21km/s, 80km/s, 12km/s və 16km/s fərqli qiymətlər alınmışdır. Qeyd olunan tarixlərdə H_{α} xəttinin şüalanma komponentində şüa sürətləri uyğun olaraq 24km/s və 24km/s, 24km/s və 27km/s, 26km/s və 18km/s, 3km/s və 4km/s, 52km/s və 86km/s olmuşdur. Bu onu göstərir ki, tədqiq olunan ulduzun atmosferində çox güclü maddə axınları baş verir. Bu axınlar bəzən ulduzun ətrafındakı örtüyə ciddi təsir edərək həmin örtüyün böyük sürətlə genişlənməsinə və ya sıxılmasına

gətirir. Şüa sürəti ölçmələri göstərir ki, 55 Cyg ulduzu atmosferinin xüsusilə yuxarı qatlarında maddə axınlarının sürəti və istiqaməti ani olaraq kəskin dəyişkənliyə məruz qalır.

Lakin yuxarıda qeyd olunanlardan fərqli hallar da müəyyən edilmişdir. Belə ki, Cədvəl 1 - dən görünür ki, 18.07.-19.07.-20.07.2010 — cu il tarixlərində H_{α} xəttinin udulma komponentində şüa sürətləri uyğun olaraq -90km/s, -84km/s və -82km/s olmuşdur. Həmin tarixlərdə H_{α} —nın şüalanma komponentində şüa sürətləri isə 6km/s, 21km/s və 26km/s alınmışdır. Göründüyü kimi bəzi hallarda 55 Cyg ulduzunun atmosferi nisbətən stabil halda olur və gündəlik maddə axınlarının sürətlərində böyük fərqlilik müşahidə olunmur. Bir maraqlı hal var ki, 18.07.-19.07.2010—cu il tarixlərində baxmayaraq ki, H_{α} —nın udulma komponentində şüa sürəti güclü dəyişmir, lakin şüalanma komponentində bu dəyişmənin fərqi 15km/s—dir. Bu onu deməyə əsas verir ki, bəzi hallarda ulduzu əhatə edən örtüyün özündə baş verən fiziki proseslər nəticəsində orada formalaşan H_{α} —nın şüalanma komponenti böyük sürüşməyə məruz qalır.

Cədvəl.1.

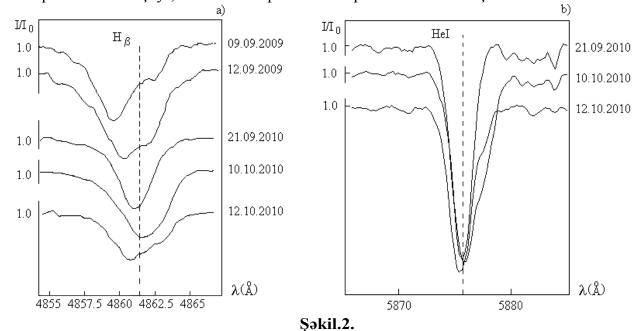
 H_{α} xəttində şüa sürətləri.

55	Vr(abs)	Vr(em)	55	Vr(abs)	Vr(em)
Cyg	km/s	km/s	Cyg	km/s	km/s
Spektrlərin			Spektrlərin		
alınma	H_{α}	H_{α}	alınma	H_{α}	H_{α}
tarixləri	~	•	tarixləri		
25.05.2010	-99	38	21.07.2010	-162	18
08.06.2010	-64	36	24.07.2010	-112	42
12.06.2010	-73	15	25.07.2010	-100	38
14.06.2010	-56	59	28.07.2010	-	7
26.06.2010	-99	24	30.07.2010	-201	3
27.06.2010	-133	24	31.07.2010	-189	4
28.06.2010	-112	27	02.08.2010	-132	-10
30.06.2010	-97	23	04.08.2010	-116	30
02.07.2010	?	?	06.08.2010	-113	12
03.07.2010	?	?	16.08.2010	-97	28
04.07.2010	?	?	01.09.2010	-101	52
05.07.2010	-	13	02.09.2010	-85	86
06.07.2010	-	23	07.09.2010	-108	40
07.07.2010	-	5	21.09.2010	-91	65
08.07.2010	-	2	10.10.2010	+114	-53
09.07.2010	-	3	12.10.2010	-156	10
10.07.2010	-	6	16.10.2010	-	5
11.07.2010	-	6	13.11.2010	-106	10
18.07.2010	-90	6	15.11.2010	-147	-2
19.07.2010	-84	21	28.11.2010	-140	-12
20.07.2010	-82	26	25.12.2010	-135	23

İNVERS P CYG TİPLİ PROFİL: Şəkil 1.b-də 10 Oktyabr 2010-cu ildə alınmış 55 Cyg ulduzunun spektrindən görünür ki, H_{α} xəttinin profili invers P Cyg tipli formadadır. Bu zaman H_{α} xəttinin udulma və şüalanma komponentlərində şüa sürəti uyğun olaraq 114km/s və -53km/s olmuşdur. İnvers P Cyg profillərinin yaranması haqqında əsas fərziyyələrdən biri belədir ki, ulduzdan maddə atılması zamanı onun hamısı ulduzlararası mühitə yayılmır və atılmış maddənin bir hissəsi soyuyaraq yenidən ulduzun səthinə tökülür. Beləliklə, müşahidəçidən əks tərəfə yönəlməklə (radial olaraq) ulduzun səthinə tökülən maddə axınının sürəti və kütləsi çox böyük olarsa, bu zaman atmosferin müəyyən qatlarında (əsasən hidrogen xəttinin formalaşdığı effektiv qatlarda) maddənin sıxlığı

HD198478 (55 CYG) İFRATNƏHƏNG ULDUZU SPEKTRLƏRİNDƏ HİDROGEN VƏ HELİUM XƏTLƏRİNİN MÜŞAHİDƏ XÜSUSİYYƏTLƏRİ

kəskin artar. Bu isə Dopler effektinə görə ulduz atmosferinin müəyyən qatlarında formalaşan H_{α} xəttinin udulma komponentinə təsir edər. Nəticədə H_{α} xəttinin şüalanma komponenti bənövşəyi, udulma komponenti isə qırmızı tərəfdə müşahidə olunar.



a) H_{β} xəttinin profilləri. b) He I ($\lambda 5875.72 \text{Å}$) xəttinin profillərindən fraqmentlər.

Cədvəl 2.

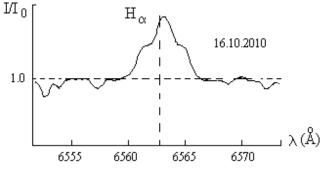
 H_{β} xəttində şüa sürətləri.

55	Vr	55	Vr
Cyg	km/s	Cyg	km/s
Spektrlərin		Spektrlərin	
alınma	H_{β}	alınma	H_{β}
tarixləri	,	tarixləri	,
25.05.2010	-35	21.07.2010	-27
08.06.2010	-27	24.07.2010	-30
12.06.2010	-24	25.07.2010	-28
14.06.2010	-21	28.07.2010	-1
26.06.2010	-15	30.07.2010	-9
27.06.2010	-24	31.07.2010	-12
28.06.2010	-39	02.08.2010	-12
30.06.2010	-22	04.08.2010	-13
02.07.2010	-15	06.08.2010	-15
03.07.2010	-13	16.08.2010	-28
04.07.2010	-14	01.09.2010	-24
05.07.2010	-20	02.09.2010	-23
06.07.2010	-23	07.09.2010	-16
07.07.2010	-20	21.09.2010	-21
08.07.2010	-16	10.10.2010	+11
09.07.2010	-17	12.10.2010	+6
10.07.2010	-23	16.10.2010	-17
11.07.2010	-29	13.11.2010	-8
18.07.2010	-29	15.11.2010	-13
19.07.2010	-26	28.11.2010	-15
20.07.2010	-25	25.12.2010	-37

Şəkil 2.a və Cədvəl 2–dən aşkar olur ki, invers P Cyg profil halında H_{β} xətti böyük sürətlə qırmızı tərəfə sürüşmüşdür. Eyni zamanda həmin tarixdə ölçmələr göstərmişdir ki, He I xətləri də qırmızı tərəfə sürüşmüşlər (Şəkil 2.b). Nümunə üçün Şəkil 2-də 55 Cyg ulduzunun 21.09.2010, 10.10.2010 və 12.10.2010-cu il tarixlərdəki spektrlərində H_{β} və HeI (λ 5875.72Å) xətlərinin profillərindən fraqmentlər verilmişdir. Şəkil 2.b - dən aydın görünür ki, 10.10.2010–cu il tarixində HeI (λ 5875.72Å) xəttinin eni artmış və eyni zamanda qırmızı tərəfə sürüşmüşdür. Şüa sürətinin qiymətləri isə uyğun olaraq -10km/s, +20km/s, -20km/s olmuşdur. Beləliklə, invers P Cyg tipli profillərin yaranmasına dair qəbul edilmiş modellərə əsasən söyləmək olar ki, invers P Cyg halında güclü maddə axını müşahidəçidən əks tərəfə yönəlmişdir və bu H_{β} və He I xətlərinin yarandığı effektiv qatlaradək davam edir.

Lakin bizim ölçmələrimizdən məlumdur ki, invers P Cyg tipli profildə şüalanma komponentində süa sürəti -53km/s alınmışdır. Cədvəl 1-dən isə görünür ki, ümumiyyətlə galan bütün vaxtlarda H_α-nın şüalanma komponentinin ən kiçik giyməti -12km/s-dir. Deməli invers P Cyg halında şüalanma komponentində şüa sürəti daha da çox kiçik olmuş, yəni bu komponent bənövşəyi tərəfə sürüşmüşdür. Beləliklə aydın olur ki, 10 Oktyabr 2010-cu il tarixində H_{α} xəttinin udulma komponenti böyük sürətlə qırmızı tərəfə və eyni zamanda şüalanma komponenti isə böyük sürətlə bənövşəyi tərəfə sürüşmüşdür. Aydındır ki, bu hadisəni 55 Cyg ulduzu atmosferinin genişlənməsi və ya sıxılması baxımından birmənalı izah etmək olmaz. Çünki atmosfer genişlənərkən maddə axını (ulduz küləyi) müşahidəçiyə doğru yönəlir və bu zaman H_a xəttinin udulma komponenti qırmızı tərəfə yox, bənövşəyi tərəfə sürüşər və nəticədə invers P Cyg tipli profil müşahidə olunmaz. Atmosfer sıxılarkən isə maddə axını müşahidəçidən əks tərəfə yönəldiyindən H_a xəttinin udulma komponenti qırmızı tərəfə sürüşər və invers P Cyg tipli profil müşahidə oluna bilər, lakin bu zaman ulduzu əhatə edən örtükdə də sıxılma baş verir və nəticədə örtükdə yaranan şüalanma komponenti qismən də olsa qırmızı tərəfə sürüşməlidir. Yoxsa eyni zamanda ulduzun atmosferi sıxılaraq müşahidəçidən əks tərəfə, örtüyü isə genişlənərək müşahidəçiyə döğru yaxınlaşa bilməz. Yəni bu halda maddə axınının hərəkət istiqaməti qeyri-müəyyəndir. Odur ki, birmənalı olaraq bu hadisəni Dopler effekti ilə izah etmək çətindir. Bəs bu zaman H_{α} xəttinin şüalanma komponentinin böyük sürətlə bənövşəyi tərəfə sürüşməsinin səbəbi nədir? Görünür burada digər əlavə effektlər də mövcuddur. Lakin bu hadisə 55 Cyg ulduzu atmosferində ilk dəfə baş verdiyindən onun mənşəyi tam məlum deyil. Ona görə də müşahidə faktları əsasında geyd etmək olar ki, invers P Cyg tipli profillərin yaranma mexanizmləri üçün gələcəkdə yeni nəzəri modellərin yaradılmasına ehtiyac vardır.

YALNIZ ŞÜALANMA KOMPONENTİ PROFİLİ: 2009-2011-ci illərdə 55 Cyg ulduzunun ŞAR – da aparılmış müşahidələrdəki spektroqramlarından aşkar olunmuşdur ki, 08.07.2009 – cu ildə, 05.07. – 11.07.2010 – cu il tarixinədək, 28.07.2010, 16.10.2010



– cu il tarixlərində, 27.06.-29.06.2011 – ci il tarixlərinədək alınmış spektrlərdə H_{α} xəttinin profili yalnız şüalanma komponentindən ibarət olmuşdur. Şəkil 3–də belə profillərdən biri göstərilmişdir.

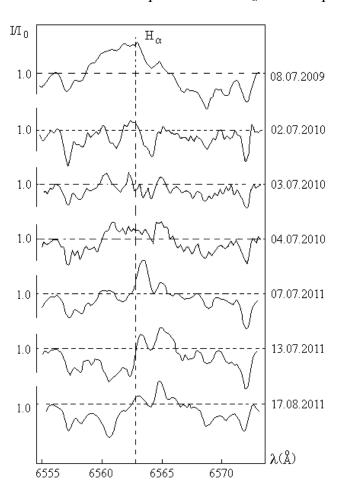
Şəkil.3. Şüalanma komponentindən ibarət H_{α} xəttinin profili.

Cədvəl 1-dən göründüyü kimi 05.07. – 06.07. – 07.07.2010-cu il ardıcıl tarixlərdə şüalanma komponentində şüa sürətinin qiymətləri uyğun olaraq 13km/s, 23km/s və 5km/s olmaqla nəzərəçarpacaq dəyişmə göstərmişdir, qalan vaxtlarda isə 2km/s, 3km/s, 6km/s,

7 km/s və 5 km/s olmaqla kəskin dəyişməmişdir. Ehtimal olunur ki, H_{α} xəttinin şüalanma komponentində şüa sürətinin belə dəyişməsi, ulduz atmosferinin yuxarı qatlarında və ulduzu əhatə edən örtükdə baş verən spesifik xüsusiyyətlərlə əlaqədardır.

