

ISSN 1028-8546

Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyası
Fizika-Riyaziyyat və Texnika Elmləri Bölməsi
Fizika İnstitutu

3

Fizika

Cild

XIII

2007

Bakı * Elm

FeIn₂Se₄ LAYLI MONOKRİSTALININ DİELEKTRİK XASSƏLƏRİ

N.N. NİFTİYEV

Azərbaycan Dövlət Pedaqoji Universiteti, Az.1000, Bakı, Ü.Hacıbəyov, 34

O.B. TAĞIYEV

AMEA Fizika İnstitutu, Az 1143, Bakı, H.Cavid, 33

M.B. MURADOV

Bakı Dövlət Universiteti, Az 1145, Z.Xəlilov, 23

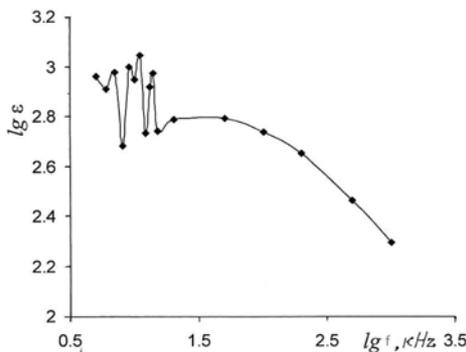
F.M. MƏMMƏDOV

AMEA Kimya Problemləri İnstitutu

İşdə FeIn₂Se₄ laylı monokristalının müxtəlif tezlik və temperaturalarda dielektrik nüfuzluğu və dielektrik itkisi bucağının tangensi tədqiq edilmiş və onların təcrübi qiymətləri hesablanmışdır. ε -nin böyük qiymət alması kristaldakı defektlər arasında elektronların sıçrayışlı mübadiləsi ilə əlaqədardır. Müəyyən edilmişdir ki, itki bucağının tangensi tezliklə tərs mütənəsbdir ($1/\omega$). Yüksək tezliklərdə (500 kHz və 1 MHz) temperatur artdıqca $tg\delta$ eksponensial qanun üzrə artır.

Son illər d təbəqəsi tamamilə dolmayan elementlər daxil olan üçlü xalkogenid birləşmələr qeyri-adi fiziki xassələri və praktik tətbiqləri sayəsində intensiv tədqiqatların obyektinə çevrilmişdir. Bu birləşmələr içərisində fiziki prosesləri az öyrənilmiş AB₂X₄ (burada A-Mn, Fe, Co, Ni; B-Ga, In; X-S, Se, Te) tipli böyük sinif materiallar xüsusi maraq kəsb edir [1-7]. Bu birləşmələrin əsasında lazerlər, işıq modulyatorları, fotodetektorlar, termorezistorlar və s. funksional qurğular yaratmaq üçün perspektivlidir. Hal-hazırkı işdə AB₂X₄ tipli birləşmələrə aid olan FeIn₂Se₄ monokristalının dielektrik xassələrinin tədqiqi nəticələri verilmişdir.

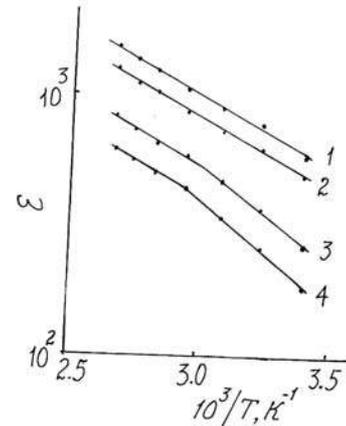
FeIn₂Se₄ monokristalı Bricmen metodu ilə alınmışdır. Rentgenoqrafik metodla müəyyən edilmişdir ki, FeIn₂Se₄ monokristalı qafəs parametrləri $a=4,18\text{Å}$, $c=19,47\text{Å}$, $c/a=4,65$ olan heksaqonal quruluşa kristallaşır [8]. FeIn₂Se₄ monokristalının bəzi elektrik xassələri [9] işində öyrənilmişdir. Dielektrik xassələrini öyrənmək üçün qalınlığı $\sim 0,1$ mm olan monokristal lövhələrdən onlara gümüş pastası vuraraq kondensatorlar hazırlanmışdır. Elektrik tutumunun ölçülməsi E7-20 ($25\div 10^6$ Hz) rəqəmli immetans ölçü cihazının köməyi ilə aparılmışdır.



Şəkil 1. FeIn₂Se₄ monokristalı üçün 295K temperaturda dielektrik nüfuzluğunun tezlikdən asılılığı.

Şəkil 1-də 295K temperaturda dielektrik nüfuzluğunun (ε) cərəyanının tezliyindən (f) asılılığı qrafiki verilmişdir. Qrafikdən görünür ki, $1\div 20$ kHz tezlik intervalında ε tezlikdən asılı olaraq $450\div 1150$ aralığında müəyyən qiymətlər alır. Sonra isə tezliyin artması ilə ($20\div 50$ kHz)

dielektrik nüfuzluğu $\varepsilon=630$ qiymətini alaraq bir qədər sabit qalır. Daha sonra isə 50 kHz tezlikdən başlayaraq ε -nin qiyməti tədricən azalaraq sonda ~ 200 qiymətini alır.

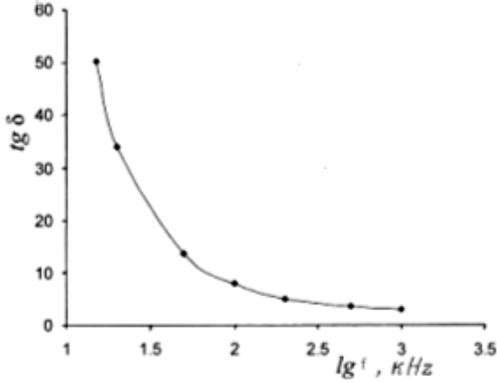


Şəkil 2. FeIn₂Se₄ monokristalı üçün müxtəlif tezliklərdə dielektrik nüfuzluğunun temperaturdan asılılığı: 1 -50 kHz, 2 -100 kHz, 3 -500 kHz, 4 -1 MHz.

Şəkil 2-də müxtəlif tezliklərdə FeIn₂Se₄ monokristalının dielektrik nüfuzluğunun temperatur asılılığı verilmişdir. Şəkildən görünür ki, temperaturun artması ilə ε artır. Aşağı tezliklərdə (1 və 2 əyriyə) bir düz xətt meyli müşahidə edilir. Daha yüksək tezliklərdə isə (3 və 4 əyriyə) dielektrik nüfuzluğunun temperatur asılılığı müxtəlif meyllərə malik iki düz xətdən ibarətdir. Yüksək temperaturda hissədə $\varepsilon \sim 1/T$ asılılığının meyli temperaturun artması ilə aşağı temperaturda nisbətən daha yavaş azalır. $295\div 375$ K temperatur intervalında və $50\div 1000$ kHz tezliklərdə dielektrik nüfuzluğunun qiyməti $180\div 1500$ intervalında dəyişir. Məlumdur ki, üçlü birləşmələrdə defektlər kristalın yetişmə prosesində əmələ gələ bilər [10]. ε -nin qiymətinin böyük olmasının səbəbi kristalda olan defektlər arasında elektronların sıçrayışlı mübadiləsidir [11-12]. Temperaturun yüksəlməsi ilə dielektrik nüfuzluğunun artması defektlərin konsentrasiyasının artması ilə əlaqədardır.

Şəkil 3-də FeIn₂Se₄ monokristalı üçün 295K temperaturda dielektrik itkisinin tangens bucağının ($tg\delta$) tezlikdən asılılığı qrafiki verilmişdir. Şəkildən görünür ki, tezlik

artdıqca itki bucağının qiyməti azalır. Bildiyimiz kimi, dielektrik itkisi dielektrlərdə elektrik enerjisinin istiliyə çevrilən hissəsi kimi özünü göstərir. Yarımkeçirici və dielektrlərdə itki kristalın quruluşundan və defektlərin təbiətindən asılıdır [13]. Defektlərin konsentrasiyasından asılı olaraq dielektrik itkisi on və yüz dəfələrlə dəyişə bilər.



Şəkil 3. FeIn₂Se₄ monokristalı üçün 295 K temperaturda dielektrik itkisinin tangens bucağının tezlikdən asılılığı.

Dielektrlərdə elektrik enerjisinin istiliyə çevrilmə mexanizmlərindən biri elektrik keçiriciliyi ilə əlaqədardır. Bildiyimiz kimi, kristalda sərbəst elektronlar elektrik sahəsindən enerji alaraq istiqamətlənmiş yerdəyişmə edərək elektrik cərəyanı yaradır və öz sərbəst hərəkətləri zamanı kristalın atom və molekulları ilə qarşılıqlı təsirdə olaraq (səpilərək) öz enerjilərinin müəyyən hissəsini itirirlər. Məlumdur ki, elektrik keçiriciliyi yüksək temperatur və aşağı tezliklərdə itki bucağının tangensinin qiymətini artırır [13]. FeIn₂Se₄ monokristalında elektrik keçiriciliyi 293÷393K temperatur intervalında 10⁻³-10⁻⁴ om⁻¹sm⁻¹ qiymətlərini alır [9]. Ona görə də FeIn₂Se₄ monokristalı üçün tgδ parametrinin qiyməti böyük olur. Bildiyimiz kimi C_R və R-in paralel birləşdirilməsi zamanı dielektrik itkisinin tangens bucağı

$$tg\delta = j_d/j_r = I/\omega C_R R \quad (1)$$

ifadəsi ilə təyin olunur. Burada j_a-aktiv, j_r-reaktiv cərəyan sıxlığı, ω-isə tezlikdir.

Zəif elektrik sahəsi üçün

$$j_a = \sigma E \quad (2)$$

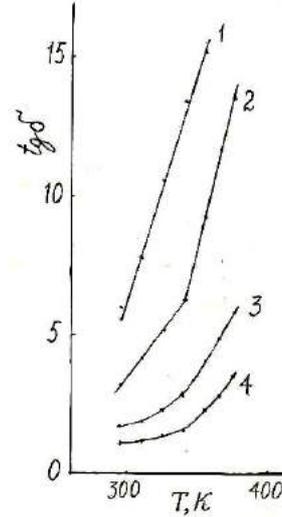
Om qanunu ödənilir. Digər tərəfdən dielektriki müstəvi kondensator kimi təsəvvür etsək, reaktiv cərəyanın sıxlığını aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$j_r = \omega \varepsilon \varepsilon_0 E \quad (3)$$

Burada ε₀ - elektrik sabiti, ε - isə dielektrik nüfuzluğu- dur. (2) və (3)-ü (1)-də nəzərə alsaq, alarıq:

$$tg\delta = j_d/j_r = \sigma / \varepsilon \varepsilon_0 \omega \quad (4)$$

FeIn₂Se₄ monokristalı üçün ε və σ -nın tezlikdən asılı olaraq dəyişməsi çox kiçik olduğu üçün nəzərə almasaq, itki bucağının tangensinin tezliklə tərs mütənasib (tgδ ~ 1/ω) asılılığı ödənilir. Belə ki, şəkil 3-dəki itki bucağının tangensinin tezlikdən asılılıq qrafiki (4) ifadəsinə uyğundur.



Şəkil 4. FeIn₂Se₄ monokristalı üçün müxtəlif tezliklərdə dielektrik itkisinin tangens bucağının temperaturdan asılılığı:
1 -50 kHz, 2 -100 kHz, 3 -500 kHz, 4 -1 MHz.

Şəkil 4-də müxtəlif tezliklərdə itki bucağının tangensinin temperaturdan asılılıq qrafiki verilmişdir. Şəkilədən görünür ki, müxtəlif tezliklərdə temperatur artdıqca isə itki bucağının tangensinin qiyməti artır. Tezlik artdıqca isə itki bucağının tangensinin qiyməti azalır. FeIn₂Se₄ monokristalında yüksək tezliklərdə (500kHz÷1Mhz) temperatur artdıqca tgδ keçiriciliklə şərtlənən eksponensial qanun üzrə artır [13].

Beləliklə, işdə FeIn₂Se₄ monokristalının müxtəlif tezlik və temperaturalarda dielektrik nüfuzluğu və dielektrik itki bucağının tangensini tədqiq edilmiş və onların təcürbi qiymətləri hesablanmışdır. ε-nun böyük qiymət alması kristaldakı defektlər arasında elektronların sıçrayışlı mübadiləsi ilə əlaqədardır. Müəyyən edilmişdir ki, itki bucağının tangensini tezliklə tərs mütənasibdir (1/ω). Yüksək tezliklərdə (500kHz və 1Mhz) temperatur artdıqca tgδ eksponensial qanun üzrə artır.

[1] T.Kanamato, H.İdo, T.Kaneko. J.Phys. Japan, 1973, v.34, №2, p.554.
[2] B.K.Babayeva. Troyniye poluprovodniki i ix prime-neniye. Kişinyev, Ştiinça, 1976, s.96. (Rusca)
[3] R.N.Bekimbetov, Yu. V.Rud, M.A.Tairov. FTP, 1987, t.21, №6, s.1051-1053.
[4] R.N.Bekimbetov. Neorqaniçeskoe materialı, 2002, t.38, №8, s.953-957. (Rusca).
[5] N.N.Niftiyev, O.B.Taqiev. Pismo v JTF, 2003, t.29, v.10, s.49-53. (Rusca).

[6] N.N.Niftiyev, M.A.Alidzhanov, O.B.Taqiev, M.B.Muradov, F.M.Mamedov.Ukr. J.Phys, 2004, v.49, №6, s.579-581.
[7] N.N.Niftiyev, O.B.Taqiev. Pismo v JTF, t.31, v.19, s.72-75. (Rusca)
[8] B.K.Babayeva, P.Q.Rustamov. V kn: İsledovaniya v oblasti neorqaniçeskiy i fiziçeskoy ximii (Baku, Nauka, 1977). (Rusca)
[9] N.N.Niftiyev, M.A.Alidzhanov, O.B.Taqiev, M.B.Muradov. FTP, 2003, t.37, v.2, s.173-175.

- [10] *S.A.Medvedov, S.N.Maksimovskiy, Yu. V.Klebkov, P.V.Şapkin.* Tellurid kadmiya, M., Nauka, 1968. (Rusca).
[11] *P. W.Zukowski, S.B.Kantorov, D.Maezka, V.F.Stelmakh.* Phys.st. Sol. (a), 1989, t.112, s.695.
[12] *P.V.Jukovskiy, S.B.Kantorov, D.Monçka, A.Rodzic, K.Kişak, V.Stelmax.* DAN Belarussii, 1993, t.37, s.41.
[13] *Yu. M.Poplavko.* Fizika dielektrikov. Vışaya şkola, 1980, s.400. (Rusca).

N.N. Niftiyev, F.M. Mamedov, O.B. Tagiyev, M.B. Muradov

THE DIELECTRIC PROPERTIES OF LAYERED MONOCRYSTALS FeIn₂Se₄

The dielectric constants and angle tangent of dielectric loss at different frequencies and temperatures for layered monocrystals FeIn₂Se₄ are explained and their experimental values are defined. The big value of ε is connected by electrons with hop exchange between defects, having in crystal are defined. It is established, that angle tangent of dielectric loss decreases in inverse proportion with the frequency ($\sim 1/\omega$). $tg\sigma$ increases on exponential law at high frequencies (500 kHz and 1 MHz with temperature increase).

Н.Н. Нифтиев, Ф.М. Мамедов, О.Б. Тагиев, М.Б. Мурадов

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СЛОИСТЫХ МОНОКРИСТАЛЛОВ FeIn₂Se₄

Исследованы диэлектрические проницаемости и тангенс угла диэлектрических потерь при различных частотах и температурах для слоистых монокристаллов FeIn₂Se₄ и определены экспериментальные их значения. Большое значение ε связано с прыжковым обменом электронами между имеющимися в кристалле дефектами. Установлено, что тангенс угла диэлектрических потерь уменьшается обратно пропорционально частоте ($\sim 1/\omega$). При высоких частотах (500 кГц и 1 МГц) с ростом температуры $tg\delta$ растёт по экспоненциальному закону.

Received: 28.02.07

ABOUT LIMITATION OF ELEMENTERY PARTICLES MASS

A.I. MUKHTAROV

*Baku State University, Baku, Azerbaijan,
ac. Z. Rhallilov str., 23*

R.M. IBADOV, U.R. KHODJAEVA

*Samarkand State University, Samarkand, Uzbekistan,
ibrustam@samdu.uz*

The simple examples of spontaneous breaking of various symmetries for the scalar theory with fundamental mass have been considered. Higgs' generalizations on "fundamental mass" that was introduced into the theory on a basis of the five-dimensional de Sitter space are found.

The concept of mass having its root in great antiquity still remains fundamental. Every theoretical and experimental research in classical physics and the quantum physics, related to mass - a step to an insight of the nature. Besides mass, other fundamental constants, such as Planck's constant \hbar and speed of light c , also play the most important role in modern theories. The first one is related to quantum mechanics, and the second one is related to the theory of relativity.

Characteristics and interactions of elementary particles (EP) can be described more or less in terms of local fields (LP) which in their turn regard to low representations of corresponding compact groups of symmetry. Concept of LP essentially is a synonym of concept EP. At present elementary particles are such kind of particles (real and hypothetical), characteristics and interactions of which could be adequately described in terms of LP. As we know, mass of EP m is Kazimir's operator of noncompact Poincare group, and those representations of the given group which are used in the quantum field theory (QFT), can take any values in an interval $0 \leq m < \infty$. Two particles today mentioned as EP can have masses different from each other on many orders. Formally standard QFT remains logically irreproachable circuit in cases when masses of particles can be comparable to masses of macromatters. Modern QFT does not forbid such physically nonsensical extrapolation. Probably it is the basic defect of the theory?

In 1965 M.A. Markov has put forward a hypothesis [1] according to which the spectrum of masses of EP should break on «planck mass»

$$m < m_{planck.} = \sqrt{\hbar c / G} \approx 10^{19} \text{ Gev} , \quad (1)$$

Here \hbar , c are known universal constants and G is a gravitational constant. The particles of limiting mass $m = m_{planck.}$ named by M.A. Markov as "maximons" are called to play a special role in the world of elementary particles. The concept of "maximon" is assumed as a basis of Markov's script of the early universe [2]. It is significant that in relation to QFT Markov's restriction (1) acts as an additional phenomenological condition. It does not affect structure of this theory in any way, and even for the description of maximon the standard theoretical-field device is used. New version of QFT, in basis of which the postulate-

M.A. Markov's principle about limitation of mass of elementary particles (1) is put alongside with traditional quantum and relativistic postulates, has been worked out by V.G. Kadyshevsky [3]. The key role in the approach developed by him belongs to 5-dimensional configuration representation. Remaining inherently four-dimensional, the theory assumes the original local Langrangian formulation in which dependence of fields on auxiliary fifth coordinate also is found as local. Internal symmetries in this formalism generate the gauge transformations localized in the same 5-dimensional configuration space. Thus Markov's condition is written down as $m \leq M$, considering limiting mass M simply as a certain new universal constant of the theory, so-called «fundamental mass» (FM). EP with $m = M$ are still called as maximons. In the limit $M \rightarrow \infty$ new QFT coincides with the usual field theory in which the spectrum of particles is unlimited. On a strict mathematical basis new parameter FM is entered in QFT which. Together with parameters of the standard quantum theory this parameter will play an essential role in high energy physics [4]. In work [5] geometrical interpretation of effect of spontaneous breaking of symmetry which plays a key role in standard model is advanced. This approach is related to an effective utilization in device QFT of 4-pulse de Sitter and anti-de Sitter's spaces with constant curvature. In our works [6] simple examples of spontaneous breakings of various symmetries for the scalar theory with FM have been considered and Higgs' generalizations on FM are cited.

In the given work we shall continue research on the basis of simple examples of spontaneous breakings of various symmetries for the scalar theory with FM. For this purpose we use Lagrangian formalism from works [3, 4].

Formulation of QFT with FM, discussed in work [4], is based on the quantum version of the de Sitter's equation, that is on the 5-dimensional equation of a field:

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial x^\mu \partial x_\mu} - \frac{\partial^2}{\partial x_5^2} - \frac{M^2 c^2}{\hbar^2} \right] \Phi(x, x^5) = 0 \quad \mu=0,1,2,3 \quad (2)$$

To every field in 5-space a wave function $\Phi(x, x^5)$ submitting with the equation (2) is compared. This is equivalent to the statement that $\Phi(x, x^5)$ the field in usual

space-time is described by wave function with the double number of components:

$$\Phi(x, x^5) \leftrightarrow \begin{pmatrix} \Phi(x, 0) \\ \frac{\partial \Phi(x, 0)}{\partial x^5} \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} \Phi(x) \\ \chi(x) \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Typical for this circuit the doubling of number of field degrees of freedom disappears at $M \rightarrow \infty$. At finite M the

analogue of a usual field variable should be considered $\Phi(x) = \Phi(x, 0)$, and function $\chi(x) = \frac{\partial \Phi(x, 0)}{\partial x^5}$ is auxiliary.

Now we shall consider simple examples of spontaneous breakings of various symmetries for the scalar theory with FM.

The Lagrangian of the real scalar field in frameworks of QFT with FM has the form [4]:

$$L_0(x, M) = \frac{1}{2} \left[\left[\frac{\partial \Phi(x)}{\partial x_n} \right]^2 + m^2 \Phi^2(x) + M^2 [\chi(x) - \cos \mu \Phi(x)]^2 \right]. \quad (4)$$

Taking into account interaction in (3), we can (4) write following:

$$L(x, M) = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \varphi(x)}{\partial x_\mu} \right)^2 - \frac{1}{2} m^2 \varphi^2(x) - \frac{M^2}{2} (\chi(x) - \cos \mu \varphi(x))^2 - \chi(x) U(\varphi(x)), \quad (5)$$

here $\cos \mu \equiv \sqrt{1 - \frac{m^2}{M^2}}$, where m - mass of the particles, described by field φ , and χ is the auxiliary field, playing a role in interaction, M - fundamental mass and $U(\varphi)$ is the unknown function describing interactions of particles.

Whether is possible to choose the interaction $L_{\text{int}} = \chi(x)U(\varphi(x))$ between fields $\varphi(x)$ and $\chi(x)$ that

Higg's potential for a field $\varphi(x)$ exists at exception of a field $\chi(x)$? Free Lagrangian (5) is invariant under transformation $\varphi \rightarrow -\varphi$ and $\chi \rightarrow -\chi$. But thus is necessary to demand, that $U(-\varphi) = -U(\varphi)$, that $U(\varphi)$ is an odd function of φ . Action for (5) is possible to be written as:

$$S = \int \left\{ \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial \varphi(x)}{\partial x_\mu} \right)^2 - m^2 \varphi^2(x) - M^2 (\chi(x) - \cos \mu \varphi(x))^2 \right] + \chi(x) U(\varphi(x)) \right\} d\varphi(x). \quad (6)$$

If we differentiate (6) on $\chi(x)$, we find:

$$\chi(x) = \cos \mu \varphi(x) + \frac{U(\varphi(x))}{M^2} \quad (7)$$

Substituting (7) in (6), we have:

$$L_{\text{tot}}(\varphi) = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial \varphi}{\partial x_\mu} \right)^2 - m^2 \varphi^2 + \frac{U^2(\varphi)}{M^2} + 2U(\varphi) \cos \mu \varphi \right], \quad (8)$$

that is invariant to $\varphi \rightarrow -\varphi$.

From breakings of discrete symmetry for usual scalar field it is known that Higg's potential looks like:

$$V(\varphi) = -\frac{1}{2} m^2 \varphi^2 + \frac{1}{4} \lambda^2 \varphi^4, \quad (9)$$

where λ is the dimensionless constant describing interaction between particles.

Let find a kind of $U(\varphi)$ function that in (8) potential Higgs to appear. We shall consider the Lagrangian (8) at

$$m \rightarrow im, \text{ then } \cos \mu = \sqrt{1 - \frac{m^2}{M^2}} \rightarrow ch\mu' = \sqrt{1 + \frac{m^2}{M^2}}.$$

Potential energy (9) shall look like:

$$V(\varphi) = -\frac{1}{2} m^2 \varphi^2 - \frac{U^2}{2M^2} - U(\varphi) ch\mu' \varphi. \quad (10)$$

Comparing (10) and (9), for $U(\varphi)$ we have two different roots (real and imaginary) at $\varphi^2 < \frac{2M^2 ch^2 \mu'}{\lambda^2}$ and one

$U(\varphi) = -M^2 ch\mu' \varphi$ at $\varphi^2 = \frac{2M^2 ch^2 \mu'}{\lambda^2}$. It results to that

$L_{\text{tot}}(\varphi)_{\text{Higgs}} = L_{\text{max imon}}^0(\varphi)$, i.e.

$$L_{\text{max imon}}^0(\varphi) = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x_\mu} \right)^2 - \frac{1}{2} M^2 \varphi^2. \quad (11)$$

Now we shall consider a case when $L_{\text{int}}(\varphi) = -\frac{\lambda^2}{4} \varphi^2 \chi^2$. At $m \rightarrow im$ Lagrangian (5) shall look like:

$$L_{tot}(\varphi) = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial \varphi}{\partial x_\mu} \right)^2 + M^2 sh^2 \mu' \varphi^2 - M^2 (\chi - ch\mu' \varphi)^2 - \frac{\lambda^2}{2} \varphi^2 \chi^2 \right], \quad (12)$$

where $Msh\mu' = m$.