YALNIZ UDULMA KOMPONENTİ PROFİLİ: 55 Cyg ulduzunun spektrlərində H_{α} xətti profillərinin tamamilə udulma komponentindən ibarət olan halı bizim tərəfimizdən aşkar edilməmişdir. Lakin bizim tərəfimizdən alınmış bəzi spektrlərdə məsələn, 21.07.2009, 17.10.2009, 19.07.2011–ci il tarixlərində H_{α} xəttinin qırmızı qanadında çox zəif şüalanma komponenti müşahidə olunan güclü udulma komponenti aşkar olunmuşdur. [6]-da isə bu ulduzun H_{α} xəttinin profilinin yalnız udulma komponentindən ibarət olması faktı göstərilmişdir.

 H_{α} XƏTTİNİN PROFİLİNİN MÜŞAHİDƏ OLUNMADIĞI HAL: İlk dəfə olaraq 55 Cyg ulduzu üçün 01.08-02.08.2006-cı il tarixindəki spektrlərdə H_{α} xəttinin profili çox zəif şüalanma komponenti şəklində müşahidə olunmuşdur. Sonradan 08.07.2009–cu il tarixində həmin hadisə yenidən aşkar edilmişdir. Nəhayət 55 Cyg ulduzunun 02-04 iyul 2010-cu il tarixli spektrlərində H_{α} xəttinin profili kəsilməz spektr səviyyəsinə düşmüş və



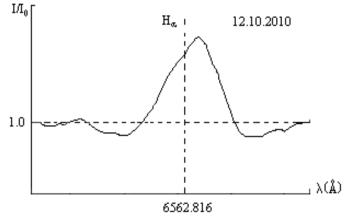
müşahidə olunmamışdır [16,19-20]. 07.07.2011, 13.07.2011 və 17.08.2011-ci il tarixlərində də bu ulduzun spektrlərində H_a xəttinin profili yalnız çox zəif şüalanma komponentindən ibarət olmaqla profilin tədricən yox olması hiss olunur. Hər iki fraqmentlər Şəkil 4-də göstərilmişdir. [19-201-da gevd olunmusdur ki, bu hadisələr tədqiq olunan ulduzun atmosferinin qeyristasionarlığı və sferik olmayan ulduz küləyinin təsiri nəticəsində baş verə bilər. Hesab olunur ki, bu zaman H_a xəttinin udulma komponenti gırmızı sürüşmüş, nəticədə udulma və şüalanma komponentlərinin mərkəzi dalğa uzunlugları üst-üstə düsərək bir-birilərini kompensə etmişlər. Maraqlı faktlardan biri odur ki, spektrlərdə H_a xəttinin profilinin müşahidə olunmadığı vaxtlarda H_β xətti qırmızı tərəfə sürüşür [19-20]. Lakin həmin vaxtlarda He I xətlərində hər hansı nəzərəçarpacaq dəyişkənliklər aşkar edilməmisdir.

$\mbox{\bf Spkil.4.} \\ H_{\alpha} \mbox{ xəttinin profilinin müşahidə olunmaması.}$

DİGƏR MÜRƏKKƏB STRUKTURLU PROFİLLƏR: 55 Cyg ulduzunun spektrlərində H_{α} xəttinin üç komponentli mürəkkəb formaları da müşahidə edilmişdir. Bunlar aşağıdakılardır:

a)mərkəzi şüalanma komponentinin hər iki qanadında asimmetrik yerləşən udulma komponentləri;

İstər digər müəlliflərin elmi işlərində [5-7], istərsə də ŞAR-da aparılan müşahidələrdə [19-20] yuxarıda qeyd edildiyi kimi H_{α} xəttinin profili üçün mərkəzi şüalanma komponentinin hər iki qanadında asimmetrik yerləşən udulma komponentləri struktur formasına dəfələrlə rast gəlinmişdir. Nümunə üçün qeyd edək ki, 12.10.2010–cu il tarixində H_{α} xəttinin yuxarıda qeyd olunan üç komponentli strukturu müşahidə edilmişdir (Şəkil 5). Göründüyü kimi bu müşahidə faktı 10.10.2010-cu ildə müşahidə edilmiş inversiya hadisəsindən iki gün sonraya təsadüf edir. Cədvəl 1–də H_{α} profilinin



yalnız bənövşəyi qanadındakı udulma komponentində və mərkəzi şüalanma komponentində şüa sürətinin qiymətləri verilmişdir. Bu qiymətlər uyğun olaraq -156km/s və 10km/s—dir. Bu zaman qırmızı tərəfdəki udulma komponentində ölçülmüş şüa sürəti aşağı pikə görə 139 km/s olmuşdur.

Şəkil.5.

Mərkəzi şüalanma komponentinin hər iki qanadında asimmetrik yerləşən udulma komponentlərindən ibarət H_α xəttinin profili.

Cədvəl 2–dən görünür ki, H_{β} və HeI ($\lambda 5875.72\text{Å}$) xətlərindəki şüa sürəti uyğun olaraq inversiya hadisəsi vaxtı +11km/s və +20km/s, iki gün sonra yəni, 12.10.2010–cu il tarixində isə 6km/s və -20km/s olmuşdur. Yəni, belə demək olar ki, 10.10.2010-cu il tarixindəki inversiya hadisəsindən iki gün sonra güclü qırmızı sürüşməyə məruz qalmış HeI və H_{β} xətləri bənövşəyi tərəfə sürüşməklə müşahidə olunduğu adi vəziyyətə qayıtmağa başlamışdır. Buradan alınır ki, inversiya hadisəsindən sonra maddə axını yenidən müşahidəçiyə doğru yönəlməyə başlamış və nəticədə nisbətən dərin effektiv qatlarda formalaşan HeI və H_{β} xətlərindəki şüa sürəti azalmışdır. Onda belə fikir söyləmək olar ki, inversiya hadisəsindən sonra, (tərs proses başlanarkən) yəni maddə axınının yenidən müşahidəçiyə doğru yönəlməsinin başlanğıc anlarında qısa müddətli olsa da H_{α} xəttində mərkəzi şüalanma komponentinin hər iki qanadında asimmetrik yerləşən udulma komponentləri müşahidə oluna bilər.

b)mərkəzi udulma komponentinin hər iki qanadında asimmetrik yerləşən şüalanma komponentləri.

55 Cyg ulduzu spektrlərində H_{α} xəttinin profillərində belə tip üç komponentli mürəkkəb konturlara indiyənədək rast gəlinməmişdir. Lakin tədqiq olunan ulduzun atmosferinin çox aktiv olması onu ehtimal etməyə əsas verir ki, H_{α} xəttinin profilinin dəyişmələrində qeyd olunan mürəkkəb formalı struktur müşahidə edilə bilər. Bu zaman HeI və H_{β} xətlərindəki şüa sürəti dəyişmələrinin analizi də maraqlı olacaqdır. Ehtimal etmək olar ki, həmin hadisənin özü də qısa müddətlidir və bu səbəbdən onu 55 Cyg ulduzu üçün nadir müşahidə materialı hesab etmək olar. Həmin müşahidə faktının baş verib-vermədiyini müəyyən etməkdən ötəri tədqiq olunan ulduzun müntəzəm olaraq müşahidələrini aparmaq lazımdır.

Ümumiyyətlə qeyd etmək olar ki, ifratnəhəng ulduzların örtüyünün həyəcanlanmasında ulduz küləyinin (maddə axınının) sıxlığının, sürət və istiqamətinin dəyişməsi əsas rol oynayır. Maddə axınının və ya küləyin belə dəyişməsinə əsas səbəb isə ulduzun güclü şüalanma selidir [21]. Digər tərəfdən məlumdur ki, H_{α} xətti ulduz atmosferinin demək olar ki, bütün qatlarını əhatə edir [21]. Bu tip ulduzlarda atmosferin xarici qatları fotosferin daxili qatlarına nisbətən daha çox həyəcanlanmaya məruz qaldığından ulduzun şüalanma selinin və eləcə də maddə axınının (ulduz küləyinin)

HD198478 (55 CYG) İFRATNƏHƏNG ULDUZU SPEKTRLƏRİNDƏ HİDROGEN VƏ HELİUM XƏTLƏRİNİN MÜŞAHİDƏ XÜSUSİYYƏTLƏRİ

dəyişməsi atmosferin yuxarı qatlarında və örtükdə müvafiq dəyişmələr yaradır. Nəticədə H_{α} xəttinin udulma və şüalanma komponentləri dəyişərək müxtəlif formalı profillərlə müşahidə olunur. Yəni, 55 Cyg ulduzu spektrlərində H_{α} xəttinin profillərindəki sürətli dəyişkənliklər bu ulduzun atmosferinin yuxarı qatlarında güclü maddə atılmalarının və örtüyün həyəcanlanmasının nəticəsidir.

- 55 Cyg ulduzunu müntəzəm müşahidə etməyə imkan yaratdıqlarına və göstərdikləri köməkliklərinə görə Ə.S.Quliyevə, X.M.Mikayılova və İ.Ə.Ələkbərova dərin minnətdarlığımızı bildiririk.
 - 1. M.J.Barlow, M.Cohen, *Infrared photometry and mass loss rates for OBA supergiants and of stars*, *Astrophysical Journal*, **213** (1977) 737-755.
 - 2. N.Markova and J.Puls, Bright OB stars in the Galaxy. IV. Stellar and wind parameters of early to late B supergiants, Astronomy and Astrophysics, 478 (2008) 823-842.
 - 3. D.R. Gies and D.L.Lambert, *Carbon, Nitrogen and Oxygen abundances in early B-type stars*, *Astrophysical Journal*, **387** (1992) 673-700.
 - 4. Hans-Heinrich Voigt in Kiel., *Quantitative analyse des c B2-Übergiganten 55 Cygni*, *Zeitschrift für Astrophysik*, **31** (1952) 48-96.
 - 5. L.H.Aller, Atmospheres of the B stars. II. The supergiant 55 Cygni, American Astronomical Society, (1956) 133-138.
 - 6. A.B.Underhill, Some observations of the supergiants 67 Ophiuchi, 55 Cygni, and χ² Orionis, Dominion Astrophysical Observatory Victoria, **XI**, №18 (1960) 353-361.
 - 7. P.Granes, Evolution du spectre de la supergeante 55 Cygni, Astronomy & Astrophysics, 45 (1975), 343-347.
 - 8. R.Van Helden, *Two new HeI lines in the spectra of B-type supergiants*, *Astronomy and Astrophysics*, **19** (1972) 388-392.
 - 9. J.B.Hutchings, Stellar winds from hot supergiants, Astrophysical Journal, **203** (1976) 438-447.
 - 10. Hutchings J.B., Spectroscopic measurements of OB supergiants, Dominion Astrophysical Observatory Victoria, XIV №16 (1976) 355-366.
 - 11. D.Ebbets, The structure and variability of H_{α} emission in early-type supergiants, Astrophysical Journal, **48** (1982) 399-414.
 - 12. P.A. Crowther, D.J. Lennon and N.R. Walborn, *Physical parameters and wind properties of galactic early B supergiants*, *Astronomy and Astrophysics*, **446** (2006) 279-293.
 - 13. Х.М.Микаилов, В.М.Халилов, И.А.Алекберов, Эшелле-спектрометр фокуса кассегрена 2-м телескопа ШАО НАН Азербайджана, Şamaxı Astrofizika Rəsədxanasının Sirkulyarı, **109** (2005) 21-29.
 - 14. Г.А. Галазутдинов, *Система обработки эшелле-спектров DECH-20*, *Препринт CAO PAH*, **92** (1992).
 - 15. Y.M.Məhərrəmov, İfratnəhəng 55 Qu ulduzu spektrlərinin Ha xəttində müşahidə olunan dəyişkənliklərin tədqiqi, Beynəlxalq Astronomiya ilinə həsr olunmuş astronomiya, fizika və riyaziyyat üzrə beynəlxalq konfransın materialları, Naxçıvan-2009, 134-135.
 - 16. Y.M.Məhərrəmov, 55 Cyg ulduzu atmosferində baş verən qeyri adi dəyişkənliklər, Azərbaycan Astronomiya Jurnalı, 5 №3 (2010) 23-28.
 - 17. Y.M.Məhərrəmov, İ.M.Məmmədova, Ə.Ş.Baloğlanov, 55 Cyg ifratnəhəng ulduzu atmosferində müşahidə olunan H_{α} və H_{β} xətləri profillərinin tədqiqi, "Elmin

Y.M.MƏHƏRRƏMOV, Ə.M.XƏLİLOV, Ə.R.HƏSƏNOVA, Ə.Ş.BALOĞLANOV

- Müasir Nailiyyətləri" Mövzusunda IV Beynəlxalq İştiraklı Distansion Elmi Konfrans, Bakı, (2012) 81-87.
- 18. Y.M.Məhərrəmov, İ.M.Məmmədova, 6 Cas, 55 Cyg və HD21291 ifratnəhəng ulduzlarının atmosferlərində baş verən dəyişkənliklər və alınmış nəticələr, "Elmin Müasir Nailiyyətləri" Mövzusunda IV Beynəlxalq İştiraklı Distansion Elmi Konfrans, Bakı, (2012) 77-81.
- 19. Я.М.Магеррамов, Спектральная переменность звезды 55 Суд (ВЗІа), Астрономический журнал, Москва (РФ), **90** № 4 (2013) 339-346.
- 20. Я.М.Магеррамов, О переменности профилей линий H_{α} и H_{β} в спектрах звезды 55 Суд, Кинематика и Физика Небесных Тел, Киев (Украина), **29** №2 (2013) 40-49.
- 21. К.Де Ягер, Звезды наибольшей светимости, Москва, МИР, (1984) 493.