If we differentiate (12) on χ , we find: $\chi = \frac{M^2 ch\mu' \varphi}{M^2 + \frac{\lambda^2 \varphi^2}{2}}$. Now (12) shall look like:

$$L_{tot}(\varphi) = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial \varphi}{\partial x_\mu} \right)^2 + M^2 sh^2 \mu' \varphi^2 - \frac{\lambda^2}{2} \varphi^2 \left(\frac{\lambda^2 \varphi^2}{2M^2} + 1 \right) \frac{M^4 ch^2 \mu' \varphi^2}{(M^2 + \frac{\lambda^2 \varphi^2}{2})^2} \right]. \quad (13)$$

This is one of Higg's generalizations on fundamental mass. From (13) at $M \rightarrow \infty$ we shall receive the usual Higg's Lagrangian:

$$\lim_{M \rightarrow \infty} L_{tot}(\varphi) = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial \varphi}{\partial x_\mu} \right)^2 + m^2 \varphi^2 - \frac{\lambda^2 \varphi^4}{2} \right]. \quad (14)$$

In case of spontaneous breaking of global symmetry $U(1)$ we have:

$$\begin{aligned} L_{tot}(x) &= \left| \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right|^2 - m^2 |\varphi|^2 - M^2 |\chi - \cos \mu \varphi|^2 - \frac{\lambda^2}{2} |\chi|^2 |\varphi|^2 = \\ &= \left| \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right|^2 - M^2 |\varphi|^2 - M^2 |\chi|^2 + M^2 \cos \mu |\chi \bar{\varphi} + \varphi \bar{\chi}| - \frac{\lambda^2}{2} |\chi|^2 |\varphi|^2, \end{aligned} \quad (15)$$

at $m \rightarrow im$, then

$$L_{tot}(x) = \left| \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right|^2 - M^2 |\varphi|^2 - M^2 |\chi|^2 + M^2 ch\mu' |\chi \bar{\varphi} + \varphi \bar{\chi}| - \frac{\lambda^2}{2} |\chi|^2 |\varphi|^2. \quad (16)$$

This Lagrangian differs from (15) by its sign before m^2 , but still invariant to group of global transformations:

$$\begin{aligned} \varphi(x) &\rightarrow \varphi(x) = e^{ig\varepsilon} \varphi(x), & \varphi^*(x) &\rightarrow \varphi^*(x) = e^{ig\varepsilon} \varphi^*(x) \\ \chi &\rightarrow \chi(x) = e^{ig\varepsilon} \chi(x), & \chi^*(x) &\rightarrow \chi^*(x) = e^{ig\varepsilon} \chi^*(x) \end{aligned} \quad (17)$$

Taking a derivative from (16) on χ and $\bar{\chi}$, we shall find the equation of motion for $\bar{\chi}$ and χ accordingly:

$$-M^2 \bar{\chi} + M^2 ch\mu' \bar{\varphi} - \frac{\lambda^2}{2} |\varphi|^2 \bar{\chi} = 0 \quad \text{and} \quad -M^2 \chi + M^2 ch\mu' \varphi - \frac{\lambda^2}{2} |\varphi|^2 \chi = 0$$

From these equations we find: $\bar{\chi} = \frac{ch\mu' \bar{\varphi}}{1 + \frac{\lambda^2}{2M^2} |\varphi|^2}$

and $\chi = \frac{ch\mu' \varphi}{1 + \frac{\lambda^2}{2M^2} |\varphi|^2}$. Having substituted these values in

(16), we shall find:

$$L_{tot}(x) = \left| \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right|^2 - V(\varphi), \quad (18)$$

where $V(\varphi)$ is Higg's potential

$$V(\varphi) = M^2 |\varphi|^2 - \frac{M^2 ch^2 \mu' |\varphi|^2}{1 + \frac{\lambda^2}{2M^2} |\varphi|^2}. \quad \text{This potential has the}$$

minimum $V_{\min}(|\varphi|) = -\frac{2M^4}{\lambda^2}(ch\mu' - 1)^2$ at $|\varphi|^2 = \frac{2M^2}{\lambda^2}(ch\mu' - 1)$.

In a flat limit $M \rightarrow \infty$ (18) will have a usual form. If we shall write as $V_{New}(|\varphi|) = V(|\varphi|) - V_{\min}(|\varphi|)$ then we have:

$$V_{New}(|\varphi|) = \frac{\lambda^2}{2} \frac{\left[|\varphi|^2 - \frac{h^2}{2}\right]^2}{1 + \frac{\lambda^2}{2M^2}|\varphi|^2}, \quad (19)$$

where $\frac{h^2}{2} = \frac{2M^2}{\lambda^2}(ch\mu' - 1)$, this quantity at $M \rightarrow \infty$ is equal $\frac{m^2}{\lambda^2}$. At $M \rightarrow \infty$ (19) has a usual

form $\lim_{M \rightarrow \infty} V_{New}(|\varphi|) = \frac{\lambda^2}{2} \left(|\varphi|^2 - \frac{m^2}{\lambda^2}\right)^2 = V$. It is obvious, that

function (19) $V_{New}(|\varphi|)$ has a minimum at

$|\varphi_0|^2 = \frac{2M^2}{\lambda^2}(ch\mu' - 1)$. It is always possible to choose as

vacuum material value $\varphi_0 = \frac{\sqrt{2}M}{\lambda} \sqrt{ch\mu' - 1}$. For $L_{tot}(x)$

we receive expression:

$$L_{tot}(x) = \left| \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right|^2 + \frac{\lambda^2}{2} \frac{\left[|\varphi|^2 - \frac{h^2}{2}\right]^2}{1 + \frac{\lambda^2}{2M^2}|\varphi|^2}. \quad (20)$$

This Lagrangian invariant to global gauge $U(1)$ - transformation: $\varphi \rightarrow \varphi' = \varphi e^{i\alpha}$. The system described by Lagrangian (20), has spontaneously broken symmetry $U(1)$. Now the point $\varphi(x) = \bar{\varphi}^*(x) = 0$ does not corresponding with a minimum of energy. There any point on a circle of radius $R = \sqrt{2} \frac{M^2}{\lambda} \sqrt{ch\mu' - 1}$ is agree with a minimum of energy. We can choose as stable vacuum any position, situated on a circle of radius R , that is all states are equivalent because of change concerning transformation (17). We shall choose value of gauge phases $\alpha = 0$, uniform for all the world, and we shall write down $\varphi(x)$ in the form of real and imaginary parts:

$$\varphi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} (h + \varphi_1(x) + i\varphi_2(x)), \quad (21)$$

here $\varphi_1(x)$ and $\varphi_2(x)$ are two material fields, describing excitation of system concerning vacuum $\varphi(x) = \frac{h}{\sqrt{2}}$. At transition to stable vacuum $U(1)$ invariance is broken, as the phase of function φ is fixed.

In new variables for Lagrangian (20) we have:

$$L_{tot}(\varphi) \Rightarrow L_{tot}(\varphi_1, \varphi_2) = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \varphi_1(x)}{\partial x_\mu} \right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \varphi_2(x)}{\partial x_\mu} \right)^2 + \frac{\lambda^2}{8} \frac{(\varphi_1^2 + 2h\varphi_1 + \varphi_2^2)^2}{1 + \frac{\lambda^2}{4M^2} [(h + \varphi_1)^2 + \varphi_2^2]}. \quad (22)$$

As a result of spontaneous breaking of symmetry the goldstone scalar massless particle φ_2 and the real scalar particle φ_1 with mass $m_1 = \frac{\lambda h}{\sqrt{1 + \frac{\lambda^2 h^2}{4M^2}}}$ have appeared. At

$M \rightarrow \infty$ we have $m_1 = \sqrt{2}m$.

Acknowledgement

R.I. and U.Kh. gratefully acknowledges support by the Volkswagenstiftung.

- [1] *M.A. Markov*. Supplement of the Progress of Theoretical Physics, Commemoration Issue for 30th Anniversary of Meson Theory by Dr. H.Yukawa, 1965, p.85.
- [2] *M.A. Markov*. Preprint INR, P-0207, 1981; P-0286, 1983; Markov M.A., Mukhanov V.F. Preprint INR, P-0331, 1984.
- [3] *V.G. Kadyshevsky*. Preprint JINR, Dubna, P2-84-753, 1984; Kadyshevsky V.G., On the Question of Finiteness of the Elementary-Particle Mass Spectrum, Physics of Elementary Particles and Atomic Nuclei, V.29, (1998), part 3., p.227.
- [4] *V.G. Kadyshevsky*, Nuclear Physics, B141, p.477, 1978; *V.G. Kadyshevsky*, Particles and Nuclei, II, i.1, 1980, p.5; *V.G. Kadyshevsky, M.D. Mateev*, Nuovo Cimento, 1985, A87, p324; *M.V. Chizhov, A.D. Donkov, R.M. Ibadov, V.G. Kadyshevsky and M.D. Mateev*, Nuovo Cimento, v.87A, N 3, p.350, 1985; v.87A, p.373, 1985; *R.M. Ibadov, V.G. Kadyshevsky*. Int. Symp. On Selected Topics in Statistical Mechanics Dubna-1989 world Scientific, p.131-156, 1989.
- [5] *V.G. Kadyshevsky, M.D. Mateev, V.N. Rodionov, A.S. Sorin*. arXiv: hep-ph/0512332 v1 26 Dec 2005.
- [6] *U.R. Ibadova*. Bulletin of SamSU, №3, 60, (2002); *Umida R.Ibadova* arXiv:hep-th/0406008, *Umida Khodjaeva* arXiv:hep-th/0602287.

A.I. MUKHTAROV, R.M. IBADOV, U.R. KHODJAEVA

A.İ. Muxtarov, R.M. İbadov, U.R. Xocayeva

ELEMENTAR ZƏRRƏCİKLƏRİN KÜTLƏ MƏHDUDİYYƏTİ HAQQINDA

Fundamental kütləli skalyar nəzəriyyənin köməyi ilə müxtəlif simmetriyaların spontan pozulmasına aid sadə misallar təhlil edilmişdir. “Fundamental kütlə” üçün Higgs ümumiləşməsi tapılmışdır. Bu ümumiləşmə nəzəriyyəyə de-Sitterin beş ölçülü fəzası əsasında daxil edilmişdir.

А.И. Мухтаров, Р.М. Ибадов, У.Р. Ходжаева

ОБ ОГРАНИЧЕНИИ МАСС ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Рассмотрены простые примеры спонтанного нарушения различных симметрий для скалярной теории с фундаментальной массой. Найдены обобщения Хиггса на “фундаментальную массу”, которые введены в теорию на основе пятимерного пространства де-Ситтера.

Received: 17.01.07

SEARCH FOR THE CRITERIA TO SELECT OF MULTINUCLEON COLLISIONS

Y.H. HUSEYNALIYEV^{1,2}, M.K. SULEYMANOV^{3,4}, O.B. ABDINOV³, A.S. VODOPIANOV⁴

1) Bahauddin Zakaria University, Multan; 2) Sumgayit State University, Sumgayit;

3) Institute of Physics of NASA, Baku; 4) Joint Institute for Nuclear Research, Dubna

The experimental results on properties of multinucleon $\pi^{12}C$ interactions at $p_{\pi^-} = 40$ GeV/c are discussed. To select the multinucleon interactions the criteria was used that the number of identified protons (with momentum $p_p < 1$ GeV/c) great or equal 2 for an event. To analyze the properties of the multinucleon events the variable R was used. The values of the R , were determined as a ratio between the inclusive spectra of π^\pm - mesons (protons) emitted in multinucleon events and in the all ones. We have studied the ρ_\perp -, β^0 - and T - dependences of the R . It is shown that the main characteristics of pions for the multinucleon events do not differ from ones for all events. There is no correlation between the processes of pion production and the emission of protons for the chosen events. We obtained that the region of multinucleon processes could be fixed using the values 3-4 of a proton number.

Introduction

One of the main trends of the advancement of modern high-energy physics is the study of strongly interacting matter under extreme conditions (high temperatures and/or densities of the baryon charge). This scenario could have arisen at the early stages of the Universe evolution, in the process of formation of neutron stars, and they can be brought about under laboratory conditions in collisions of relativistic heavy nuclei. According to the currently available theoretical notions, strongly interacting matter may be subjected to a series of phase transitions with increasing temperature and/or density of the baryon charge, among which is the first-order phase transition of restoration of special symmetry of strong interactions - chiral symmetry that is strongly violated at low temperatures and/or densities of the baryon charge. These phases are determined by temperatures and baryon densities that can be achieved in the process of collision depending on energy and atomic number of accelerated nuclei.