OBSERVATION FEATURES OF THE HYDROGEN AND HELIUM LINES IN THE SPECTRA OF THE SUPERGIANT STAR HD198478 (55 CYG)

Y.M.MAHARRAMOV, A.M.KHALILOV, A.R.HASANOVA, A.Sh.BALOQLANOV

The comparatively variability of the lines H_{α} , H_{β} and HeI in the spectra of star 55 Cyg has been investigated. It has been suggested that the rapid variations of the profiles H_{α} line has been the due to of the physical processes occured in the upper layers of the stellar envelope. The investigation of radial velocities of H_{α} , H_{β} and HeI lines revealed that velocity and direction of the flows of matter in the stellar atmosphere rapidly changed with time.

НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ОСОБЕННОСТИ ЛИНИЙ ВОДОРОДА И ГЕЛИЯ В СПЕКТРЕ СУПЕРГИГАНТА HD198478 (55 CYG)

Я.М.МАГЕРРАМОВ, А.М.ХАЛИЛОВ, А.Р.ГАСАНОВА, А.Ш.БАЛОГЛАНОВ

Проведен сравнительный анализ структурных изменений профиля линии H_{α} с линиями H_{β} и HeI в спектрах звезды 55 Cyg. Выявлено, что быстрые изменения в профилях линии H_{α} наблюдаются в результате физических процессов, происходящих в верхних слоях атмосферы и оболочки звезды. Исследования измеренных лучевых скоростей по линиям H_{α} , H_{β} и HeI показывают, что скорость и направление истечения вещества в атмосфере звезды резко меняются со временем.

Редактор: Б.Рустамов

УДК 534.338

НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ЗАГАДКИ GW ОРИОНА

Н.З.ИСМАИЛОВ, П.Н.ШУСТАРЕВ, У.Ш.БАШИРОВА, Г.А.АБДИ, Г.Б.МАМЕДХАНОВА *

Шамахинская астрофизическая обсерватория НАН Азербайджана AZ 5624, г. Шамаха, пос. Ю. Мамедалиева Институт Физики НАН Азербайжана* AZ1143, Баку, пр.Г.Джавида, 33 ismailovn@yahoo.com

02.06.2012	DEAEDAT
поступила: 03.06.2013	РЕФЕРАТ
принята к печати:20.08.2013	Анализированы наблюдательные данные спектрально-двойной системы типа T Тельца-GW Ori,
	открытой недавно методом спектр-интерферометрии
	в ИК-части спектра третьего компонента системы.
	Полученные данные приводят к некоторым
	противоречивым результатам и усложняют
	интерпретацию кривой блеска системы, приведенной
	ранее другими авторами. Показано, что, используя
Ключевые слова: молодые звезды,	элементы теории звездообразования, можно
фотометрия, спектроскопия, двойствен-	качественно объяснить исчезновение затмения в
ность, GW Ori.	системе GW Ori.

ВВЕДЕНИЕ

По современным представлениям в протозвездной стадии начальные массы звезд зависят от аккреции газа, которая происходит на поверхность звезды через аккреционный диск. В случае двойных или кратных звезд из-за существования дополнительных резервуаров околозвездного вещества картина еще более сложная [1-2]. Для понимания природы таких возмущений, источников и природы аккреции необходимы постоянные наблюдения двойных и кратных систем. Одной из таких двойных молодых звезд является GW Ori.

Спектральные наблюдения Джоя [3,4] показали, что эта звезда имеет яркие линии H, K CaII и бальмеровской серии водорода, и спектральный класс ее соответствует dK5e. Звезда входит в молодой комплекс λ Ori [5]. Присутствие в спектре особо сильной линии Li I λ 6707Å показали Бонсак и Гринснейн [6]. Спектральный класс GW Ori также оценивался Бонсаком и Гринстейном [6] и Джоем и Вильсоном [3], как dK3e, в то время как Хартман и др. [7] и Кохен и Кухи [8] определили его как G5V, а Хербиг [9] как G8V.

Лучевые скорости GW Огі были определены Кухи [10] 18км/с, Хербигом [9] и Хартманом и др. [7] примерно 34км/с. Спектральные наблюдения профилей линий H_{α} и D NaI показали, что GW Огі типичная звезда типа T Тельца с широкими эмиссионными линиями [11].

Скорость вращения звезды оценивается порядка 40км/с [11, 12]. Согласно [11], эмиссия в линии Н α достигает W_{λ} =46Å, в то время как вуалирование фотосферных линий абсорбции незначительно. Джонстоном и Пенстоном [13] обнаружено магнитное поле на поверхности звезды около 1110Γ с.

Фотоэлектрические наблюдения Мендозы [16], Мосидзе [17], а также наблюдения последних лет Хольтзмана и др. [18], Бауера и др. [19] показали, что изменения цветов и блеска звезды в отдельных наблюдениях достигает $0^{\rm m}.4$. Бауером и Бертоутом [20] был найден период переменности блеска для GW Огі, равный 3.3 дням, с амплитудой $0^{\rm m}.1$ в U-фильтре. Авторы объяснили причину переменности блеска звезды наличием пятен на поверхности звезды. По данным

Исмаилова [21], звезда GW Огі находится, в основном, в ярком состоянии блеска, но временами происходят ослабления с амплитудой, доходящей до $0^{\rm m}$.6 в полосе U, и до $0^{\rm m}$.3 в полосах B и V, соответственно. Из спектральных наблюдений Исмаилова [21] видно, что спектральный класс звезды меняется в интервале G0-G5, а для абсолютной светимости получено значение $Mv=+4^{\rm m}$. Из анализа результатов фотометрических наблюдений Хербст и др. [22] пришли к выводу, что одной из причин переменности GW Огі может быть переменная, околозвездная экстинкция. Во многих работах [23,24] было показано существование значительного ИК-избытка в спектре звезды.

Мэтью и др. [14] обнаружили, что звезда GW Огі является спектроскопической двойной с орбитальным периодом $P\approx242$ дня. Полученные авторами спектроскопические элементы орбиты являются необычными, т.к. двойные системы с солнечными массами компонентов редко имеют круговую орбиту при таком значении орбитального периода. Кроме того, GW Огі имеет большой ИК-избыток, и по расчетам Мэтью и др. [14] из полной L_{bol} =70L0 светимости более половины (44L0) дает аккреционный диск, а лишь 26L0 дает фотосфера. Учитывая данные о скорости вращения v_{sini} ~40км/сек [11,12], а также неуверенно определенный фотометрический период осевого вращения звезды, равный 3.3 дня [20], Мэтью и др. [14] определили угол наклона орбиты к лучу зрения как i=30° при звездном радиусе 5.6R. Однако, период 3.3 дня в дальнейшем по многим наблюдениям не был подтвержден.

В работе [15] показано, что наблюдаются алголоподобные ослабления блеска с периодом P=242 дня с продолжительностью ослаблений 0.1P. Были вычислены параметры компонент в модели покрытия центральной звезды газо-пылевой оболочкой, аккрециирующей из плоского околозвездного протопланетного диска. По данным Шевченко и др. [15] алголоподобные затмения происходили в 1987-1992 гг с постепенным уменьшением глубины, а затем полностью исчезли. Авторы [15] выдвинули гипотезу, согласно которой первичный компонент затмевался газопылевой оболочкой вокруг вторичного компонента, которая в это время заполняла свою полость Роша.

В работах [14] и [25] показано, что происходит смещение центра массы системы с периодом около 1000 дней. Это свидетельствует о существовании в системе дополнительного третьего компонента. Недавно Бергер и др. [26] с помощью ИК-интерферометрических наблюдений обнаружили третью компоненту "С" на расстоянии 8а.е., и второй компоненты —"В", на расстоянии 1.4а.е от центрального источника "А". Согласно данным этих авторов, наблюдаемое фотометрическое затмение невозможно объяснить в рамках обнаруженного ими расположения отдельных компонент системы. В настоящее время по имеющимся наблюдательным фактам невозможно интерпретировать все особенности системы GW Ori. В данной работе нами предлагается гипотеза, позволяющая решить эти противоречия.

НАБЛЮДЕНИЯ И РЕЗУЛЬТАТЫ

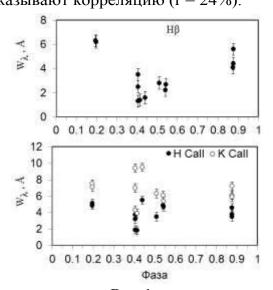
СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ. В оптическом диапазоне нами были выполнены спектральные наблюдения в кассегреновском фокусе 2м телескопа с применением 2х2-призменного спектрографа «Канберра». Спектрограф имеет зеркальный коллиматор обратной системы Кассегрена с диаметром 45мм и фокусным расстоянием f=660мм и две двухпризменные (2х2)-системы F2 и ИВК-7. При комбинации призм F2 в минимуме отклонения находится длина волны $\lambda 4340$ Å, а при комбинации ИВК-7 - $\lambda 3970$ Å. Общий угол отклонения равен

примерно 95°. Две сменные камеры имеют четырехлинзовые объективы диаметром 82,5мм 137,5мм, фокусными расстояниями И соответственно, изготовленные из УФ-стекла. Мы применили комбинацию камеры f=137.5мм с призмами F2, которая дает обратную линейную дисперсию 94Å/мм у линии Ну. Спектральный диапазон охватывал $\lambda\lambda$ 3600÷5100ÅÅ.

В качестве светоприемника были применены фотопластинки типа Kodak (103a0 и 103aF) и ORWO (ZU-21). Средняя экспозиция составляла около 30 минут. После съемки пластинки обрабатывались в стандартных условиях. Спектрограммы записывались на микрофотометре "Lirefo" с увеличением в 40 раз. Полученные регистрограммы из почернений переводились в интенсивности по соответствующей характеристической кривой фотоэмульсии. По полученным профилям спектральных линий были вычислены эквивалентные ширины отдельных линий водорода, НВ, Ну, НВ, Н и К СаII, FeI, СаI. Часть результатов этих спектральных исследований были нами опубликованы в работе [21]. Средняя ошибка определения эквивалентных ширин эмиссии достигает 20%, а для более слабых линий металлов немного больше ~25%.

На Рис.1 приведена зависимость эквивалентных ширин эмиссии линии НВ и Н, К СаП от фазы спектроскопического периода 241.9 дней, определенного в работе [14]. Как видно из первой панели Рис.1 около фазы 0.5 наблюдается значительное уменьшение эквивалентной ширины линии НВ. Как видно из нижней панели Рис.1 линии H, K CaII также показывают незначительное уменьшение эквивалентных ширин около фазы 0.5.

НаРис.2 приведена зависимость между собой эквивалентных ширин различных абсорбционных линий СаІλ4226 Å, FeIλ λ4045, 4325, 4383 ÅÅ. Как видно из первых двух панелей, существует слабая корреляция между эквиваленными ширинами этих линий (r = 28%). Среди названных линий наименьшее изменение значений эквивалентных ширин наблюдается у линии CaI $\lambda 4226$ Å. На последней панели на Рис.2 видно, что эквивалентные ширины эмиссионных линий Hβ и K CaII показывают корреляцию (r = 24%).



1.5 3 0.5 0 0.6 0.4 1.4 Fe I 4045 2.5 1.5 0.5 0.5 10

Рис.1. Зависимость эквивалентных ширин эмиссии НВ Зависимость эквивалентных ширин абсорбцион-(вверху) и Н и К СаII (внизу) от фазы периода Р=241.9 дней.

Рис.2. ных линий (CaI, FeI) и эмиссионных линий Нβ, К CaII), ширины приведены в ангстремах.

Таким образом, по данным наших наблюдений явной периодический зависимости в спектре оптического диапазона звезды не наблюдается.

УФ-СПЕКТРЫ. Нами были использованы спектрограммы УФ-диапазона, полученные IUE. Как известно, архив IUE состоит из спектров, которые были получены с помощью трех камер, первая из которых охватывает диапазон 1175÷2000Å (Short Wavelength Prime - SWP), вторая и третья — 2000÷3200Å (Long Wavelength Prime — LWP и Long Wavelength Redundant - LWR). Спектральное разрешение составляет около 6Å. Общий визуальный просмотр спектрограмм показывает, что в рассматриваемых спектрограммах имеются многочисленные, накладывающиеся друг на друга линии - бленды.

Во избежание учета межзвездного покраснения в спектральных линиях, а также дополнительных ошибок из-за разнородности полученных спектрограмм, мы применяли классический метод обработки спектрограмм, в котором измерение производится в относительных единицах: после проведения уровня непрерывного

спектра определялись центральные остаточные интенсивности (R_{λ} =1- $\frac{I}{I_{0}}$) и

полуширины ($\Delta \lambda_{1/2}$ – FWHM) линий или бленд. Здесь I – абсолютный поток при вершине линии, I_0 – абсолютный поток на уровне континуума при основании линии. В таком измерении основная ошибка в интенсивности линии возникает изза неправильного проведения уровня непрерывного спектра. Поэтому процедуру проведения непрерывного спектра мы выполняли очень тщательно, добиваясь постоянства проведения континуума через отдельные участки спектра. Вся измерений выполнялась В программе **IRIS** дополнительно процедура контролировалась в приложении Paint в операционной системе Windows XP. Подробный метод обработки УФ-спектрограмм звезды приведен в нашей работе [27]. На Рис.3 приведен фрагмент SWP -спектра, полученного 11.01.1988 г. в диапазоне λλ 1200÷2000ÅÅ, где указаны отождствленные нами спектральные линии.

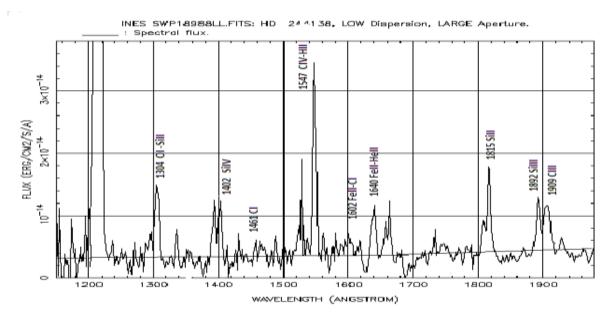


Рис.3.Пример SWP- спектра, полученного 11.01.1988 г. Видны колибровочные прямые, а внизу также уровень проведенного нами континуума.

В Таблице 1 приведеные результаты измерений параметра R_{λ} по разным линиям. Как видно, всего имеется 3 спектрограммы типа SWP и 12 спектрограмм типа LWP. К сожалению, из-за малочисленности спектров, данные не позволяют

НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ЗАГАДКИ GW ОРИОНА

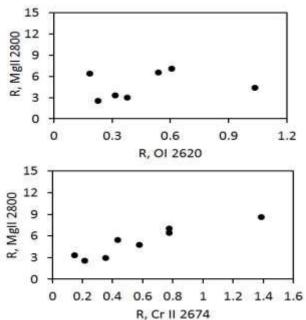
проследить ход изменения спектральных параметров со временем, но можно судить о взаимосвязи между разными эмиссионными линиями.

 Таблица.1.

 Интенсивности и полуширины спектральных линий по SWP- спектрам.

	1304		1547					
Линии	OI -	1402	CIV-	1602 FeII-	1640	1815	1892	
	SiII	SiIV	HeII	CI	FeII-HeII	SiII	SiIII	1909 CIII
JD2440000+	R_{λ}							
3810,262	-3,58	-2,84	-5,575	-1,6	-1,58	-2,91	-2,91	-0,51
5340,202	-4,26	-2,51	-8,2	-1,93	-2,5	-3,22	-1,91	-1,26
5346,206	-3,29	-0,73	-8,71	-0,97	-2,125	-3,2	-1,95	-1,59
	FWHM	1, Å						
3810,262	8,69	8,56	9,8	7,1	5,76	5,68	5,68	5,68
5340,202	12,85	9,8	8,64	7,1	7,1	4,32	5,76	7,2
5346,206	11,26	9,8	9,8	8,52	7,1	7	5,76	10,08

В Таблице 2 приведены аналогичные результаты измерения по спектрам типа LWR и LWP.



Наши измерения показали, что интенсивности полуширины эмиссионных линий отдельных показывают значительные изменения в даты. Большинство разные спектрограмм получены около фазы 0.2 и 0.4 орбитального периода, поэтому полученные результаты не позволяют проследить переменность фазой (Рис.4).

Рис.4. Зависимость интенсивностей разных спектральных линий в УФ-спектре GW Ori.

Однако, различные эмиссионные линии показали синхронное изменение интенсивностей эмиссионных линий. Например, коэффициент корреляции между интенсивностями линий Cr II λ 2674 Å и MgII λ 2800 Å дает 93%, у линий OI λ 2620 Å и Mg II λ 2800 Å он равен 20%, а между линиями Fe I 2906 Å и Mg II λ 2800 Å - около 70%. Это свидетельствует о том, что отдельные линии образуются в одинаковых физических условиях в газопылевом диске звезды.

Таблица 2. Интенсивности и полуширины спектральных линий по спектрам. LWR и LWP.

JD 2440000+	2620 OI	2623FeI	2674 CrII	2800 MgII	2906 FeI
	R_{λ}				
4558,972	-0,54			-6,46	-0,15
4558,948	-0,32		-0,15	-3,27	-0,19
4559,947	-0,61	-0,56		-7	
4559,957			-0,44	-5,34	-0,25
4560,374			-1,39	-8,58	-1,04
4560,699	-0,23	-0,23	-0,22	-2,46	-0,13
4560,763			-0,58	-4,66	-0,15
4560,931	-0,19	-0,16	-0,78	-6,34	-0,31
5340,191			-0,78	-7	-0,54
5340,701	-0,38		-0,36	-2,89	
5346,335	-1,04	-1,13		-4,31	-0,32
6360,421				-14,21	
	2620 OI	2623 FeI	2674 CrII	2800 MgII	2906 FeI
	FWHM, Å				
4558,972	12,8			15,54	7,77
4558,948	10,24		12,8	12,95	10,36
4559,947	15,36	10,388		10,36	
4559,957			7,68	12,95	10,36
4560,374			10,24	12,95	5,18
4560,699	10,24	7,791	10,24	12,95	10,36
4560,763			12,8	12,95	10,36
4560,931	10,24	7,791	5,12	12,95	5,18
5340,191			12,8	15,54	10,36
5340,701	15,36		7,68	15,54	
5346,335	12,8	12,985		15,54	7,77
6360,421				12,95	

На Рис.5 приведено изменение профилей дублета резонансных линий MgII $\lambda\lambda$ 2798, 2805ÅÅ по разным датам. Использованы спектрограммы из архива MAST HST (http://archive.stsci.edu/). Как видно из Рис.5, по разным датам наблюдается значительное изменение как в структуре линий, так и в их интенсивностях.

НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ЗАГАДКИ GW ОРИОНА

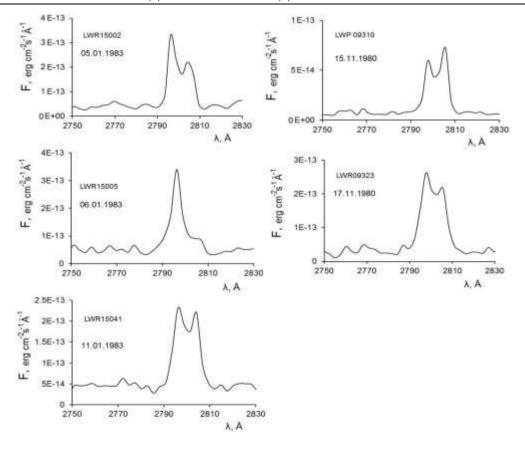


Рис.5. Изменение эмиссии в линиях резонансного дублета MgII λλ 2798, 2805ÅÅ в разные даты. По ординате приведен абсолютный поток илзучения в линиях.

ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Для анализа многолетнего изменения блеска GW Ori нами были использованы все фотоэлектрические UBVR данные из архива Веселианского университета [31], где приведен также наблюдательный массив, полученный Исмаиловым [32], а также данные, полученные Гранкиным и др.[33]. Кроме того, нами были использованы старые фотографические данные, приведенные в работе Холопова [34]. На Рис.6 приведена сводная кривая блеска звезды в двух панелях. На верхней панели на Рис.6 приведены результаты фотографических наблюдений, а на нижней панели - результаты фотоэлектрических значений блеска.

Характерная особенность кривой блеска системы состоит в том, что звезда чаще всего наблюдается в ярком состоянии, но временами наблюдается глубокое затмение, с амплитудой, доходящей до $1^{\rm m}$ в фотографических величинах и в V-полосе. По данным фотоэлектрических наблюдений [15] некоторая часть данных показали периодические затмения со спектроскопическим периодом 242 дня.

Как уже говорилось во введении, звезда GW Огі представляет собой тройную систему, где главный компонент "A" — звезда спектрального класса dK0- $dK3_e$, второй компонент "B" составляет с компонентом "A" тесную пару (расстояние между ними $r_{AB} \approx 1.4$ a.e.), и третий компонент "C", находящийся от главного на расстоянии $r_{AC} \approx 8$ a.e. [26]. Модель этой системы была построена исходя из анализа спектроскопических [14] и фотометрических [15] наблюдательных данных, а также интерфотометрических снимков, полученных в инфракрасных лучах [26]. Все исследователи [14,15,26] сходятся на том, что период обращения компонент "A" и

"В" вокруг общего центра тяжести — P_1 =242^d, а компонента "С" — P_2 =3600^d [26]. Орбиты компонент "В" и "С" вокруг "А" примерно круговые [26] и, судя по параметрам орбиты, орбитальная плоскость образует небольшой наклон с лучом зрения.

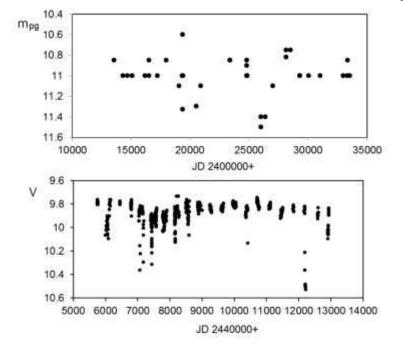
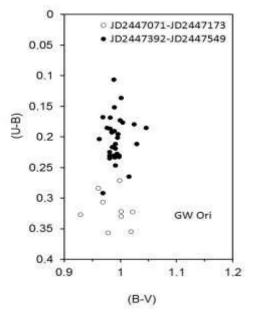


Рис.6.

Кривые блеска GW Ori по фотографическим данным (верхняя панель) и по фотоэлектрическим данным (нижняя панель).

МОДЕЛЬ СИСТЕМЫ GW ORI

Здесь имеется противоречие между результатами, полученными в работах [15] и [26]. В работе [15] четко было показано наблюдение некоторое время назад затмений в системе GW Ori, которые затем прекратились, а из модели в работе [26], построенной по нескольким снимкам системы, полученным в разное время, такие затмения просто невозможны, что отмечают и сами авторы работы, даже если мы



примем предлагаемое значение в [15] главного компонента 8Р₀. Если же принять то, "B" компонента "A" орбита вокруг что существенно не изменилась за весь наблюдательный интервал, приходится сделать предположение о том, что компонент "А" имел значительно большие размеры, и, поэтому, исходя из наличия все же небольшого эксцентриситета орбиты, имели место затмения.

Теперь мы рассмотрим Рис.7, на котором представлена диаграмма изменения колориндексов U-B от B-V (данные взяты из [31]).

Рис.7. B-V для GW Ori по дат

Диаграмма U-B и B-V для GW Ori по датам, полученным при затмении (светлые кружки) и вне затмения (черные кружки).

Здесь выбраны периоды наблюдений, соответствующие минимуму блеска при затмении и нормальному состоянию блеска. Из рисунка видно, что одновременно с затмениями, уменьшаются значения (U-B), т.е. во время затмений двойная звезда "голубеет". Понятно, что в нашем случае это связано с

перекрыванием из-за затмения компонентом "А" потока от компонента "В", который, скорее всего, является маломассивной, холодной звездой.

В работе [14] для эксцентриситета авторы получили значение 0,04±0,06. Теоретические модели для молодых звезд малой массы $M\sim 1\div 3M$ были даны в работах [28,29], где предполагается, что в момент "рождения", когда звезда становится видимой (т.е. верхние слои ее атмосферы становятся прозрачными для оптического излучения), ее радиус может составлять либо $50R \,\Box$, либо $2R \,\Box$, после чего начинается сжатие звезды. Если принять (следуя результатам из [26]), что наклон плоскости орбиты компонента "B" к лучу зрения составляет $\approx 10^{0}$, то максимально оптимистичное для нас значение эксцентриситета составит ≈ 0.25 , что приводит к первоначальному значению радиуса компонента A≈130R □. При больших значениях первоначальной массы звезды радиус ее расширения пропорционально увеличивается и для GW Ori (компонент "A", масса ~3M□) может достигать ~150 R □. В то же самое время, если основываться на значениях параметров, полученных в работах [15] (время затмения составляет ≈0,1Р₁) и [14] (скорость движения по орбите компонента вокруг "В" компонента "А" равна 4,7км/с), то получим значение для первоначального радиуса компонента "A" -45 R_⊙. В работе [30] авторы пишут, что в настоящее время наблюдатели для первоначальных радиусов маломассивных молодых звезд получают значения, лежащие между $50R_{\odot}$ и $2R_{\odot}$. В нашем же случае, возможно что полученное несоответствие между двумя вычисленными значениями радиуса связано как с некоторой приблизительностью вычислений, так и довольно большими ошибками в используемых наблюдательных данных.

Мы считаем, что уменьшение глубины затмений, вероятно, связано с падением вещества верхних слоев молодой звезды на горячее ядро. Звезда начинает сжиматься, и затмения становятся все менее глубокими, пока совершенно не исчезают. Об этом же говорят и эволюционные треки, построенные для этой звезды в работе [15]. Хорошо видно, что точка, соответствующая главному компоненту GW Ori попадает примерно на точку перегиба трека, т.е. туда, где трек Хаяши переходит в трек, соответствующий сжатию звезды.

Возможно, что в системе GW Ori существует (или существовал) обмен массами между компонентами "А" и "В", о чем говорится и в [15]. В этом случае тесная двойная система компонент "А" и "В" как бы сыграла роль "ускорителя" Компонент "A" стал меньше, a компонент "B" приобрел эволюции. дополнительную массу и размеры за счет вещества верхних, гравитационно наиболее слабо связанных слоев атмосферы компонента "А". Возможно что подобным обменом масс можно объяснить и тот факт, что в работе [15] авторами были получены два значения периода примерно одинаковой достоверности: $P_1 = 242^d, 02$ и $242^d, 32$. А именно, в рассматриваемый авторами наблюдательный период и происходил обмен масс между компонентами "А" и "В". Кроме того, этим же, вероятно, можно объяснить и то, что в [15] авторами были получены разные возрасты для компонент "А" и "В" на основе сравнения их положений на соответствующих эволюционных треках для нормальных одиночных звезд. Мало того, оказалось, что менее массивный компонент "В" оказался старше компонента образом, используя параметры, предполагаемые звездообразования, для звезд солнечной массы можно качественно объяснить вышеуказанное загадочное явление об исчезновении затмений в двойной системе GW Ori.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, результаты спектральных наблюдений звезды в видимом и в УФ-областях спектра системы GW Ori свидетельствуют о существовании значительных изменений интенсивностей линий по разным датам. Это показывает, что в околозвездной структуре системы происходят значительные изменения физических условий. К сожалению, наши результаты не позволяют проверить однозначного соответствие этих изменений со спектроскопическим периодом 242 лней.

Нами предлагается модель системы GW Ori, позволяющая объяснить некоторые противоречия в наблюдательных данных на основе современных теоретических и наблюдательных фактах.