Studying the characteristics behavior of the hadron-nuclear and nuclear-nuclear interactions as a function of collision centrality (Q) is an important experimental method to get information about changes in the nuclear matter phase, because the increasing Q could lead to the growth of the nuclear matter baryon density. In other words, the regime change in the behavior of some centrality depending characteristics of events is expected by variation of Q to be a signal on phase transition. This method is considered to be the best tool for reaching the quark-gluon plasma phase of strongly interacting matter. Some experimental results have already demonstrated the existence of the regime changes in the event characteristics behavior as a function of the collision centrality [1-8]. The regularity is observed for hadron-nuclear [1-2], heavy [3-7] and light nuclear [8] interactions in a large domain of nuclear masses and initial energies. It has also been observed for the behavior of some centrality characteristics of π -mesons, nucleons, fragments, strange particles and even for those of J/ψ . It is necessary to touch upon any other question which is very important for the centrality experiments. It is clear that the centrality of collisions Q can not be defined directly in the experiment. In different experiments the values of Q are defined as a number of identified protons, projectiles' and targets' fragments, slow particles, all particles, as the energy flow of particles with emission angles $\theta \cong 0^\circ$ or with $\theta \cong 90^\circ$. Apparently, it is not simple to compare quantitatively the results on Q -dependencies obtained in different papers; on

the other hand the definition of Q could significantly influence the final results. So it is necessary to understand what centrality Q is. Usually for a chosen variable to fix Q it is supposed that its values have to increase linearly with a number of colliding nucleons or baryon density of the nuclear matter. The simplest possibility to fix the centrality is to use a number of proton emitted in reactions -- to consider the multinucleon processes. The physics of these processes serves as a bridge which joins the study of high energy mechanisms of particle production and that of new phases of strongly interacting matter. But there is one very important question what is the criteria to experimentally separate the multinucleon processes? What are boundary values of chosen variables after which new, multinucleon physics could start?

To answer the above questions is a main goal of this paper. To achieve this goal the $\pi^{12}C$ -interactions at $P_{\pi^-} = 40$ GeV/c were used. The events could give the unique possibility to study fragmentation of the nuclear target because the projectile fragments could be separated easily from target ones. Other important point of the interactions under consideration is that the interactions with light nuclei as well as ^{12}C could clearly show a connection between the collisions of the free nucleon targets and with nucleon in nuclear medium to get further information on the states of nuclear matter.

Experimental results

Using the experimental data on $\pi^{12}C$ - interactions at $P_{\pi^-}=40$ GeV/c obtained from the 2m propane bubble chamber of JINR (Dubna) [9] the relative inclusive spectra (R) of the π^\pm - mesons and protons (with momentum $p_p < 1$ GeV/c) were analyzed separately as a function of the variables: the transverse momentum p_i , the $\beta^0 = (E_i - P_{Li})/m_N$ (E_i , P_{Li} and m_N are the total energy and longitudinal momentum of particles in lab. system and the mass of nucleon accordingly) [10] and the kinetic energy T of the particles in lab. system.

The chamber, placed in a magnetic field of 1.5 T, was exposed to beams of light relativistic nuclei at the Dubna Synchrophasotron [11]. Practically all secondaries, emitted at a 4π total solid angle, were detected in the chamber. All negative particles, except those identified as electrons, were considered as π^- mesons. The contaminations by misidentified electrons and negative strange particles do not exceed 5 and 1%, respectively. The minimum momentum for pion registration was about 70 MeV/c. The protons were selected by a statistical method applied to all positive

particles with a momentum of $|p| > 500$ MeV/c (slow protons were identified with $|p| \leq 700$ MeV/c by ionization in the chamber).

The $N_{tot}=8791$ $\pi^{12}C$ events were used and the corresponding inelastic cross section was $\sigma_{ine}=(87.5\pm 1.0)$ mbn. [12] The interaction of the projectiles with “quasi-free” nucleons of the target were not taken into account.

The values of R were determined as a ratio of the spectrum of dN/dp_t ; $dN/d\beta^0$ and dN/dT obtained in the events with $N_p \geq 2$ (multinucleon events - mn) to the similar ones in all events. The 3571 multinucleon events were found and analyzed by us.

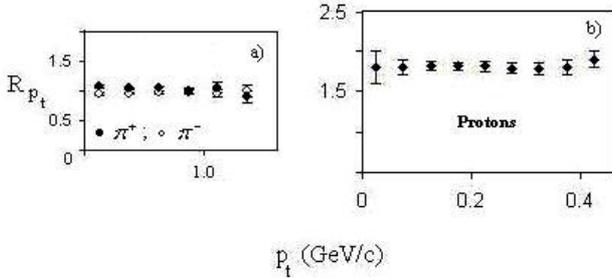


Fig. 1a-b: The values of R_{p_t} as a function of p_t : a) π^\pm -mesons and b) protons emitted in the $\pi^{12}C$ -interactions at $P_{\pi}=40$ GeV/c.

The obtained results are presented in Figs. 1a, b-3a, b. It can be seen that the values of R do not depend on the values of the p_t for pions and protons (Fig. 1a, b) –first result. There are some dependencies for the values of R (for protons at

values of $\beta^0 > 1.0$ and for pions and T for pions at lower values of β^0 (Fig. 2a, b) –second result. It is also seen that the values of R for protons (Fig. 3b) and for negative pions (Fig. 3a) do not depend on T (third result) but there are some points at lower values of T for which the values of R for positive pions all more than 1.0 (fourth result).

The ratio of average values of the multiplicity for pions and protons produced in the multinucleon events and in all events are shown in following table. It is seen that values of average multiplicity are almost equal for both events and do not depend on the pion charge. In selected multinucleon events the average values of protons are 80% more than in all $\pi^{12}C$ -ones. So it can be said that almost double proton number does not lead to significant changes in the produced pion spectrum and their multiplicity in an event. It could be understood that there is no correlation between the processes of pion production and the emission of protons. One of the explanations of it could be that there are many protons among the chosen ones (for example see [13]), which become evaporated.

Table
The ratio of the average values of multiplicity.

Type of particles	$\langle n_{mn} \rangle / \langle n_{tot} \rangle$
π^+ mesons	0.96 ± 0.03
π^- mesons	1.05 ± 0.02
Protons	1.81 ± 0.02

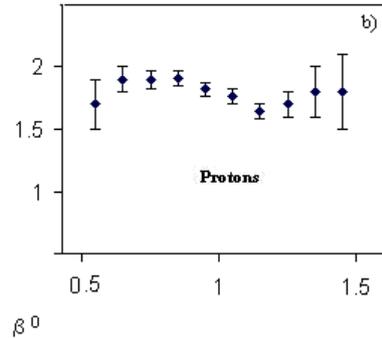
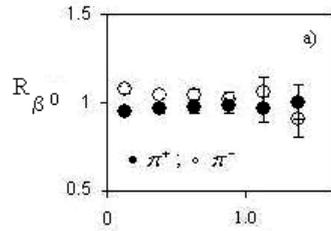


Fig. 2a-b: The values of R_{β^0} as a function of β^0 for: a) π^\pm -mesons and b) protons emitted in the $\pi^{12}C$ -interactions at $P_{\pi}=40$ GeV/c.

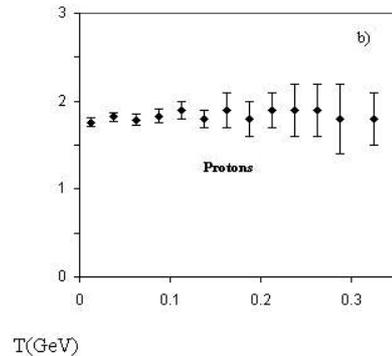
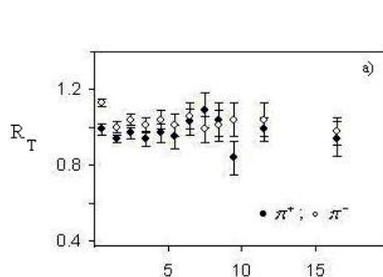


Fig. 3a-b: The values of R_T as a function of T for: a) π^\pm -mesons and b) protons emitted in the $\pi^{12}C$ -interactions at $P_{\pi}=40$ GeV/c.

What can one learn from these results? To answer this question it could be better to start from second and third results for pions which say that the number of pions at lower values of T and β^0 are greater than 1.0 that is their number in multinucleon collisions is more than for all ones. It could be connected with the effect of meson condensation. The idea of

meson condensation formation was predicted [14] many years ago. But still now there are no experimental results to directly confirm this idea. It is due to the absence of a setup which could measure the slow π^0 -mesons' characteristics with high accuracy. Now there is a setup TAPS [15] which can measure the slow π^0 -mesons' characteristics with high

accuracy. When some results from this setup [15] were analyzed few of them could be interesting for the experimental search of the meson condensate. In these papers [15] temperature of the slow π^0 -mesons was defined as slopes of the spectra which are shown in figs. 4-6. One temperature for interactions of light nuclei and two temperatures for the heavy ions ones were found. The result at low m_t is very interesting as the behavior of the spectra differ from the exponential law (from these figures). Some part of these deviations might be connected with the meson condensation. It increases with the mass of the interacting nuclei and depends on the centrality (Fig.4-6). The last is the main argument confirming that the observed deviation could be connected with the meson condensation.

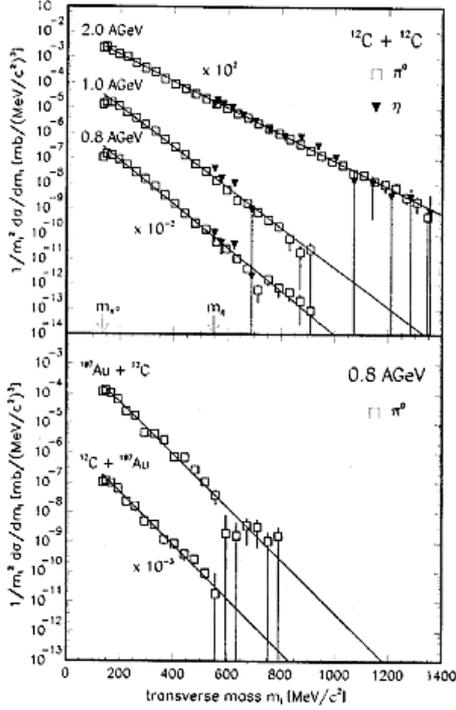


Fig.4 Transverse-mass spectra of π^0 and η -mesons for Au+Au interactions at intervals Δy near midrapidity.

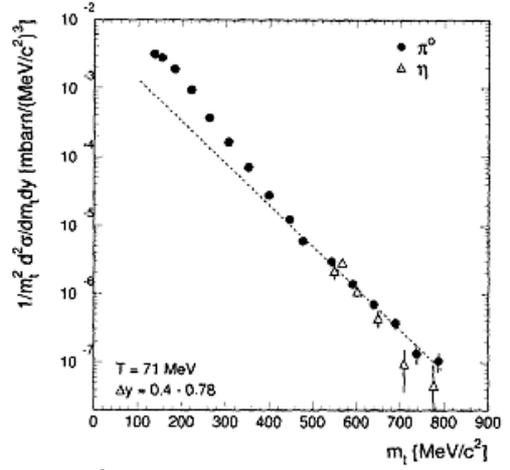


Fig.5. Transverse-mass spectra of π^0 and η -mesons for Au+Au interactions at 0.8 A MeV.

As mentioned above there are the dependences for the values of the R (for protons at the values of $\beta^0 > 1.0$ and for pions at the lower values of β^0) with increasing β^0 (Fig.2a, b)—second result. To explain the result let us consider the variable β^0 which is defined as $\beta^0 = (E_i - P_{Li})/m_N$ and it must be less than one for the protons produced in the nucleon-nucleon interaction and could be greater than one only in multinucleon collisions whether mass of the target is greater than m_N or the number of collisions great than one. So it is seen that in the region around the $\beta^0 \approx 1$, R as a function of β^0 starts to change for protons (Fig.2b). It could mean that the area of new physics – multinucleon physics begins at values of the $\beta^0 > 1.0$. Anoshin et al. [16] found that the probability of pion production with values of $\beta^0 > 1.0$ is $(2.0 \pm 0.2) \%$ and certainly the probability of proton emission with values of $\beta^0 > 1.0$ in $\pi^{12}C$ -interactions at $P_{\pi^-} = 40$ GeV/c is much more than this values, it is $(37.0 \pm 1.0) \%$ [17]. It explains why the regime change point could not be observed on the behavior of R as a function of β^0 pions.