- 1. M.R.Bate, I.A.Bonnell, Accretion during binary star formation II. Gaseous accretion and disc formation, MNRAS, **285** (1997) 33.
- 2. Y.Ochi, K.Sugimoto, & T.Hanawa, *ApJ*, *Evolution of a protobinary: Accretion rates of the primary and secondary*, **623** (2005) 922.
- 3. A.H.Joy, R.E.Wilson, *Stars whose Spectra have Bright H and K lines of Calcium*, *Astrophys.J.*, **109** (1949) 231-243.
- 4. A.H.Joy, Bright line stars among the Taurus dark clouds, Astrophys. J., 110 (1949) 424-438.
- 5. R.Duerr, C.L.Imhoff, J.L.Charles, *Star formation in the λ Orionis region.I. The distribution of young objects, Astrophys. J.*, **261**, (1982) 135-150.
- 6. W.K.Bonsack, J.L.Greenstein, *The abundance of litium in T Tauri stars and related objects*, *Astrophys. J.*, **131** (1960) 83-98.
- 7. L.Hartmann, Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun, ed. G.Wallerstein, ASP Conf. Ser., 9 (1990) 289.
- 8. M.Cohen, L.V.Kuhi, *Observational studies of pre-main sequence evolution, Astrophys.J. Suppl. Ser.*, **41** (1979) 743-843.
- 9. G.H.Herbig, Radial velocities and spectral types of T Tauri stars, Astrophys. J., **214** (1977) 747-758.
- 10. L.V. Kuhi. Mass loss from T Tauri Stars, Astrophys. J., 140 (1964) 1409-1433.
- 11. T.J.Shneeberger, S.P.Warden, M.S.Walkerson, *High resolution line profiles of T Tauri stars*, *Astrophys.J. Suppl. Ser.*, **41** (1979) 369-389.
- 12. J.Bouvier, C.Bertout, W.Benz, M.Mayor, *Rotation in T Tauri stars. I. Observation and immediate analysis. Astron. Astrophys.*, **165** (1986) 110-119.
- 13. R.M.Johnstone, M.V.Penston, A search for magnetic fields in the T Tauri Stars GW Ori, Co-347151 and RU Lup. Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 219 (1986) 927-941.
- 14. R.D.Mathieu, F.C.Adams, D.W.Latham, *The T Tauri spectroscopic binary GW Orionis*, *Astron. J.*, **101** (1991) 2184-2198.
- 15. В.С.Шевченко, К.Н.Гранкин, С.Ю Мельников, С.А.Ламзин, *Квазиалгол GW Огі. Природа затмений и оценка масс компонентов.* Письма в *Астрон. журн.*, **24** (1998) 614-621.
- 16. E.E.Mendoza. *Infrared photometry of T Tauri stars and related objects, Astrophys. J.*, **143** (1966) 1010-1014.
- 17. Л.И.Мосидзе, Трехцветная фотометрия нескольких звезд типа RW Возничего в ассоциации Orion TI, Телец ТI, Цефей Т2 и Возничего ТI. Переменные звезды, **16** (1987) 149-156.
- 18. J.A. Holtzmann, W. Herbst, J. Booth, *PhotometricVariations of Orion Population stars. IV. Coordinated spectroscopy in 1984/85 with some success for RY Tau, Astron. J.*, **92** (1986) 1387-1395.

НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ЗАГАДКИ GW ОРИОНА

- 19. J.Bouvier, C.Bertout, P.Boucher, Spots on T Tauri stars: the photometric database. Institut D'astrophysique de Paris, pre-publication, 229 (1988) 2-54.
- 20. J.Bouvier, C.Bertout, Spots on T Tauri Stars. Astron. Astrophys., 211 (1989) 99-114.
- 21. Н.З.Исмаилов, Спектральное и фотометрическое исследование молодых звезд. І. GW Ориона. Кинем. физ. небес. тел., №3 (1993) 65-70.
- 22. W.Herbst, D. K.Herbst, E. J.Grossman, D.Weinstein, Catalogue of UBVRI photometry of T Tauri stars and analysis of the causes of their variability, Astron.J., 108 (1994) 1906-1923.
- 23. M.Cohen, *Infrared observations of young stars-VIII. Spectra in the ten micron region*, MNRAS, **191** (1980) 499-509.
- 24. M.Cohen, R.D.Schwartz, Infrared observations of young stars. VII. Simultaneous optical and infrared monitoring for variability. Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 174 (1976) 137-155.
- 25. R.D.Mathieu, F.C.Adams, G.A.Fuller, E.L.N.Jensen, D.W.Koerner, A.I.Sargent, Submillimeter continuum observations of the T Tauri spectroscopic binary GW Orionis, Astron.J., 109 (1995) 2655-2669.
- 26. J.P.Berger, J.D.Monnier, R.Millan-Gabet, et al., First astronomical unit scale image of the GW Orionis triple system, Astron. Astrophys., **529** (2011) 1-4.
- 27. Н.З.Исмаилов, Ф.Н.Алимарданова, Г.Р.Бахаддинова, О.В.Халилов, *Исследование ультрафиолетового спектра молодых звезд. І. Метод обработки спектрограмм архива IUE, Вестник БГУ, №1 (2010) 167-173.*
- 28. Ch. Hayashi, *Stellar evolution in early phases of gravitational contraction*, *Publ. A. S. Jap.*, **13** (1961) 450-452.
- 29. R.B.Larson, Numerical calculations of the dynamics of a collapsing proto-star, MNRAS, 145, (1969) 271-295.
- 30.В.Г.Сурдин, С.А.Ламзин, Протозвезды: где, как и из чего формируются звезды, Москва "Наука", 1992.
- 31. W.Herbst, V.S.Shevchenko, A Photometric Catalog of Herbig AE/BE Stars and Discussion of the Nature and Cause of the Variations of UX Orionis Stars, Astron. J., 118 (1999) 1043-1060.
- 32. N.Z.Ismailov, Photometric observations of T Tauri stars: DI Cep, T Tau, V410 Tau, GW Ori, V649. Ori., Inform. Bull. Var. Stars, (IAU) 4470 (1997) 1-4.
- 33. K.N.Grankin, S.Yu.Melnikov, J.Bouvier et al., *The long-term photometric variability of classical T Tauri stars*, *Astron. Astrophys.*, **461** (2007) 183-195.
- 34. П.Н.Холопов, Переменные звезды, 8 (1951) 83.

GW ORI ULDUZUNUN MÜŞAHIDƏSINDƏKI QEYRI-ADILIKLƏR N.Z.İSMAYILOV, P.N.ŞUSTAREV, U.Ş.BƏŞIROVA, H.A.ABDI, G.B.MƏMMƏDXANOVA

İşdə T Buğa tipli spektral qoşa olan GW Ori sisteminin müşahidə nəticələri təhlil edilmişdir. İQ diapazonda spekl-interferometriya metodu ilə üçüncü komponentin aşkar olunması əvvəllər digər müəlliflər tərəfindən alınmış işıq əyrisinin interpretasiyasını mürəkkəbləşdirir və ziddiyyətli nəticələrə gətirir. Göstərilmişdir ki, ulduzəmələgəlmə nəzəriyyəsinin elementlərindən istifadə edərək GW Ori sistemində işıq əyrisindəki tutulmanın yox olmasını keyfiyyətcə izah etmək olar.

ENIGMATIC OBSERVATIONAL PROPERTIES OF GW ORI N.Z.İSMAILOV, P.N.SHUSTAREV, U.Sh.BASHIROVA, H.A.ABDI, G.B.MAMMADKHANOVA

The observational data of the T Tauri type spectroscopic binary system GW Ori has been analyzed. Third component of the system which had been discovered by spectr-interferometric method in the IR range have troubled the interpretation of the light curve and throw into confusion the results. It has been showed that by using of some elements of the star formation theory has been possible a quantitatively interpretation of the disappearance of eclipse in the light curve of system GW Ori.

Редактор: А.Аллахвердиев

UOT 53(091)

İLK AZƏRBAYCANLI FİZİK-PROFESSORLAR – RƏHİMBƏY MEHRƏLİ OĞLU MƏLİKOV VƏ BƏHRAM RÜSTƏM OĞLU MİRZƏYEV

ABBASOV ABBAS CİLOVDARLI

Azərbaycan MEA-nın Fizika İnstitutu AZ1143, Bakı, H. Cavid pr., 33 muzeyfizika@yahoo.com

Daxil olub: 03.06.2013			REFERAT
Çapa verilib:16.07.2013			Azərbaycan Demokratik Respublikasının qurulması ilə
-			Azərbaycanda Dövlət Universitetinin, sonradan Pedaqoji
			və Politexnik İnstitutlarının yaranması ölkədə yeni elmi
			inkişaf dövrünün başlanması ilə nəticələndi. Fizika
			elminin inkişafında və bu elm üzrə milli pedaqoji
			kadrların hazırlanmasında ilk fizik-professorlar Rəhimbəy
Açar sözlər: kafedra	müdiri,	fizika,	Mehrəli oğlu Məlikov və Bəhram Rüstəm oğlu Mirzəyev
professor,elmi tədqiqat.			elmi pedaqoji fəaliyyəti böyük yer tutur.

Azərbaycanda fəlsəfi fikrin və təbiət elmlərinin, (fizika, riyaziyyat və astronomiya) inkişafı yeni eradan da çox əvvəl başlamışdır. Arxeoloji qazıntılar zamanı tapılan qədim silahlar, əmək alətləri, məişət əşyaları, xalçalar, zərgərlik məmulatları və s. bu fikri təsdiq edir. Lakin, XI-XIII əsrlərdə Azərbaycanda fizika, astronomiya və riyaziyyat elmlərinin inkişafı böyük təbiətşünas alimlər Bəhmənyar Əl-Azərbaycani, Nizami Gəncəvi, Nəsirəddin Tusi və onların yetişdirmələri tərəfindən ən yüksək səviyyəyə çatmışdır.

1919-cu ildə Azərbaycan Demokratik Respublikası qurulan zaman Azərbaycanda Dövlət Universitetinin, sonradan Pedaqoji və Politexnik İnstitutlarının yaranması ölkədə yeni sürətli elmi inkişaf dövrünün başlanması ilə nəticələndi. Bir çox elm sahələri ilə olduğu kimi fizika elmi sahəsində də ilk elmi tədqiqat işlərinə əsasən bu ali təhsil müəssisələrində başlandı. 20-ci illərin əvvəllərində Azərbaycan Dövlət Universitetində professor S.N.Usatinin rəhbərliyi altında kristalların elektrik keçiriciliyi, elektroliz və polyarizasiya hadisələri tədqiq edilir, Politexnik Institutunda isə fizika kafedrasının assistenti İ. B. Kurçatov tərəfindən bərk cisimlərdə elektroliz məsələləri öyrənilirdi [1].

Ali təhsil müəssisələrinin yaranması ilə onların tərkibində müxtəlif elmi cəmiyyətlər də təsis olunurdu ki, bu cəmiyyətlər gələcək elmi-tədqiqat mərkəzlərinin əsasını təşkil etdilər. Məsələn, 1921-cü ilin axırlarında Universitetin nəzdində Təbiətşünaslar və Həkimlər Cəmiyyəti bir qədər sonra isə Şərqşünaslar və Həkimlər Cəmiyyəti yaradıldı. 1923-cü ildə N.Nərimanovun təşəbbusü və SSRİ EA-nın Ölkəşünaslıq Bürosunun müxbir üzvü, yazıçı Ə.B.Haqverdiyevin rəhbərliyi ilə Bakıda "Azərbaycanın tədqiqi və öyrənilməsi cəmiyyəti" adlanan yeni bir cəmiyyətin əsası qoyuldu. Müxtəlif elm sahələri üzrə elmi tədqiqat işləri ilə məşğul olan bu cəmiyyət tezliklə respublikanın baş elmi müəssisəsinə çevrildi. 1929-cu ildən "Azərbaycanın tədqiqi və öyrənilməsi cəmiyyəti" Azərbaycan Dövlət Elmi Tədqiqat İnstitutu adı ilə fəaliyyətinə davam etdi. Sovet İttifaqının neftə olan güclü marağının nəticəsi olaraq 1926-cı ildə Azərbaycanda rentgen fizikası və fiziki-kimya laboratoriyaları ilə təhciz olunmuş Neft Tədqiqatları İnstitutu(AzDETİ) yaradıldı. 1930-cu ildə isə Bakıda açılmış "Neft təhlükəsizliyi" Elmi-Tədqiqat İnstitutunun laboratoriyalarında fizika A.Q.Alfimovun rəhbərliyi ilə neft mədənlərində və zavodlarında iş şəraiti tədqiq edilir və zərərli cəhətləri aradan qaldırmaq yolları işlənib hazırlanırdı.

Bu dövrdə artıq respublikada 30-dan artıq elmi müəssisə fəaliyyət göstərirdi. AzDETİ- nin tərkibində humanitar elm sahələri üzrə 9 bölmə yaradılmışdır. 1932-ci ildə bu elmi müəssisələrin əsasında SSRİ EA-nın Zaqafqaziya Filialının Azərbaycan şöbəsi təskil olundu. 1935-ci ildə isə söbə SSRİ EA-nın Azərbaycan filialına çevrildi. Filialın

tərkibində kimya, botanika, zoologiya, tarix, etnoqrafiya və arxeologiya, dil və ədəbiyyat İnstitutu ilə yanaşı geologiya, fizika, energetika və torpaqşünaslıq bölməsi də fəaliyyətədə idi. İstitutların və bölmələrin qarşısında duran əsas məsələ onun milli kadrlarla təmin olunması idi.