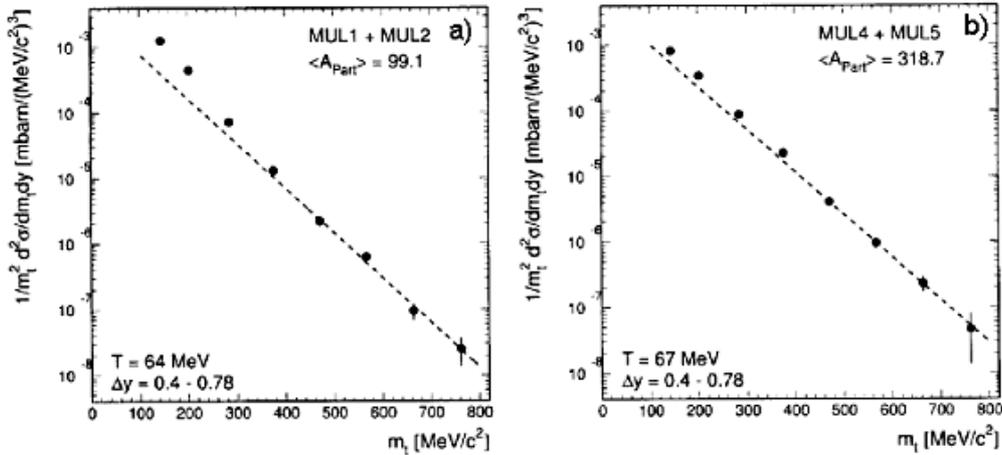


Fig. 6. Transverse-mass spectra of π^0 and η -mesons for Au+Au interactions at 0.8 A MeV. a) in noncentral collisions; b) in central collisions.

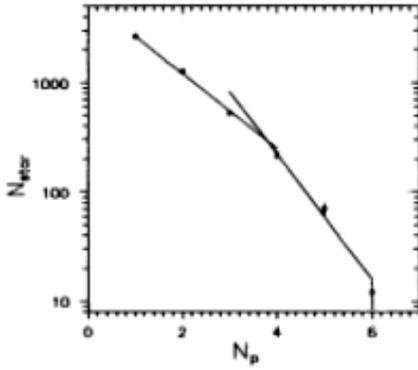


Fig. 7. The N_p -dependence of the $\pi^{12}C$ reactions at 40 GeV/c.

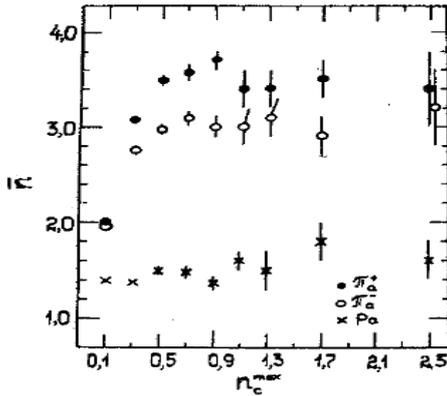


Fig. 8. The average multiplicity of pions produced in $\pi^{12}C$ -interactions at $P_{\pi^-} = 40$ GeV/c as a function of $n_c^{max} = \beta^0_{max}$. The β^0_{max} is the maximum values of β^0 in the event for the pions.

The result presented in fig.7 confirms the assumption. In this figure a number of $\pi^{12}C$ events (at $P_{\pi^-} = 40$ GeV/c) is shown as a function of N_p [18]. The regime change point is seen at the values of $n_p \sim 3-4$ which was used by the author to separate the central events. In this paper [18] it was shown that the probability of the processes of total disintegrated nuclei (or central collisions) in events with the particles having $\beta^0 > 1.0$ is almost 5 times more than in all events.

So it can be said that the multinucleon physics could start at

the values of N_p greater than 2, present results demonstrate that it could start at the values of $N_p \sim 3-4$ for $\pi^{12}C$ -interactions at $P_{\pi^-} = 40$ GeV/c.

The results could also mean that only single variable, for example, N_p , is not enough to choose the multinucleon events and it is necessary to include other variables. For the events under consideration such variable could be β^0 . In paper [12] it was shown that the new region on β^0 could be chosen using the values of $\beta^0 > 0.6$ for pions. In Fig.8 is shown the average multiplicity of the pions produced in $\pi^{12}C$ -interactions at $P_{\pi^-} = 40$ GeV/c as a function of the $n_c^{max} = \beta^0_{max}$ (the figure was taken from the paper [12]). The β^0_{max} is the maximum values of β^0 in the event for the pions. It can be seen that the regime changes with the behavior of the average values of pion multiplicity i.e. at the values of $\beta^0 \approx 0.6$.

Conclusion

It can be concluded that:

- the main characteristics of pions for the events with two or more protons do not differ from ones for all events;
- there is no strong correlation between the processes of pion production and the emission of protons for the events with two or more protons;
- the region of multinucleon processes begins from the values 3-4 of a proton number.

We believe that this result teaches us that the multinuclear events could be the correct selection using the criteria: a number of protons greater than 3-4 for protons and the values of $\beta^0 > 0.6$ for pions produced in $\pi^{12}C$ -interactions at $P_{\pi^-} = 40$ GeV/c.

Acknowledgements

We would like to express special thanks to G.M. Zinovjev, A.S. Sorin, Tahir Abbas, Anwar Manzoor for support during these investigations.

This work was supported in part by RFBR Grant N 05-02-17695.

- [1] Chemakin et al. The BNL E910 Collaboration, E-print:nucl-ex/9902009, (1999).
- [2] Ron Soltz for the E910 Collaboration. J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 27, (2001) 319-326
- [3] Fu-Hu Liu et al. Phys. Rev. C 67, 047603 (2003).
- [4] A. Abduzhamilov et al., Z. Phys. C 40, 223 (1988).
- [5] F.H. Liu, Chin. J. Phys. (Taipei) 40, 159 (2002).
- [6] A.L.S. Angelis et al. The HELIOS/3 Collaboration, Eur. Phys. J. C13, 433-452 (2000).
- [7] M.C. Abreu et al. Phys.Let. B450,456 (1999); M.C.Abreu et al. Phys.Let. B410, 337,(1997); M.C.Abreu et al. Phys.Let. B410,327, (1997); M.C. Abreu et al. By NA50 Collaboration: Phys.Lett. B499,85-96, (2001).
- [8] M.K. Suleimanov et al., Phys.Rev. C 58, 351, (1998).
- [9] A.U. Abdurahimov et al. Preprint JINR, PI-6277, Dubna, 1970.
- [10] A.M. Baldin, ECAYA, 1977, v.8, issue 3, pp.429-477.
- [11] The BBCDHSSTTU-BWCollab. (A. U. Abdurakhimov et al.), Phys. Lett. B 39, 371 (1972); N. Akhababian et al., JINR Report No. 1-12114 (1979).
- [12] A.I. Anoshin et al. Yad.Fiz.36:409-416,1982
- [13] B.S. Barashenkov, A.S. Ilinov, V.D. Toneev. Yad. Fiz. 13:743,1971; O.B. Abdinov, B.S. Barashenkov. Acta. Phys.Pol.B3, 1972,p.385; Musulmanbekov, Proc. of the 11th EMU01 Collaboration Meeting, Dubna, Russia, (1992); Proc. 11th Int. Symp. on High Energy Spin Phys., Bloomington, (1994); AIP Conf. Proc. 343, 428 (1995).
- [14] A.B. Migdal, Zh ETF (USSR) 61(1971),2210 JETP (Sov.Phys) 34 (1972) 1184; Zh ETF (USSR) 63(1972),1933 JETP (Sov.Phys) 36_(1973),1052; R.F. Sawyer, Phys. Rev. Lett. 29 (1972),382; D.J. Scalapino. Phys. Rev. Lett. (1972), 386; R.F. Sawyer and D.J. Scalapino, Phys. Rev. D7(1972),953.

SEARCH FOR THE CRITERIA TO SELECT OF MULTINUCLEON COLLISIONS

- [15] *R. Aeverbeck et al.* Z.Phys.A359:65-73,1997 ; A. Marin et al. Phys.Lett.B409:77-82,1997 ; A. R. Wolf et al.Phys.Rev.Lett. Vol.80,N 24,P.5281
- [16] *A.I. Anoshin et al.* Sov.J.Nucl.Phys.31:347,1980, Yad.Fiz.31:668-673,1980
- [17] *N. Angelov et al.* Preprint JINR, P1-11951, Dubna, 1978.
- [18] *O.B. Abdinov et al.* Jorنال of Papan Letters , JINR 1996, N 1[75]-96, p.51.

Y.H.Huseynaliyev, M.K. Suleymanov, O.B. Abdinov, A.S. Vodopianov

ÇOXNUKLONLU HADİSƏLƏRİN SEÇİLİB AYRILMASI ÜÇÜN LAZIM OLAN ŞƏRTLƏRİN AXTARILMASI

Bu məqalədə $\pi^{-12}C$ – qarşılıqlı təsirlərində əmələ gələn çoxnuklonlu hadisələrin xassələrinə dair təcrübi nəticələr müzakirə edilir. Bu cür hadisələri seçib ayırmaq üçün belə bir şərtədən istifadə edilir ki, hadisədə müşahidə edilmiş, impulsu 1 QeV/c –dən kiçik olan protonların sayı 2 –dən çox olsun. Çoxnuklonlu hadisələrin xassələrini tədqiq etmək üçün R kəmiyyətindən istifadə edilir ki, o, bu hadisələrdə əmələ gəlmiş π^{\pm} -mezonların (protonların) inklyuziv spektrlərinin, bütün hadisələrdə əmələ gəlmiş π^{\pm} -mezonların (protonların) uyğun inklyuziv spektrlərinə olan nisbəti kimi təyin edilir. Tədqiqatda R kəmiyyətinin p_{\perp} , β^0 və T parametrlərindən asılılığından istifadə edilmişdir. Göstərilir ki: çoxnuklonlu hadisələrdə əmələ gələn π –mezonların xassələri bu zərrəciklərin uyğun bütün hadisələrdəki xassələrindən fərqlənmir; bu hadisələrdə əmələ gəlmiş π –mezon və protonlar arasında korrelyasiya yoxdur. Belə bir nəticəyə gəlinmişdir ki, çoxnuklonlu hadisələri seçib ayırmaq üçün hadisələrdə müşahidə edilən protonların sayının 3-4 -ə bərabər və çox olması şərtindən istifadə etmək lazımdır.

Я.Г. Гусейналиев, М.К. Сулейманов, О.Б. Абдинов, А.С. Водопьянов

ПОИСК КРИТЕРИЕВ ОТБОРА МНОГОНУКЛОННЫХ СОБЫТИЙ

В данной работе обсуждаются экспериментальные данные по рождению многонуклонных событий в $\pi^{-12}C$ – взаимодействиях. Выделялись события, в которых рождалось более 2 протонов с импульсом менее 1 GeV/c . Для исследования свойств многонуклонных событий использовалась величина R , которая определялась из отношения инклюзивных спектров π^{\pm} - мезонов (протонов), рождающихся в этих событиях, к инклюзивным спектрам π^{\pm} - мезонов (протонов), рождающихся во всех событиях. Исследовалась зависимость величины R от p_{\perp} , β^0 и T . Показано что: свойства π – мезонов, рождающихся в многонуклонных событиях, отличаются от свойств этих частиц, рожденных во всех событиях; в многонуклонных событиях между π – мезонами и протонами нет корреляции. Проведенные исследования показали, что для выделения многонуклонных событий необходимо выделять события, в которых число протонов 3-4 и более.

Received: 06.03.07

THE SEMICONDUCTOR IMPEDANCE OF ELECTRON TYPE CHARGE CARRIERS WITH HOMOGENEOUS BOUNDARY CONDITIONS

R.H. YAZDANXAN

Islamic Azad University, Islamshahr Branch Iran

E.R. HASANOV

*Baki, Institute of Physics of NASA,
Baki Dovlet Universiteti*

The semiconductor impedance of electron type charge carriers with homogeneous boundary conditions for electric field has been calculated. The criteria of electric field values, at which the current oscillations in the circuit with definite frequency take place, has been found.

The homogeneous sample with falling branch on volt-ampere characteristic is used as active element in amplifiers and electric oscillation generator. The properties of such sample as the element of electric circuit is comfortable to describe with the help of impedance conception $Z(\omega)$. We will investigate the properties of homogeneous semiconductor for one oscillation period, i.e. when $kL=2\pi$, k is wave vector, L is sample length. If the small alternating voltage is given on the sample

$$\delta V(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} V(t) e^{-i\omega t} d\omega \quad (1)$$

then by the definition we have:

$$z(\omega) \delta J(\omega) = \delta v(\omega) \quad (2)$$

The total current is the sum of conduction and displacement currents

$$\vec{j} = \vec{j} + \frac{\epsilon}{4\pi} \frac{D\vec{E}}{Dt}, \quad j = e\mu n E \quad \frac{\partial n}{\partial x} \quad (3)$$

where ϵ is sample dielectric constant, E is electric field. We limit by the one-D case and that's why

$$\delta V(t) = \int_0^L \delta E(x,t) dx \quad (4)$$

We obtain from (3) for small inclinations from equilibrium state as follows:

$$J(t) = \frac{\epsilon}{4\pi} \frac{\partial E(x,t)}{\partial t} + j(x,t) \quad (5)$$

$$\delta E(x, \omega) = -\frac{4\pi}{\epsilon(i\omega - \frac{4\pi\sigma}{\epsilon})} \left[1 + \frac{(e^{ir_1} - 1)e^{ik_1x} - (e^{ir_2} - 1)e^{ik_2x}}{e^{ir_1} - e^{ir_2}} \right] \quad (10)$$

$$r_1 = k_1 L, r_2 = k_2 L, k_1 = \frac{1}{2D} \left[-i\mu_0 E_0 + \sqrt{-(\mu_0 E_0)^2 + 4D(i\mu - \frac{4\pi\sigma}{\epsilon})} \right]$$

$$\partial j = \sigma_0 n + \sigma \delta E - e \frac{\partial}{\partial x} \left(\sigma_0 \delta + n_0 \frac{\partial D}{\partial E} \delta E \right) \quad (6)$$

$$\sigma = en_0 \frac{d(\mu E)}{d(E_n)} \Big|_{E=E_0}$$

The continuity equation and Poisson's equation have the form:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div} j = 0$$

$$\text{div} \vec{E} = \frac{4\pi}{\epsilon} (\rho - \rho_0) \quad (7)$$

In one-D case the total current according to (7) depends only on t and $J=J(t)$. Considering that $\vec{E} = E_0 + \delta E, n = n_0 + \delta n$ from (5-7), we obtain

$$R \delta E(x, \omega) = -\frac{4\pi}{\epsilon} \delta J(\omega)$$

$$R \delta E = D \frac{d^2}{dx^2} - U_0 \frac{d}{dx} + i\omega - \frac{4\pi\sigma}{\epsilon} \quad (8)$$

If fluctuations of the field and charge density take place homogeneously, then

$$\delta E(0, t) = \delta E(L, t) = 0 \quad (9)$$

The solution of inhomogeneous equation (8) with taking into consideration of boundary conditions (9) has the form

$$k_2 = \frac{1}{2D} \left[-i\mu_0 E_0 + \sqrt{-(\mu_0 E_0)^2 + 4D(i\mu - \frac{4\pi\sigma}{\varepsilon})} \right]$$

Integrating the expression (10) over x , we find impedance

$$Z(\omega) = + \frac{4\pi LS (i\frac{\omega}{\sigma} + \frac{4\pi}{\varepsilon})}{\varepsilon\sigma \left[\left(\frac{\omega}{\sigma}\right)^2 + \left(\frac{4\pi}{\varepsilon}\right)^2 \right]} * \left\{ 1 + \frac{k_2 - k_1}{ik_1 k_2} * \frac{(e^{ir_1} - 1)(e^{ir_2} - 1)}{e^{ir_1} - e^{ir_2}} \right\} \quad (11)$$

Designating $Z_0 = \frac{4\pi LS}{\varepsilon\sigma \left[\left(\frac{\omega}{\sigma}\right)^2 + \left(\frac{4\pi}{\varepsilon}\right)^2 \right]}$, (S is sample cross-section) and taking into consideration r_1, r_2, k_1, k_2 , we obtain the expression for impedance

$$\frac{Z(\omega)}{Z_0} = \left[\frac{4\pi}{\varepsilon} + i\frac{\omega}{\sigma} + \frac{(k_2 - k_1)(i\frac{\omega}{\sigma} + \frac{4\pi}{\varepsilon})}{iLk_1 k_2} \right]. \quad (12)$$

The expression (12) is correct for one oscillation period, i.e.

$$K_1^0 L = 2\pi \quad (13)$$

we easily obtain the following expression from expressions k_1, k_2

$$K_1 = \frac{\alpha}{2D} + i\frac{\beta - \mu_0 \varepsilon_0}{2D}; K_2 = -\frac{\alpha}{2D} + i\frac{\mu_0 \varepsilon_0 + \beta}{2D};$$

$$\alpha = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\sqrt{(\mu_0 \varepsilon_0)^4 + 16D^2 \omega^2} - (\mu_0 \varepsilon_0)^2 \right]^{\frac{1}{2}}$$

$$\beta = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\sqrt{(\mu_0 \varepsilon_0)^4 + 16D^2 \omega^2} + (\mu_0 \varepsilon_0)^2 \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (14)$$

Substituting k_1^0 value in (13) we easily obtain the frequency values for one current oscillation period in the sample

$$\omega = \frac{2\pi\mu_0 E_0}{L}. \quad (15)$$

We obtain the following expression for real and imaginary parts of impedance from expression (12) with taking into consideration $k_1 k_2$ values

$$\frac{ReZ}{Z_0} = \left(\frac{4\pi}{\varepsilon} + \frac{4\pi}{\varepsilon} \frac{\alpha}{\omega\varepsilon} - \frac{\beta}{\sigma\varepsilon} \right) \quad (16)$$

$$\frac{ImZ}{Z_0} = \left[\frac{\omega}{\sigma} + \frac{\alpha}{\sigma L} + \frac{4\pi}{\varepsilon} \frac{\beta}{\omega L} \right]$$

From (16) it is seen, that at $E > E_{char}$ the real part of impedance has the negative sign, i.e. the current oscillation with frequency (15) takes place:

$$E_{char} = \frac{4\pi}{\varepsilon} \sigma_0 l$$

Under experimental conditions in the sample with concentration $n \approx 3 \cdot 10^{15}$, length 0,01 cm and mobility $\mu \approx 3 \cdot 10^{14}$, $E_{char} \approx 2 \cdot 10^3$ V/cm.

- [1] E.R. Qasanov, R.K. Qasanova. Amplituda i chastota kolebaniy toka v poluprovodnikakh s padayushey voltampernoy kharakteristikoy. Mejdunarodnaya konferentsiya, Fizika 2005, str. 237-239.
- [2] L.D. Landau i E.M. Lifshits. Elektrodinamika sploshnikh

- sred. Moskva 1957 q.
- [3] Yu.B. Rumer, M.Sh. Raevkin. Termodinamika, statisticheskaya fizika i kinetika. Moskva 1977 q.

R.H. Yazdanxan, E.R. Həsənov

BİRCİNS SƏRHƏD ŞƏRTLƏRİNİ ÖDƏYƏN ELEKTRON KEÇİRİCİLİKLİ YARIMKEÇİRİCİNİN İMPEDANSI

Elektrik sahəsi üçün birçins sərhəd şərtləri ödənilən electron tip keçiriciliyə malik yarımkeçiricilərdə impedans hesablanmışdır. Dövrədə müəyyən tezliklə yaranan rəqslərə uyğun elektrik sahəsinin dəyişmə kriteriyası tapılmışdır.

P.X. Язданхан, E.P. Гасанов

ИМПЕДАНС ПОЛУПРОВОДНИКА ЭЛЕКТРОННОГО ТИПА НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА С ОДНОРОДНЫМИ ГРАНИЧНЫМИ УСЛОВИЯМИ

Вычислен импеданс полупроводника электронного типа носителей заряда с однородными граничными условиями для электрического поля. Найдены критерии значений электрического поля, при которых происходят колебания тока в цепи с определенной частотой.

Received: 15.03.07

ALGORITHM OF DETERMINING CONDITIONS FOR NON-CATOPTRICAL ABSORPTION OF ELECTROMAGNETIC RADIATION IN POLAR LIQUID STRATA

R.M. KASIMOV, I.U. IBADZADEH, V.V. BOGATOV

*Institut of Chemical problem,
Az-1143, H. Javid av., 29*

The algorithm of determining conditions of non-catoptrical absorption of electromagnetic radiation in a polar liquid strata is proposed according to measurement of their static and dynamic dielectric properties.

Lately, a method of chronological radio spectroscopy based on electric pulse sounding of the substance strata with subsequent Fourier-transformation of the reflected signal [1, p.25] finds its application for express-measurement of dielectric properties of the substance in a wide frequency interval. Application of the given technique appears to be justified when thickness of the reflecting substance strata is sufficient for full dissipation of the radiation penetrating into the strata. Failure to take this into consideration may result in reception of unreliable data, especially in the course of researching weakly absorbing materials or in case of application, due to technical reasons, of measuring cells of a limited size.

At the same time, the given method may be utilized in the tasks of identifying polar liquids provided that Fourier-transformation of the total reflected signal has been conducted, i.e. with the account of finiteness of the thickness of the substance strata located in the metal measuring cell [2, p.106]. In this case, the dependence of the amplitude of reflected signal received as a result of Fourier-transformation on frequency of the incident radiation and thickness of substance strata will represent surface in the three-dimensional space, possessing a set of zero minima specific to every substance realized at a certain selective values of frequency and thickness. Existence of such a peculiar spectrum of selective strata frequency and thickness values renders an opportunity of identifying a researched substance, by comparison of its spectrum with the spectra of known substances. For realization of such an opportunity one must possess a databank of selective values of substance strata thickness and radiation frequency. They may be obtained either experimentally with application of the specified method of pulse sounding pure reference liquids, or by calculations, using literary data on their static and dynamic properties. We shall take advantage of the latter.

As has been established in the work [3, p.490], full or non-catoptric absorption of electromagnetic radiation in a flat strata of a dielectric put on a metal substrate, arises at a point of one of the wave reflection factor module dependence minima ρ from thickness l covering substance strata where the size of this minimum reaches its zero value. Conditions of existence for such function zero minimum $\rho(l)$ correspond with such selective values of dielectric permeability ε' and dielectric losses ε'' of the covering substance, which are functionally connected among themselves by the following equation:

$$\pi(2N - l) - \varphi = \frac{l}{y} \ln\left(\frac{l}{r}\right), \quad (1)$$

$$\text{where } r = \sqrt{\frac{(1-n)^2 + (ny)^2}{(1+n)^2 + (ny)^2}}, \quad \varphi = \text{arctg} \frac{2ny}{1 - n^2(1+y^2)}$$

accordingly is the module and phase of wave reflection factor from the border of air-coating section; N - number of zero minimum.

Included in the equation factor of wave refraction n and factor of dielectric loss y are related with its ε' and ε'' known ratios:

$$\varepsilon' = n^2(1 - y^2); \quad \varepsilon'' = 2n^2y, \quad (2)$$

At the set length of a wave λ of the incident radiation necessary to meet the conditions of its full absorption, selective thickness l covering strata is determined by expression:

$$l = \frac{\lambda}{n} \left(\frac{2N - l}{4} - \frac{\varphi}{4\pi} \right), \quad (3)$$

One of the parameters determining existence of full radiation absorption in a substance strata, is an interval of wavelength modulation $\Delta\lambda$ or thickness Δl of the substance strata, within the limits of which the size of the reflected signal does not exceed a set in advance boundary value ρ_b . According to the research findings [4, p.737], this parameter is determined from the following equation:

$$\frac{\Delta\lambda}{\rho_b \lambda_0} = \frac{\Delta l}{\rho_b l_0} = \frac{sh(4\pi x_0 y_0)}{\pi x_0}, \quad (4)$$

where index 0 corresponds with the selective values x, y, λ and l .

For finding selective values l_0, λ_0 , as well as $\varepsilon', \varepsilon'', n$ and y for a specific substance, one must have the knowledge of frequency dependences ε' and ε'' . It is known, that in the field of its dispersion the polar liquid behavior ε' and ε'' with frequency is described by the generalized equation:

$$\varepsilon = \varepsilon' - i\varepsilon'' = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty}{\left[1 + (i\omega\tau)^{1-\alpha}\right]^\beta}, \quad (5)$$

where $\varepsilon_0, \varepsilon_\infty$ - is a static and high-frequency dielectric permeability; τ - time of relaxation; ω - circular frequency; α, β - empirical parameters, determining the corresponding type of dispersion. Provided that $\alpha = 0$ and $\beta = 1$ equation (5) will be transformed into the known Debye equation [1, p.25].

In certain cases the best approximation to experimental data is achieved if the substance wave dispersion is represented as a superposition of two or three dispersions of Debye type:

$$\mathcal{E} = \varepsilon' - i\varepsilon'' = \varepsilon_\infty + \sum_{j=1}^3 C_j \frac{\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty}{1 + i\omega\tau_j}, \quad (6)$$

where j, C_j – is a number of dispersive area and its brought contribution.

From the joint solution of equations (1) - (6) may be found dependences between the required selective values l_0, λ_0 of the polar substance and its static and dynamic dielectric characteristics $\varepsilon_0, \varepsilon_\infty, \tau, \alpha, \beta, j, C_j$.