Yeni elmi inkişaf dövrünün Azərbaycanın ali məktəblərində və elmi-tədqiqat müəssisələrində milli elmi və pedaqoji kadrların hazırlanması və elmi tədqiqat işlərinin təşkili məsələlərinin həlli əsasən Rusiyadan dəvət olunmuş alimlərin üzərinə düşürdü. Fizika elmi üzrə bu məsələlər, Azərbaycanda fizika elminin inkişafına köməyə gəlmiş, S.N.Usatıy, E.B.Lopuxin, A.İ.Mixaylevski, A.Q.Alfimov, Y.Q.Dorfman, İ.B.Kurçatov kimi rus, R.M.Məlikov və B.R.Mirzəyev kimi milli alimlərin rəhbərliyi və iştirakı ilə həll edilirdi. Etiraf etmək lazımdır ki, Rusiyadan dəvət olunmuş alimlər hər yerdə vicdanla çalışmış, fizika elminin inkişafının əsasını qoymuşlar. Onların hər biri haqqında sonrakı yazılarımızda ətraflı bəhs ediləcəkdir. Bu yazıda isə məqsəd Azərbaycanda fizika elmi sahəsində milli elmi və pedaqoji kadrların hazırlanmasında böyük xidmətləri olmuş iki azərbaycanlı fizika alimi professor R.M.Məlikovun və professor B.R.Mirzəyevin elmi və pedaqoji fəaliyyəti haqqında qısa məlumat verməkdir[2,3].

Professor R.M.Məlikov 1886-cı ildə Göyçay qəzasının Zərdab kəndində anadan



olmuşdur. Atası Mehrəli bəy ermənilər tərəfindən qətlə yetirildiyindən yetim qalmış altı yaşlı Rəhim bəy Bakıda, əmisi məşhur maarifçi ziyalı Həsən bəy Zərdabinin himayəsində böyümüşdür. O, 1906-cı ildə Bakı real gimnaziyasını bitirib, Kazan Universitetinin fizika-riyaziyyat fakultəsinə daxil olmuş və 1912-ci ildə təhsilini tamamlayıb təyinata uyğun olaraq Şimali Qafqazın kəndlərində fizika müəllimi işləmişdir.

R.M.Məlikov 1923-cü ildə Azərbaycan Xalq Komissarı Sovetinin Sədri N.Nərimanovun dəvəti ilə Bakıya gəlib Ali Pedaqoji İnstitutda fizika müəllimi kimi fəaliyyətə başlayir. O, çalışdığı birinci tədris ilində İnstitutda fizika kafedrasının və fizika kabinetinin əsasını qoymuşdur[4]. 1927-ci ildə Ali Pedaqoji İnstitutun Azərbaycan Dövlət Universitetinin pedaqoji fakultəsinin tərkibinə verilməsi ilə əlaqədar olaraq

R.M.Məlikov fəaliyyətini orada davam etdirmiş, Universitet tələbələrinə ana dilində fizikadan mühazirələr oxumuşdur.

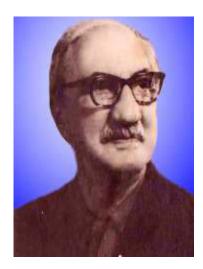
1930-cu ildən Azərbaycan Dövlət Pedaqoji İnstitutu Universitetin tərkibindən ayrılıb müstəqillik səlahiyyətlərini bərpa edir. Bu ildən R.M.Məlikov öz təşəbbüsü ilə yaranan Fizika kafedrasının dosenti və rəhbəri kimi pedaqoji fəaliyyətini davam etdirir. 1935-ci ildə İnstitutun elmi Şurası elmi və pedaqoji xidmətlərini nəzərə alaraq ona fizika elmi üzrə "professor" adı verilməsi barədə qərar çıxarmışdır. Pedaqoji İnstitutun tarixində R.B.Məlikov bu ada layiq görülmüş ilk azərbaycanlı fizika alimidir.

Ali məktəblərdə fənnlərin tədrisi keyfiyyətinin yüksəldilməsi, tədris üsulu və terminologiya məsələlərinin həlli o fənnləri tədris edən müəllimlərin üzərinə düşürdü. Bu məsuliyyəti ilk gündən dərk edən R.M.Məlikov Azərbaycanda fizikanın tədrisi üsulu elminin yaranması və inkişafı istiqamətində çox iş görmüşdür. Onun yaratdığı fizika kabineti uzun müddət tələbələrin pedaqoji təcrübəsinə xidmət etmiş,sonradan isə inkişaf edərək tədris laboratoriyalarına çevrilmişdir. R.M.Məlikov bu işlərlə kifayətlənməyərək dərsliklər yazmış, tədris laboratoriyaları yaratmış və fiziki terminlər lüğəti hazırlamışdır.

R.M.Məlikov yaşadığı repressiya illərinin təqib və təzyiqlərindən kənarda qalmamış, həmişə qorxu və sıxıntılar içərisində yaşamışdır. Azərbaycanın ilk fizik- professoru

R.M.Məlikov 1936-cı il fevral ayının 23-də mühazirə oxuyan zaman qəflətən vəfat etmişdir.

Azərbaycanda fizika elminin inkişafına və fizika sahəsində ilk elmi və pedaqoji kadrların hazırlanmasına böyük əmək sərf etmiş, alimlərdən biri də Bəhram Rüstəm oğlu



Mirzəyevdir. O, 1890-cı ildə Şuşada anadan olmuş, 1911-16-cı illərdə Sankt-Peterburq Universitetinin fizika-riyaziyyat fakultəsində təhsil almışdır. Vətəndaş müharibəsi dövründə ali təhsilli fizika müəllimi olan B.R.Mirzəyev Rusiyada və Ukraynada təhsilinə uyğun olmayan müxtəlif ağır işlərdə işləmiş və nəhayət əsgəri xidmətə cəlb olunmuşdur. O, 1921-ci ilin yazında əsgəri xidmətdən tərxis olunub Azərbaycana qayıdır və Bakının orta məktəblərində fizika fənni üzrə müəllimlik etmişdir.

Bəhram müəllim 1927-ci ildən Bakı Dövlət Universitetinin ümumi fizika kafedrasında müəllim işləmək təklifini qəbul edib elmi və pedaqoji fəaliyyıtini bu təhsil ocağında davam etdirir. O, eyni zamanda Azərbaycan Tibb Universititində də fizika müəllimi və Fizika kafedrasının müdiri kimi çalışmişdir.

İşinin çox olmasına baxmayaraq Bəhram müəllim bu illərdə fizikanın müxtəlif bölmələrinə aid dərsliklər yazmış, onları əlyazmaları şəklində tələbələrin istifadəsinə vermişdir. Pedaqoji fəaliyyətini və yazdığı əsərlərini nəzərə alaraq Bakı Dövlət Universitetinin Elmi Şurası 1930-cu ildən onu Ümumi fizika kafedrasının dosenti və kafedra müdiri seçmiş, 1938-ci ildə ona fizika-riyaziyyat elmləri namizədi elmi dərəcəsi vermişdir. Bundan bir il sonra isə B.R.Mirzoyev Elmi Şurada Ümumi fizika kafedrasının professoru seçilmişdir[5].

B.R.Mirzəyevin yazmış olduğu aşağıdakı kitablar əlyazmalar şəklində olsa da azərbaycan dilində yazılmış fizikaya aid ilk tədris vəsaitləri olmuşdur:

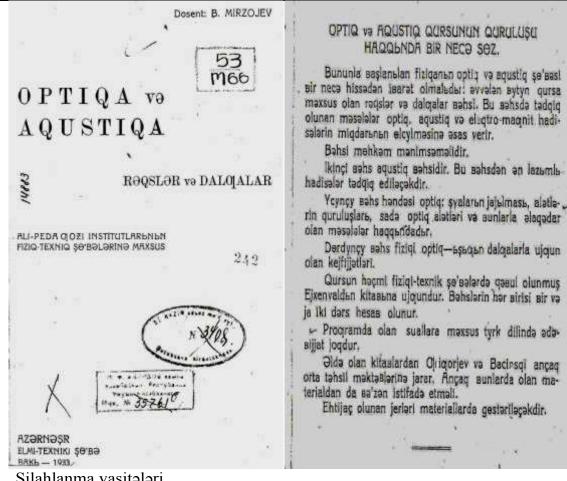
- 1. Fizikadan praktikum.
- 2. Optika və akustika.
- 3. Fizikadan terminlər lüğəti.
- 4. Elektrostatika və sabit cərəyan.
- 5. Riçardson effekti və radio.
- 6. Molekulyar fizikadan konspekt.

Maraqlıdır ki, Bəhram müəllimin 1933-cü ildə nəşr olunmuş 40 səhifəlik "Optika və akustika" kitabında ancaq mexaniki rəqslərə və dalğalara aid mövzulara yer verilmisdir[6].

Müəllifin kitaba yazdığı ön sözdə onun dörd hissədən ibarət olduğunu göstərmişdir. Görünür kitabın akustika, həndəsi optika və fiziki optika bölmələrindən bəhs edən hissələri çap edilməmiş, əlyazma şəklində istifadə edilmişdir. Bəhram müəllimin kitabları Universitet tələbələri üçün nəzərdə tutulmuş olsa da, ondan Azərbaycanda olan Pedaqoji, Sənaye, Politexnik institutlarının tələbələri və orta məktəblərdə çalışan fizika müəllimləri də istifadə etmişlər.

Prof. B.R.Mirzəyev asudə vaxtlarında əsasən elmi-tədqiqat laboratoriyalarında olur, maraqlandığı təcrübələri həyata keçirmək üçün qurğular düzəldir, təcrübələr aparırdı. O, Azərbaycan Dövlət Tibb Universitetində işlədiyi dövrdə özünün hazırladığı təcrübə qurğusunda qanın fiziki xassələrini və sıxlığını tədqiq etmiş, dəqiq nəticələr almışdır.O, təcrübələrini əsasən aşağıdakı məsələlərə həsr etmişdir:

- 1. Qanın sıxlığının təyini,
- 2. Bir qabdan digərinə benzin tökərkən təhlükəsizliyin təmini,
- 3. Qeyri-adi cərəyan düzləndiriciləri,



4. Silahlanma vasitələri.

B. Mirzəyevin 1933-cü ildə nəşr olunmuş "Optika və akustika" kitabının ön söz və titul səhifəsi.

Prof. B.R.Mirzoyev 1960-cı ildən 1968-ci ilə qədər Azərbaycan Dövlət Universitetinin Yarımkeçiricilər kafedrasının rəhbəri vəzifəsində çalışmışdır. Bu dövrdə o, kafedrada gənc tədqiqatçıların elmi işinə rəhbərlik etməklə yanaşı tələbələrə mühazirələr oxumus, laboratoriya və seminar dərsləri aparmışdır. Azərbaycan höküməti Bəhram müəllimin xidmətlərini yüksək qiymətləndirmiş ona Əməkdar Elm Xadimi fəxri adı vermişdir.

Prof. B.R.Mirzoyev 1976-ci ildə vəfat etmiş, Bakıda dəfn olunmuşdur.

Prof. B.R.Mirzoyev və R.B.Məlikov Azərbaycan Dövlət Universitetində və Pedaqoji Universitetdə azərbaycan dilində fizika fənnindən mühazirə oxumuş ilk milli fizika alimləridir.

- 1. Г.Б.Абдуллаев, Р.М.Сеидов, Развитие физики в Советском Азербайджане, *Известия АН Азерб. ССР, серия физ.- тех. и мат. наук,* **3** (1973) 5-7.
- 2. S.Qurbanov, R.B.Məlikov, Azərbaycan Məktəbi, 3 (1966) 10-11.
- 3. Y. Ə. Məmmədov, ADPU 1921-2006: 85, Bakı, ADPU, (2006) 306.
- 4. Z.Qaralov, A.Abaszadə, C.Qəhrəmanov, Abasqulu Abaszadə, Bakı, Pedaqoqika, (2005). 125.
- 5. A.Məhərrəmov, Bakı Dövlət Universiteti 90, Bakı, Bakı Universiteti, (2009) 250.
- 6. B.R.Mirzoyev, Rəqslər və dalğalar, Bakı, Azərnəşr Elmi-Texniki şöbə, (1933) 100.

ABBASOV ABBAS CILOVDARLI

ПЕРВЫЕ АЗЕРБАЙДЖАНЦЫ - ФИЗИКИ ПРОФЕССОРА РАГИМБЕК МЕХРАЛИ ОГЛЫ МЕЛИКОВ И БАХРАМ РУСТАМ ОГЛЫ МИРЗОЕВ

АББАСОВ АББАС ДЖИЛОВДАРЛЫ

Создание Бакинского Государственного Университета в годы установления Азербайджанской Демократической Республики, позже — Педагогического и Политехнического институтов, можно назвать началом развития науки и культуры в республике. В развитии физической науки и создании национальных кадров в этой области большое место занимает научная и педагогическая деятельность первых азербайджанцев, физиков, профессоров Р.М.Меликова и Б.Р.Мирзоева.

FIRST PHYSICS PROFESSORS, AZERBAIJANIS RAHIMBEY MEHRALI SON MELIKOV AND BAHRAM RUSTAM SON MIRZAEV

ABBASOV ABBAS CILOVDARLI

The years of the establishment of ADR with the creation of institutions has been the beginning of a period of rapid development of science and cuture in the country. Scientifik and pedagogic activity of the first professors at physics R.M.Melikov and B.R.Mirzaev have taken a great place in the development of physical science and the creation of national personnel.