The developed algorithm of the initial system solution for equations (1) - (6) includes initial procedure of entering into the computer operational memory of values of static and dynamic dielectric characteristics $\varepsilon_0, \varepsilon_\infty, \tau, \alpha, \beta, j$ and C_j , of the chosen polar liquid, and the serial number N of the function zero minimum $\rho(l)$. Since according to the work [3, p.492] data, the spectrum of selective values of wavelength and thickness of the coating layer has low-frequency and high-frequency branches, calculation of the required parameters was carried out in two stages with subsequent calculation result conclusion for each of the calculation stages. At both stages of calculation was carried out search of values n and y , being the roots of equations (1) and (5), (6). Thus the size $z = \ln(\omega\tau)$ was used as the varied parameter, modulating within limits $(-\infty, 0)$ or $(0, \infty)$ accordingly in calculations λ_0 and l_0 of the low-frequency and high-frequency branches of their spectrum. As a criterion of the calculation program stop were accepted achievements within the limits of set accuracy of the equality of values y , calculated according to equations (1) and (5),(6).

According to the developed solution algorithm, near the preset value z from equation (5) or (6) were corresponding values ε' and ε'' ; thus, in case of application of equation (5) were used expressions following there from:

$$\varepsilon' = \varepsilon_0 + (\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty)B \cos \varphi\beta; \quad \varepsilon'' = (\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty)B \sin \varphi\beta, \quad (7)$$

$$\text{where } \varphi = \arctg \frac{A \sin 0,5\pi(1-\alpha)}{1 + A \cos 0,5\pi(1-\alpha)};$$

$$A = \exp[z(1-\alpha)];$$

$$B = \left[\frac{\cos \varphi}{1 + A \cos 0,5\pi(1-\alpha)} \right]^\beta. \quad (8)$$

Obtained values ε' and ε'' were then used for calculations of n_D and y_D on equations (2) transformed according to these parameters:

$$y_D = \frac{\sqrt{\varepsilon'^2 + \varepsilon''^2} - \varepsilon'}{\varepsilon''}; \quad n_D = \sqrt{\frac{\varepsilon''}{2y}}. \quad (9)$$

Thus found values n_D and y_D have been used as initial estimates in the course of iterative procedural calculation of y_K as per equation (1), but transformed to the following type:

$$y = \frac{\ln r}{\varphi - \pi(2N-1)}. \quad (10)$$

The obtained according to (10) during iteration resulting y_K value was compared with y_D and, in case of their non-conformity, a repeated calculation of both values was carried

out, but with the change of Δz of the variable z . Modification of the z value is carried on until the following condition is met:

$$|y_K - y_D| \leq \delta, \quad (11)$$

where δ – is a set in advance accuracy of y value definition.

Thus obtained values of n_D and y_K therefore, corresponded to their selective values, i.e. to such figures under which is met the condition of full incident radiation absorption in the layer of the chosen polar liquid. With these values n_D, y_K and the set values of static and dynamic dielectric parameters of liquid, the required selective incident radiation wavelength λ_0 was determined on the equations (5) or (6), and later, by means of equations (3) and (4) accordingly, selective thickness l_0 of the liquid strata and within the limits of wavelength intervals and strata thickness, the value of the reflected signal does not exceed the boundary value ρ_b .

For solution of the set task it has been resolved to take advantage of the modern MS Visual Basic 6.0 software developing environment. Results of calculations are automatically collected and displayed by such programs as MS Word or Excel, and also may be directly entered into MS Access database.

Search of the required selective values of y_K and n_D for each N is completed in case of meeting condition (10) $|y_K - y_D| \ll \delta$. On found thus values of y_K and n_D a calculation of the required selective values the wavelength λ_0 is carried out, as well as strata thickness l_0 , dielectric penetrability ε' and dielectric losses ε'' . Since the frequency spectrum of radiation and substance strata thickness contains low-frequency and high-frequency branches, calculations were carried out in two stages, described by a choice of the h iteration range.

The discovered required values are displayed in text field windows to which attributes the found values are given. The results of calculations are entered in MS Word or Excel file in direct access (Append) mode at operator's discretion.

Results of such solution of the equations (1)-(4) are illustrated by Table 1 depicting data of calculation λ_0, l_0 of some polar liquids possessing wave dispersion with known values of relaxation time τ , static ε_0 and high frequency ε_∞ dielectric penetrability, as well as empirical parameters α, β . Consequently, this implies that any polar liquid, possessing wave dispersion within certain frequency range, has therein a strictly determined and inherent in the given liquid spectrum of selective values of the substance wavelength and strata thickness, corresponding with the conditions of full radiation absorption within the substance. The spectrum consists of a low-frequency and high-frequency branches, distinguished by the nature of selective wavelength change with increase of selective substance strata thickness. Thus, with increase of N figure, and consequently, the selective thickness l_0 of the substance strata as well, a spike λ_0 occurs for a low-frequency branch of the spectrum and its reduction for high-frequency branch appropriately. Distinctive feature of selective full absorption of electromagnetic radiation is a probability of spectrum degeneration in view of smallness of value ε_0 , in particular in case of substances with weak polarity, such as an anisole, chloroform, etc. Spectrum decline is manifested in absence of lines therein, corresponding to small N values.

Table 1

Selective values of wavelength λ_0 and thickness l_0 of some polar liquids' coating strata for low-frequency and high-frequency branches of non-catoptic wave absorption spectrum. $\epsilon_0, \epsilon_\infty, \tau$ - implies both static and high-frequency dielectric permeability and liquids' relaxation times.

№	Liquid	N	Low frequency spectrum branch			High frequency spectrum branch		
			λ_0 cm	l_0 cm	$\frac{\Delta\lambda}{\rho_b \lambda}$	λ_0 mm	l_0 mm	$\frac{\Delta\lambda}{\rho_b \lambda}$
1	Acetone $\epsilon_0=21,2$ $\epsilon_\infty=1,9$ $\tau=3,23 \cdot 10^{-12}$ s $\alpha=0,02; \beta=1$	1	1,943	0,111	0,579	0,470	0,092	1,726
		2	6,144	1,008	0,193	0,195	0,108	0,996
		3	10,36	2,822	0,116	0,123	0,112	0,687
		4	14,60	5,560	0,083	0,089	0,114	0,517
		5	18,86	9,226	0,065	0,070	0,114	0,413
2	Acetonitrile $\epsilon_0=36,23$ $\epsilon_\infty=2$ $\tau=3,8 \cdot 10^{-12}$ s $\alpha=0,14, \beta=1$	1	3,522	0,154	0,444	0,244	0,042	1,584
		2	13,62	1,716	0,146	0,080	0,041	0,896
		3	24,89	5,201	0,087	0,046	0,040	0,816
		4	37,00	10,80	0,062	0,031	0,038	0,465
		5	49,55	18,58	0,048	0,023	0,037	0,372
3	Acetophenone $\epsilon_0=18,66$ $\epsilon_\infty=2,45$ $\tau=7,4 \cdot 10^{-12}$ s $\alpha=0,28, \beta=1$	1	3,079	0,211	0,689	1,470	0,191	1,247
		2	21,31	3,822	0,213	0,255	0,114	0,699
		3	45,87	13,51	0,126	0,121	0,093	0,473
		4	74,73	30,63	0,090	0,076	0,083	0,355
		5	107,0	56,25	0,069	0,053	0,075	0,283
4	1-Butanthiol $\epsilon_0=5,21$ $\epsilon_\infty=2,085$ $\tau=9,4 \cdot 10^{-12}$ s $\alpha=0, \beta=0,65$	1	---	---	---	---	---	---
		2	2,933	1,018	0,475	2,910	1,360	0,743
		3	5,475	3,053	0,278	1,220	0,994	0,533
		4	7,860	6,081	0,198	0,713	0,828	0,411
		5	10,22	10,15	0,154	0,481	0,724	0,332
5	Pentandiol $\epsilon_0=4,85$ $\epsilon_\infty=2,094$ $\tau=24,3 \cdot 10^{-12}$ s $\alpha=0, \beta=0,5$	1	---	---	---	---	---	---
		2	---	---	---	---	---	---
		3	9,352	5,442	0,296	2,810	2,190	0,490
		4	13,86	11,15	0,209	1,360	1,536	0,384
		5	18,19	18,72	0,162	0,813	1,182	0,314
6	Diethyl ether $\epsilon_0=4,36$ $\epsilon_\infty=1,845$ $\tau=2,44 \cdot 10^{-12}$ s $\alpha=0, \beta=1$	1	---	---	---	---	---	---
		2	1,085	0,411	0,539	1,330	0,721	0,952
		3	1,935	1,180	0,318	0,793	0,726	0,688
		4	2,745	2,323	0,226	0,561	0,732	0,529
		5	3,553	3,851	0,176	0,439	0,726	0,427
7	Diethyl phthalate $\epsilon_0=7,86, C_1=0,829$ $\epsilon_{x1}=3,31 \epsilon_{x2}=2,37,$ $\tau=133 \cdot 10^{-12}$ s, $\tau=2,5 \cdot 10^{-12}$ s,	1	---	---	---	---	---	---
		2	87,94	24,15	0,350	41,970	17,215	0,605
		3	151,0	67,96	0,209	2,883	2,234	0,482
		4	213,0	133,6	0,149	1,725	1,926	0,376
		5	221,3	221,2	0,093	1,276	1,844	0,302

Since every substance possesses an individual spectrum λ_0, l_0 , its experimental identification and comparison with initially found spectra of known substances makes possible

identification with their means of unknown researched substances.

[1] *Y.Yu. Akhadov.* Dielectric parameters of pure liquids. Moscow. Publ. H. MAI.1999, p. 812.

[2] *R.M. Kasimov, Ch.O. Kajar, E.R. Kasimov, S.R. Gasanov.* Azerb. Rep. Patent. 2005.

[3] *R.M. Kasimov.* Magazine of engineering and physics, 1994, v. 67, № 5-6, p.489.

R.M. Qasimov, İ.U. İbadzadə, V.V. Boqatov

**POLYAR MAYE TƏBƏQƏSİNDƏ ELEKTROMAQNİT ŞÜALANMANIN TAM UDULMASI ŞƏRTLƏRİNİ
MÜƏYYƏNLƏŞDİRƏN ALQORİTM**

Statik və dinamik xassələrin ölçülməsi əsasında polyar maye təbəqəsində elektromaqnit şüalanmanın tam udulması şərtlərini müəyyənləşdirən alqoritm təklif olunmuşdur.

Р.М. Касимов, И.У. Ибадзаде, В.В. Богатов

**АЛГОРИТМ ОПРЕДЕЛЕНИЯ УСЛОВИЙ БЕЗОТРАЖАТЕЛЬНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ
ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В СЛОЕ ПОЛЯРНОЙ ЖИДКОСТИ**

Предложен алгоритм определения условий безотражательного поглощения электромагнитного излучения в слое полярной жидкости по данным измерения их статических и динамических диэлектрических свойств.

Received: 16.03.07

OPTICAL EXTINCTION BY SMALL PARTICLES OF AMORPHOUS SILICON DIOXIDE

T.D. IBRAGIMOV, E.K. HUSEYNOV

*Institute of Physics of National Academy of Sciences.**33 H.Javid Avenue, AZ1143. Baku, Azerbaijan*

Extinction spectra of amorphous silicon dioxide small particles depending on particle sizes, their concentration, and surrounding medium are investigated in the vicinity of the one phonon states zone.

It is shown that at the particles sizes comparable and larger than the wavelength of incident light the transmission peak is observed in extinction spectra, which corresponds to the equality of refractive indices of particle substance and surrounding medium. At particle sizes smaller than the wavelength of incident light the surface modes of particles are appeared, frequencies of which shift to lower frequencies as the dielectric constant of the surrounding medium increases.

1. Introduction

The substance as particles widely exists both on the Earth and in the interstellar space. We also use many properties of particles in daily life, medicine, cosmetology, and other areas. Rapid development of nanotechnology and nanophysics provides to use very small particles in the most various areas of modern optoelectronics [1] and medicine [2]. One of the actual directions of physics of small particles clearing widespread perspectives of corresponding application in novel areas of photonics, is the study of interaction of electromagnetic radiation with particles. The present work focuses an attention to the establishment of laws of optical absorption and scattering by small particles through ones of silicon dioxide depending on their sizes, concentration, and surrounding medium.

2. Experimental

The pieces of chemically pure amorphous silicon dioxide are used for getting of small particles. After careful crushing in agate mortar with small addition of spirit the obtained powder was passed through the system of sieves with the known sizes of apertures. Such method allows obtaining the fractions of particles with the grain sizes of 160-200 μm , 100-160 μm , 63-100 μm , 50-63 μm , and less than 50 μm . Last fraction was subjected to the subsequent division on sedimentation time in the column with spirit according to expression

$$t = 18h\eta / (\rho_1 - \rho_2) g d^2,$$

where h - a column height; η - a viscosity factor; ρ_1 and ρ_2 - densities of silicon monoxide and spirit, accordingly; g - free falling acceleration; d - the particle cross-section sizes. The obtained fractions were dried up in a vacuum of 10^{-2} torr at temperature of 50° C within a week. Then they were mixed up with pure powders of TiCl, KBr, KCl и NaCl (Beckman firm) in vibromill within 8 hours. The mixture were pressed by means of an optical vacuum pressform (Beckman firm) in tablets in diameter of 13mm. Force of pressure varied depending on the microhardness of the matrix compound. Besides, the powder was also deposited on the surface of KBr plate.