Редактор:Н.Солтанова

(20.04.1937 - 9.04.1991)

RAFİL RZAYEV

Nüvə fizikası sahəsində böyük alim, yaxın dost, dünyasını qəflətən çox tez dəyişmiş gözəl bir insan haqqında yazmaq bir tərəfdən çox çətindir, digər tərəfdən isə şərəflidir

Rafil Əliaga oğlu Rzayev Səlyanın Qızılağac kəndində 1937-ci il aprelin 26-da anadan olmuşdur. Orta məktəbi medalla bitirərək BDU-nun fizika fakultəsinə daxil olmuşdur. 1957-ci ildə BDU-nun rektoru akademik Yusif Məmmədəliyevin təşəbbüsü ilə 7 istedadlı tələbə, arasında Rafil Rzayev də olmagla, M.B.Lomonosov adına Moskva Dövlət Universitetinə (MDU) təhsilini davam etdirməyə göndərildi. Rafil ilk gündən "Nəzəri fizika" kafedrasını seçdi. Bu dövr MDU-nun böyük addımlarla elmin zirvəsinə doğru irəlilədiyi yüksəlis dövrü idi. Burada tələbələrə və aspirantlara ideal şərait yaradılmışdı. Fizika fakültəsinin dekanı Dövlət mükafatı laureatı böyük təşkilatçı prof. Fursov, MDU-Stalin mükafatı laureatı akademik nun rektoru

İ.Q.Petrovski idi. MDU-da Sovet İttifaqının bütün respublikalarından və dünyanın əksər ölkələrindən gəlmiş tələbə və aspirantlar səmimi bir ailə halında, demokratik şəraitdə öz təhsilini və elmi işlərini davam etdirirdilər.

Rafil Pzaevin gələcəkdə nail olacaqı fundamental təhsili, elmi axtarışları, fədakar yaradıcılığı, qazanacağı böyük kəşfləri məhz bu "Nəzəri fizika" kafedrası ilə, onun böyük alimləri ilə, MDU-nun yaradıcı, təmiz abı-havası ilə sıx bağlı oldu.

O, 1961-ci ildə MDU-nu fərqlənmə diplomu ilə bitirir və 1962-ci ildə MDU-nun "Nəzəri fizika" kafedrasında aspiranturaya qəbul olur.

Rafil Rzayev 1965-ci ildə MDU-da Dövlət mükafatı laureatı İ.M.Ternovun rəhbərliyi ilə namizədlik dissertasiyasını çox uğurla müdafiə edir. Dissertasiyanın mövzusu "Polyarizələnmiş relyativictik zərrəciklərin maqnit sahəsində hərəkəti və şüalanması" adlanırdı. Burada əsas məqam sinxrotron şüalanmasında polyarizasiya effektlərinin oynadığı rolu hərtərəfli dəqiq müəyyən etmək idi. Polyarizasiya hadisələri yeni, unikal nəticələrə gətirir və prosesin naməlum cəhətlərini açıqlayır və gələcək üçün yeni imkanlar yaradır. Yeri gəlmişkən qeyd edək ki, bir qədər əvvəl Sokolov-Ternovun kəşf etdiyi "dairəvi orbit boyunca hərəkət edən elektronların spontan (özbaşına) polyarizasiyası effektində" Rafilin də müəyyən qədər xidməti olmuşdur.

1965-ci ildə Moskva vilayətindəki Serpuxovun yaxınlığında Protvinoda o dövr üçün Dünyada ən yüksək enerjiyə malik proton sürətləndiricisi U-70 (70-milyard elektron volta qədər sürətləndirən) artıq qurulrıb işə salınışdı. U-70-də zərrəciklər fantastik enerjiyə qədər sürətləndirilir. Lakin sürətləndirilmiş zərrəciklərin fiziki ölçmələr aparan eksperimental qurğulara yönəldilməsi üçün zərrəciklər sürətləndiricidən çıxarılmalıdır.Bu bütün fiziki kompleksin işinin çox mürəkkəb, incə və məsuliyyətli hissəsidir. Hər bir sürətləndiricinin səmərəli işi ciddi şəkildə yüksək enerjili dəstənin formalaşmasından asılıdır.

Müasir sürətləndiricilərdə fiziki tədqiqatların geniş proqramlarının yerinə yetirilməsi protonlarla yanaşı mezon (π və K), neytrino, myüon, antiprotondan ibarət ikinci zərrəciklərin müxtəlif dəstələrinin yaradılmasını da tələb edir. Bu dəstələr sürətləndiricidən çıxan ilkin protonların kənarda yerləşən hədəflə toqquşması zamanı yaranır.

RAFİL RZAYEV

Gənc elmlər namizədi Rafil Rzayevi 1966-cı ildə bu nəhəng sürətləndiricidə işləməyə dəvət edirlər. Beləliklə Rafil Yüksək Enerjilər Fizikası İnstitutunun (YEFİ) əsas heyətinə daxil olur. Rafil Rzayev YEFİ-də dəstələr şöbəsinə 25 il rəhbərlik etmiş, yüksək enerjilər fizikasında böyük nailiyyətlər qazanmış, yüksək elminə və xeyirxah insani keyfiyyətlərinə görə işlədiyi kollektivdə çox dərin iz buraxmışdır. Onun elmi nəticələri təkcə SSRİ-də deyil, həm də xarici elm mərkəzlərində: ABŞ (Fermi laboratoriyası), Bataviyada), İsveçrədə (TCERN), Fransada, İspaniyada, Almaniyada, İngiltərədə və beynəlxalq konfrans və seminarlarda etdiyi məruzələrdə böyük müvəffəqiyyət qazanmışdır.

O, 1990-cı ildə Protvinoda "YEFİ"-nin sürətləndiricisində kənar mənbələrdən alınan adron və neytrino dəstələrin işlənməsi və tədqiqi" mövzusunda doktorluq dissertasiyasını müvəffəqiyyətlə müdafiə etdi.

Rafil Rzayev artıq çox yüksək yetkinlik dövrünə çatmışdı. İndi onun daxilində baş qaldıran vətənə, xalqa, Azərbaycana xidmət etmək hissi onu Bakıya Fizika institutuna gətirdi və o, Respublikada yüksək enerjilər fizikası ilə yanaşı təcrübi nüvə fizikası yaratmaq, nüvə reaktorları almaq və ekoloji cəhətdən ən təmiz olan nüvə enerjisindən istifadə etmək arzusuna düşmüşdü. Bəlkə də onda Nüvə fizikası institutu yaratmaq ideyası vardı.

Rafil Rzayev sağ qalsaydı yəqin ki, bu son arzularını yerinə yetirə bilərdi. Çünki onun bu sahədə dərin biliyi, xarici elm mərkəzləri ilə əlaqəsi və ən ümdəsi onun yaradıcılıq enerjisi buna imkan verərdi. Lakin amansız əcəl ona bunları etməyə macal vermədi.

Əziz dostumuz, bizim fəxrimiz Rafil müəllim elminin çiçəkləndiyi dövründə 1991-ci ilin 9 aprelində 54 yaşında Bakıda ağır xəstəlikdən sonra dünyasını dəyişdi. Bu ağır xəbər bütün Azərbaycan fiziklərini, YEFİ-nin əməkdaşlarını, Rafili tanıyan xarici ölkələrin alimlərini çox kədərləndirdi və biz kimi itirdiyimizi ürək ağrısı ilə dərin həyəcanla hiss etməyə başladıq. Rafil Əliağa oğlu öz kəşfləri ilə dünya elmini zənginləşdirən və Azərbaycanı dünyaya tanıtdırmaq üçün əlindən gələni edən gözəl ziyalımız idi.

İndi biz Rafil Rzayevin nurlu xatirəsi qarşısında baş əyir və onu həmişə böyük qürur hissi ilə yad edirik.

Professor, Nəcəfov İsmət Məhəmməd oğlu

AZƏRBAYCAN MİLLİ ELMLƏR AKADEMİYASININ XƏBƏRLƏRİ Fizika-texnika və riyaziyyat elmləri seriyası, fizika və astronomiya 2013 №5

ΜI	IN	DƏ	RΙ	CA	\mathbf{T}

Akademik Bəhram Mehrali Oğlu Əsgərov – 80
Supersimmetrik $SU(2)\times U(1)\times U'(1)$ -modelində adi fermionlarin və onların super-
partnyorlarınıin hiqqs bozonlarla qarşılı təsiri
F.T.Xəlilzadə, B.İ.Mehdiyev, X.A.Mustafayev5
Maqnit sahəsində yarımkeçirici ifratqəfəslərdə altzonalararası udulma
H.B.İbrahimov, R.Q.Abaszadə, R.Z.İbayeva10
Şüşəvari halkogenid As-Se-S yarımkeçiricisinin quruluşunun formalaşmasında samarium
atomlarının rolu
R.İ.Ələkbərov, A.İ.İsayev, S.İ.Mehdiyeva, G.A.İsayeva, N.N.Eminova
$A^2B_2^3C_4^6$ birləşmələrində optik fononlar
T.H.Kərimova, N.A.Abdullayev, İ.Ə.Məmmədova, İ.Q.Nəsibov, Z.Bədəlova21
GaSb-FeGa _{1.3} evtektik kompozitin magnit xassələri
İ.X.Məmmədov, K.İ.Yanuşkeviç, M.İ.Əliyev, D.H.Araslı, R.N.Rəhimov,
A.Ə.Xəlilova, A.V.Qalyas
Qurğuşun selenidin ≤70nm qalınlıqlı nanotəbəqəsinin quruluşunun tədqiqi
A.M.Paşayev, O.İ.Davaraşvili, M.İ.Yenukaşvili, Z.Q.Axvlediani,
P.Q.Qulyayev, V.P.Zlomanov
TlInSe ₂ –TlGaTe ₂ sistemində kimyəvi qarşılıqlı təsirin xüsusiyyətləri
N.Ə.Əliyeva, A.İ.Nəcəfov, T.Q.Məmmədov, N.A.Eyubova41
Seolitlərin sıxlığının və tərkibindəki su buxarının miqdarının onların dielektrik spektrinə
təsiri
V.İ.Orbux, Q.M.Eyvazova, Ə.X.Muradov, N.N.Lebedeva, B.G.Salamov49
Nano Si- U_3O_8 sistemində qarşılıqlı fəaliyyət xüsusiyyətləri
A.A.Qəribov, A.İ.Nəcəfov, M.A.Ramazanov, R.S.Mədətov, A.A.Qəribli56
Mürəkkəb aşqarlanmış Ge <ga,sb,ni> kristalın elektroaktiv kompleks</ga,sb,ni>
E.M.İslamzadə, Z.Ə.Ağamalıyev, Z.M.Zəhrabəyova, H.X.Əjdərov64
Termik işlənmənin (Bi-Sn) xəlitəsinin ekstruziya olunmuş Bi _{0.7} Sb _{1.3} Te _{2.93} Se _{0.07} <dy></dy>
nümunələri ilə kontaktinin elektrik xassələrinə təsiri
B.Ş.Barxalov, T.C.Əliyeva, R.Y.Əliyev, R.Ə.İsmayilova70
TlSmSe ₂ və TlErSe ₂ birləşmələrinin maqnit xassələri və bəzi termodinamik parametrləri
M.Ə.Alcanov, R.Z.Sadıxov, E.M.Kərimova, M.C.Nəcəfzadə, K.M.Hüseynova76
Şüşəvari halkogenid As-Se-Te yarımkeçiricisinin quruluşuna aşqarlamanın təsiri
R.İ.Ələkbərov, A.İ.İsayev, S.İ.Mehdiyeva, G.A.İsayeva, H.K.Əkbərov80
PbTe <pb>-In+Ag+Au omik kontaktinin elektrik xassələri</pb>
T.C.Əliyeva, N.M.Axundova, G.Z.Bağıyeva
asılılığı və elektronların fermi enerjisinin psevdoparabolik modeli
E.R. Yüzbaşov, X.Ə.Həsənova, B.A. Tahirov92
FeGaInS ₄ laylı monokristalının dielektrik itkisinin tezlik və temperaturdan asılılığı
N.N.Niftiyev, O.B.Tağiyev, T.Ş.İbragimova, S.N.Niftiyev, F.M.Məmmədov100
İkinci komponentlə qidalandırılan ərintidən tam bircinsli InAs-GaAs monokristalların
alınma şərtləri
P.H. Əjdərov, V.K. Kazımova, M.Ə. Əkpərov, Ə.İ. Ələkpərov
Müxtəlif xarici təsirlərin suyun səthi gərilməsinə təsiri
N.Ə.Məmmədov, Q.İ.Qəribov, Ş.Ş.Ələkbərov, E.A.Rəsulov
Statistik metodlarla Böyük Qafqazin şimal-şərq yamacı çaylarının minimal axımının bidrə fizili yaralıtarintikalarının tədqiqi
hidrofiziki xarakteristikalarının tədqiqi
H.F.Fətdayev, X.Ə.Əsədov, M.M.Bəkirova
İridium silisidi strukturlarında informasiyanın sayılması prosesində səthi potensialın
profilinin zaman diaqramları
E.Ə.Kərimov

MÜNDƏRİCAT	
DR TAU ulduzunun işıq əyrisinin spektral furye analizi	
N.Z.İsmayilov, P.N.Şustarev, H.N.Adıgözəlzadə, G.B.Məmmədxanova	124
Tez firlanan CU Vir CPM ulduzunun kompleks tədqiqi	
S.H.Əliyev	129
HD198478 (55 CYG) ifratnəhəng ulduzu spektrlərində hidrogen və helium	xətlərinin
müşahidə xüsusiyyətləri	
Y.M.Məhərrəmov, Ə.M.Xəlilov, Ə.R.Həsənova, Ə.Ş.Baloğlanov	136
GW ORI ulduzunun müşahidəsindəki qeyri-adiliklər	
N.Z.İsmayilov, P.N.Şustarev, U.Ş.Bəşirova, H.A.Abdi, G.B.Məmmədxanova	145
İlk azərbaycanlı fizik-professorlar – Rəhimbəy Mehrəli oğlu Məlikov və Bəhra	m Rüstəm
oğlu Mirzəyev	
Abbasov Abbas Cilovdarlı	156
Rafil Rzayev (20.04.1937-09.04.1991)	161

AZƏRBAYCAN MİLLİ ELMLƏR AKADEMİYASININ XƏBƏRLƏRİ Fizika-texnika və riyaziyyat elmləri seriyası, fizika və astronomiya 2013 №5

\sim	<u></u>	N TO		n T	~
	()	N	l H.	IN	

Academician Bahram Mehrali oglu Askerov – 80
The interactions of the ordinary fermions and their superpartners with higgs bozons in
supersymmetric $SU(2)\times U(1)\times U'(1)$ - model
F.T.Khalil-Zade, B.I.Mehdiyev, Kh.A.Mustafayev
Intersubband absorption in semiconductor superlattices in magnetic field
G.B.Ibragimov, R.G.Abaszade, R.Z.Ibayeva
The roul samarium atoms in the structure formation of chalcogenide vitreous
semiconductors As-Se-S
R.I.Alekberov, A.I.Isayev, S.I.Mekhtiyeva, G.A.Isayeva, N.N.Eminova
Optical phonons in A ² B ³ ₂ C ⁶ ₄ compounds
T.G.Kerimova, N.A.Abdullayev, I.A.Mamedova, I.G.Nasibov, Z.Badalova21
Magnetic properties of GaSb-FeGa _{1.3} eutectic composite
I.Kh.Mammadov, K.I.Yanushevich, M.İ.Aliyev, D.H.Arasly,
R.N.Rahimov, A.A.Khalilova, A.V.Galyas
Investigation of the structure of lead selenide nanolayers at their thickness ≤70nm
A.M.Pashaev, O.I.Davarashvili, M.I.Enukashvili, Z.G.Akhvlediani,
R.G.Gulyaev, V.P.Zlomanov31
Characteristics of chemical interactions in the system TlInSe ₂ –TlGaTe ₂
N.A.Alieva, A.I.Najafov, T.G.Mammadov, N.A.Eyubova41
Influence of density of zeolites and the content of the water vapor on the dielectric
spectra
V.I.Orbux, G.M. Eyvazova, A.X.Muradov, N.N.Lebedeva, B.G.Salamov49
Properties of interaction in nano Si-U ₃ O ₈ system
A.A.Garibov, A.I.Najafov, M.A.Ramazanov, R.S.Madatov, A.A.Garibli
11. Elektrically active complex in codoped Ge <ga,sb,ni> crystal</ga,sb,ni>
E.M.Islamzade, Z.A.Aghamaliyev, Z.M.Zakhrabekova, G.Kh.Azhdarov
Influence of the annealing on electrical properties of contact (Bi-Sn) alloy with extruded
$Bi_{0,7}Sb_{1,3}Te_{2,93}Se_{0,07}$ C samples
B.Sh.Barkhalov, T.D.Aliyeva, R.Yu.Aliyev, R.A.Ismayylova
The magnetic properties and several thermodynamic properties of TlSmSe ₂ and TlErSe ₂
M.A.Aldjanov, R.Z.Sadikhov, E.M.Kerimova, M.C.Nadjafzade, K.M.Huseynova76
The influence of doping on the structure of chalcogenide glassy semiconductors As-
Se-Te P. I. Alakharay, A. Haayay, S. I. Makhtiyaya, G. A. Isayaya, G. K. Akharay, 20
R.I.Alekberov, A.I.Isayev, S.I.Mekhtiyeva, G.A.Isayeva, G.K.Akbarov80
Electric properties of ohmic contact PbTe <pb>-In+Ag+Au T.D.Aliyeva, N.M.Akhundova, G.Z.Bagiyeva</pb>
Temperature dependence of thermopower of the BI _{0.94} SB _{0.06} solid solution in the
temperature range 77÷300K and fermi energy of electrons: pseudoparabolic model
E.R. Yuzbashov, Kh.A. Gasanova, B.A. Tairov
Dependence of the dielectric loss of frequency and temperature in layered single crystals
FeGaInS ₄
N.N.Niftiyev, O.B.Taghiyev, T.Sh.Ibragimova, S.N.Niftiyev, F.M.Mammadov100
Conditions for growing fully uniform InAs-GaAs single crystals from the melt fed by the
second component
P.G.Azhdarov, V.K.Kazimova, M.A.Akperov, A.I.Alekperov
Influence of external factors on surface tension of water
N.A.Mammadov, G.I.Garibov, Sh.Sh.Alekberov, E.A.Rasulov
Research of hydrophysical characteristics of the minimum stream for rivers in the Greater
Caucasus northeast slope by statistical methods
H.F.Fatdayev, X.A.Asadov, M.M.Bekirova

CONTENTS

Reading information based on freight-related equipment with elements of the memory in
the iridium silicide structures
E.A.Kerimov
Spectral Fourier analysis of the summary light curve of DR TAU
N.Z.Ismailov, P.N.Shustarev, H.N.Adigezalzade, G.B.Mammadkhanova124
The complex study fast rotating MCP star CU Vir
S.H.Aliyev
Observation features of the hydrogen and helium lines in the spectra of the supergiant
star HD198478 (55 CYG)
Y.M.Maharramov, A.M.Khalilov, A.R.Hasanova, A.Sh.Baloqlanov136
Enigmatic observational properties of GW ORI
N.Z.Ismailov, P.N.Shustarev, U.Sh.Bashirova, H.A.Abdi, G.B.Mammadkhanova145
Professors Rahimbey Mehrali oglu Melikov and Bahram Rustam oglu Mirzoyev, the first
Azerbaijani physicists
Abbasov Abbas Cilovdarli
Rafil Rzayev (20.04.1937-09.04.1991)

AZƏRBAYCAN MİLLİ ELMLƏR AKADEMİYASININ XƏBƏRLƏRİ Fizika-texnika və riyaziyyat elmləri seriyası, fizika və astronomiya 2013 №5

СОДЕРЖАНИЕ
Академик Бахрам Мехрали оглы Аскеров – 80
Взаимодействия обычных фермионов и их суперпартнеров с хиггсовскими
бозонами в суперсимметричной $SU(2)\times U(1)\times U'(1)$ -модели
Ф.Т.Халил-Заде, Б.И.Мехтиев, Х.А.Мустафаев
Межподзонное поглощение света в полупроводниках со сверхрешеткой в
магнитном поле
Г.Б.Ибрагимов, Р.Г.Абасзаде, Р.З.Ибаева
Роль атомов самария в формировании структуры халькогенидных стеклообразных
полупроводников As-Se-S
Р.И.Алекберов, А.И.Исаев, С.И.Мехтиева, Г.А.Исаева, Н.Н.Эминова
Оптические фононы в соединениях $A^2B^3{}_2C^6{}_4$
Т.Г.Керимова, Н.А.Абдуллаев, И.А.Мамедова, И.Г.Насибов, З.И.Бадалова21
Магнитные свойства эвтектики GaSb-FeGa _{1.3}
И.Х.Мамедов, К.И.Янушкевич, М.И.Алиев, Д.Г.Араслы,
Р.Н.Рагимов, А.А.Халилова, А.В.Галяс
Исследование структуры нанослоев селенида свинца при толщинах ≤70нм
А.М.Пашаев, О.И.Даварашвили, М.И.Енукашвили, З.Г.Ахвледиани,
Р.Г.Гуляев, В.П.Зломанов
Особенности химического взаимодействия в системе TlInSe ₂ –TlGaTe ₂
Н.А.Алиева, А.И.Наджафов, Т.Г.Мамедов, Н.А.Эюбова
Влияние плотности цеолитов и содержания в них паров воды на диэлектрические
спектры
В.И.Орбух, Г.М.Эйвазова, А.Х.Мурадов, Н.Н.Лебедева, Б.Г.Саламов49
Особенности взаимодействия в системе нано $Si-U_3O_8$
А.А.Гарибов, А.И.Наджафов, М.А.Рамазанов, Р.С.Мадатов, А.А.Гарибли
Электроактивный комплекс в сложнолегированном кристалле Ge <ga,sb,ni></ga,sb,ni>
Э.М.Исламзаде, З.А.Агамалиев, З.М.Захрабекова, Г.Х.Аждаров
Влияние отжига на электрические свойства контакта сплава (Bi-Sn) с
экструдированными образцами $\mathrm{Bi}_{0.7}\mathrm{Sb}_{1.3}\mathrm{Te}_{2,93}\mathrm{Se}_{0.07}\mathrm{}$
Б.Ш.Бархалов, Т.Д.Алиева, Р.Ю.Алиев, Р.А.Исмайылова70
Магнитные свойства и некоторые термодинамические параметры соединений
TlSmSe ₂ и TlErSe ₂
М.А.Алджанов, Р.З.Садыхов, Э.М.Керимова,
М.Д.Наджафзаде К.М.Гусейнова
Влияние легирования на структуру халькогенидных стеклообразных
полупроводников As-Se-Te
Р.И.Алекберов, А.И.Исаев, С.И.Мехтиева, Г.А.Исаева, Г.К.Акберов80
Электрические свойства омического контакта PbTe <pb>-In+Ag+Au</pb>
Т.Д.Алиева, Н.М.Ахундова, Г.З.Багиева
Температурная зависимость термоэдс в сплаве $Bi_{0.94}Sb_{0.06}$ в области температур
77÷300К и энергия ферми электронов: псевдопараболическая модель
Э.Р.Юзбашов, Х.А.Гасанова, Б.А.Таиров
Зависимость диэлектрических потерь от частоты и температуры в слоистых
монокристаллах FeGaInS ₄
Н.Н.Нифтиев, О.Б.Тагиев, Т.Ш.Ибрагимова, С.Н.Нифтиев, Ф.М.Мамедов100
Условия роста однородных монокристаллов InAs-GaAs из расплава,
подпитываемого вторым компонентом
П.Г.Аждаров, В.К.Кязимова, М.А.Акперов, А.И.Алекперов
Влияние различных внешних факторов на поверхностное натяжение воды
Н.А.Мамедов, Г.И.Гарибов, Ш.Ш.Алекберов, Э.А.Расулов109

СОДЕРЖАНИЕ

Исследование гидрофизических характеристик минимального стока рек северо-
восточного склона Большого Кавказа статистическими методами
Г.Ф.Фатдаев, Х.А.Асадов, М.М.Бакирова116
Временные диаграммы профиля поверхностного потенциала в процессе
считывания информации в структурах силицида иридия
Э.А.Керимов120
Спектральный фурье-анализ кривой блеска DR TAU
Н.З.Исмаилов, П.Н.Шустарев, А.Н.Адыгезалзаде, Г.Б.Мамедханова124
Комплексное изучение быстровращающейся МСР-звезды CU Vir
С.Г.Алиев
Наблюдательные особенности линий водорода и гелия в спектре супергиганта
Hd198478 (55 Cyg)
Я.М.Магеррамов, А.М.Халилов, А.Р.Гасанова, А.Ш.Балогланов
Наблюдательные загадки GW Ориона
Н.З.Исмаилов, П.Н.Шустарев, У.Ш.Баширова, Г.А.Абди, Г.Б.Мамедханова145
Первые азербайджанцы-физики профессора Рагимбек Мехрали оглы Меликов
и Бахрам Рустам оглы Мирзоев
Аббасов Аббас Джиловдарлы156
Рафиль Рзаев (20.04.1937-09.04.1991)

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 - 20mm, right - 20mm) 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 TM (any version). Unaccepted manuscripts are not returned to the author. All manuscripts should be accompanied by a letter from the laboratory or university where the research has been carried out.

1. TITLE PAGE.

Each title page should contain:

- PACS, title of the paper, names of authors, name and address of the laboratory or university, e-mail where the research has been carried out, the abstract in language of the paper, key words.

2. REFERENCES

References should be listed in the order in which they appear in the text. The method of citation should be as follows:

- papers in periodicals: names of authors (A.A.Aliyev title of the paper), title of paper and periodical, volume or series number, year of publication, start and final pages;
- books and theses: names of authors, title of the paper or theses, title of the book or theses, place and year of publication, chapter number, start and final pages.

3. ABSTRACT.

Abstract should be typed on a separate sheet in other two languages and should not contain more than 70 words.

4. FIGURES.

Figures should be neatly drawn on a good white base or presented as photographs. Figures drawn larger than 125x160mm and smaller than 60x60mm will not be accepted. Captions of all figures must be typed on a separate sheet. The seamy 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., 33, 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 210х297мм через 1 интервал, соблюдая стандартные поля (сверху − 30мм, слева − 20мм, снизу − 30мм, справа − 20мм), шрифт в тексте нормальный, прямой 12, заголовок и авторы − жирным 12, организация, почтовый адрес, телефон, e-mail − нормальным 12, текст − спустя 2 интервала. Статьи должны быть представлены в двух экземплярах и на CD диске в формате Microsoft Word™, любая версия, шрифт Times New Roman. К статье должно прилагаться сопроводительное письмо с места работы авторов. Статьи, не принятые к печати, авторам не возвращаются.

1. ТИТУЛЬНЫЙ ЛИСТ.

На титульном листе статьи печатается УДК, через одну строку название статьи, инициалы и фамилии авторов, место работы, адрес организации с указанием почтового индекса, e-mail исследователей, аннотация на языке статьи, ключевые слова.

2. ЛИТЕРАТУРА.

Список литературы печатается в порядке упоминания в статье и оформляется следующим образом:

- для журнальных статей: инициалы и фамилии авторов, название статьи и журнала, том или серия, номер, год издания, начальная и конечная страница;
- для книг и тезисов: полное название книги или тезисов, инициалы и фамилии авторов, место и год издания, начальная и конечная страница.

3. АННОТАЦИЯ.

На отдельном листе печатается аннотация на остальных двух языках.

4 РИСУНКИ

Рисунки должны быть выполнены четко и представлены на СД диске в JPG формате. Размеры рисунков должны быть не более 125х160мм и не менее 60х60мм. 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 125х160мм. Статья не должна содержать более 5 таблиц.

6. АДРЕС.

АZ 1143, Баку, пр. Г.Джавида 33, Институт Физики НАН Азербайджана.

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

УЧРЕДИТЕЛЬ