Extinction spectra were carried out on spectrophotometer Specord 75 IR in the frequency range of 4000-400 cm^{-1} . The resolution and an accuracy of frequency definition were not worse than 2 cm^{-1} . More precise of the band form and frequencies were carried out by the two-beam

spectrophotometer of the model 4260 of Beckman firm. In this case, the resolution and the accuracy of frequency definition reached up to 1 cm^{-1} . Radiation represented itself the parallel light beam falling perpendicularly to the tablet plane. For getting of additional information the tablet without the filler was placed in the comparison beam.

The transmission spectra in the visible region were recorded on spectrophotometer of model 557 (Hitachi firm). The refractive indices of pure silicon dioxide in the visible region and matrices in the infrared region were determined on the interference pattern from transmission spectra. High-frequency dielectric constant of silicon dioxide was defined as a square of refractive index in the visible region. Dielectric constants of matrices were determined by similar method. Low-frequency constant of silicon dioxide was measured by the device BM-560 on the frequency of 50Hz.

3. Results and Discussion

When the light propagates in the medium consisting of particles, its intensity decreases according to the expression

$$I = I_0 \exp(-\alpha_{ext}L), \quad (1)$$

where extinction factor α_{ext} is the additive value. It consists of absorption and scattering factors:

$$\alpha_{ext} = NC_{ext} = NC_{abs} + NC_{scat}, \quad (2)$$

where N - the number of particles in the volume unit; C_{ext} , C_{abs} and C_{scat} - extinction, absorption, and scattering cross-sections, accordingly. According to Mie theory, the scattering processes dominate at the particles sizes comparable and larger than the wavelength of incident light. Thus, if the refraction index of environment medium differs from one of particle substance then the sample strongly scatters. But the refractive indices can be equalized near the resonant band of the particle substance where its refractive index sharply changes. At that case, the sample becomes optically homogeneous near the corresponding frequencies and the scattering decreases. This effect we observe in fig.1. The extinction spectra of silicon dioxide small particles with weigh concentration of 2 % and the sizes more than 50 μm imbedded in KBr are presented in this figure. As seen, the transmission maximum on the frequency of 1336 cm^{-1} and the absorption bands with maxima on the frequencies of 475 cm^{-1} , 805 cm^{-1} , and 1092 cm^{-1} are observed. The latter has the greatest intensity and halfwidth. The transmission increases with increasing of the particle sizes but the contrast of the

transmission band is deteriorated. Using (1-2) it is easy to show that the transmission intensity is inversely proportional to the particle sizes. The transmission band is more precisely observed at particle sizes of 50-63 μm and has the form close to Gauss one.

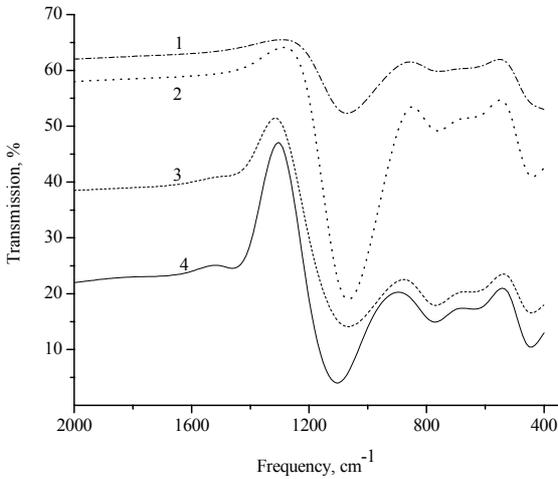


Fig. 1. Extinction spectra of silicon dioxide particles in the KBr matrix for different fractions: 1- 160-200 μm , 2- 100-160 μm , 3- 63-100 μm , 4- 50-63 μm .

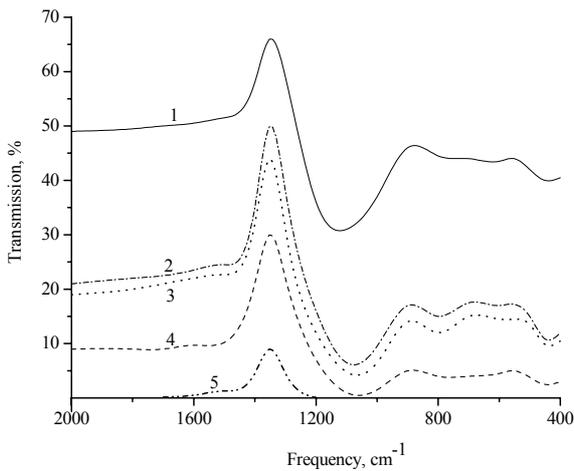


Fig. 2. Extinction spectra of silicon dioxide particles with sizes of 50-63 μm in the KBr matrix for different concentrations: 1- 1 %, 2- 2 %, 3- 3 %, 4- 4 %, 5 - 6 %.

The extinction spectra of silicon dioxide particles with sizes of 50-63 μm at various concentrations in KBr are presented in fig.2. One can see that the frequency of transmission maximum at 1336 cm^{-1} remains invariable but with increasing of filler concentration the transmission intensity decreases and the ratio between the transmission maximum and common background is improved. Obviously, the transmission maximum corresponds to those values of refractive indices of silicon dioxide which coincide with ones of the matrix. Analogical extinction spectra of silicon dioxide small particles are observed when matrix is KCl or NaCl, and also at precipitation on the KBr surface. At that case the frequency of transmission maximum changes while the frequencies of absorption maxima remain invariable. The greatest frequency of transmission maximum is observed

when the filler is KBr, and the least – at the powder precipitated on the KBr surface. Any transmission maxima are not observed for the samples with the TiCl matrix. Apparently, that given fact connects with disjointness dispersion curves of filler and matrix for these samples. Accordingly the sample scatters light the same manner for all frequencies in the measured spectral region. Being based on the above-stated arguments and using dispersion curves of matrices a set of refractive indices at various frequencies can be determined. The obtained values are results in Table 1.

Table 1. The frequencies of transmission maxima of samples and the magnitudes of refractive indices of silicon dioxide for different frequencies.

Matrix	frequency of transmission maxima (cm^{-1})	refractive index
KBr	1336	1.532
NaCl	1320	1.508
KCl	1312	1.464
Air	1211	1.000

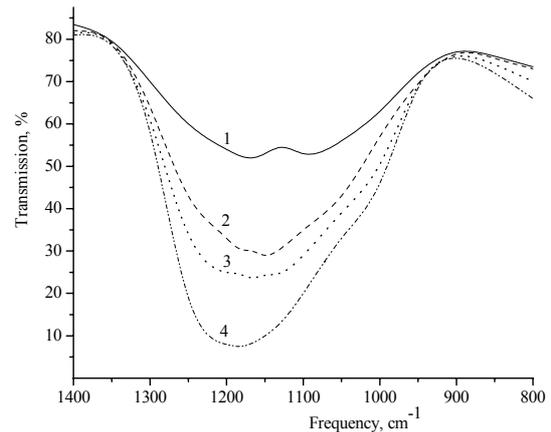


Fig. 3. Extinction spectra of silicon dioxide particles with sizes less than wavelength of incident light in the KBr matrix: 1- 3.5-4.0 μm , 2- 0.5-0.7 μm , 3- 0.3-0.5 μm , 4- less than 0.3 μm .

The transmission spectra of silicon dioxide particles at its sizes smaller than the wavelength of incident light result in fig. 3. For the largest particles (3.5-4.0 μm) the spectrum is characterized by two bands of approximately equal intensity: the low-frequency band closed to the frequency (1082 cm^{-1}) of transverse optical phonon [3] and more high-frequency band. A diminution of particle sizes results in reduction of low-frequency band and at sizes less than 0.5 μm to its full disappearance. Position of high-frequency band is shifted to high frequencies and reaches 1181 cm^{-1} at particle sizes of $d < 0.3 \mu\text{m}$. Similar dependences are observed when surrounding medium is TiCl, KCl, NaCl, or an air. The experimental results of values of frequencies of absorption maxima for particles with $d < 0,3 \mu\text{m}$ are collected in Table 2. Apparently, the frequencies of absorption maxima shift to lower frequencies as the dielectric constant of the surrounding medium increases.

Table 2.

The frequencies of main absorption band maxima of silicon dioxide particles depending on surrounding medium.

surrounding medium	dielectric constant	experimental frequency (cm ⁻¹)	calculated frequency (cm ⁻¹)
TiCl	5.10	1139	1136
KBr	2.33	1181	1176
NaCl	2.25	1183	1178
KCl	2.13	1188	1182
air	1.00	1225	1228

It is known that lattice dynamics on the particle surface depends on the surrounding medium and differs from bulk vibrations. At decreasing of particle sizes surface vibrations increase their contribution to experimental spectra. They are radiation modes and shown in absorption and emission spectra. The condition of appreciable display of surface modes is $\omega_t R/c < 1$ [4] for spherical particles, where ω_t -the frequency of transverse phonon, R - radius of the particle, and c – the light velocity. The surface modes are located in the frequency range in which $\epsilon(\omega) < 0$ that corresponds to frequencies between ones of transverse and longitudinal phonons of the bulk sample. They are defined for spherical particles from the following expression

$$\epsilon(\omega) = -(n + 1) \epsilon_m / n, \quad (3)$$

where ϵ and ϵ_m – dielectric constants of particles and surrounding medium, respectively; n - natural numbers. The most intensive mode with $n=1$ called the Frohlich one is uniformly polarized, and its frequency is given by

$$\omega_f = \omega_t [(\epsilon_0 + 2 \epsilon_m) / (\epsilon_\infty + 2\epsilon_m)]^{1/2}, \quad (4)$$

where ω_t - the frequency of transverse optical phonon; ϵ_0 and ϵ_∞ are the low- and high-frequency dielectric constants respectively.

For interpretation of experimental results we take the frequency of transverse optical phonon equaled 1082cm^{-1} , $\epsilon_0=3.75$ and $\epsilon_\infty=2.46$. Calculated values of Frohlich frequencies are collected in Table 2. As it is seen, the good agreement between experimental and calculated frequencies is observed. The most intensive band is wide. Obviously, the given fact is connected with the amorphous state of particles and, correspondingly, high extinction factor of surface phonons [4]. On the other hand, the form of particles strongly influences on the distribution of surface charge and, accordingly, on the frequencies and the band form of surface modes. Observation under the optical microscope has shown that particles have an irregular form. According to [5], in that case the band of surface mode should occupy all area between the frequencies of transverse and longitudinal optical phonons.

In summary, at the particles sizes comparable and larger than the wavelength of incident light the transmission peak is shown in extinction spectra, which corresponds to the equality of refractive indices of particle substance and surrounding medium.

The surface vibrations of particles are appeared at particle sizes smaller than the wavelength of incident light. The frequencies of surface modes shift to lower frequencies as the dielectric constant of the surrounding medium increases. The surface mode band in the absorption spectra becomes stronger as the size of the particle decreases.

- [1] N.N.Ledentsov, V.M.Ustinov, V.A.Shchukin, P.S.Kop'ev, Zh.I.Alferov, D.Bimberg. Semiconductors. 1998, v.,32, n. 4, p.343.
- [2] Bruce A.Holm, Earl J.Bergey, Tapas De, David J. Rodman, Rakesh Kapoor, Laurent Levy, Christopher S. Friend and Paras N. Prasad. Molecular Crystals and Liquid Crystals.2002, v. 374, p. 589.
- [3] M. Nakamura, Y. Mochizuki, K.Usami, Y. Itoh, T. Nozaki. Solid State Communications, 1984, v.50, n.12, p. 1079.
- [4] Shinji Hayashi. Japanese Journal of Applied Physics. 1984, v.23, n. 6, p. 665.
- [5] C.F.Bohren, D.R.Huffman. Absorption and Scattering of Light by Small Particles. John Wiley & Sons. Chichester, N.Y. 1983. 450 p.

T.C. İbrahimov, E.K. Hüseyinov

AMORF SİLİSİUM DİOKSİD KİÇİK ZƏRRƏCİKLƏRİN OPTİK EKSTİNSİYASI

Amorf silisium dioksid kiçik zərrəciklərinin birfononlu hallar zonası ətrafında ekstinsiya spektrlərinin zərrəciklərin ölçüsü, konsentrasiyası və ətraf mühətdən asılılığı tədqiq edilmişdir.

Göstərilmişdir ki, zərrəciklərin ölçüləri işığın dalğa uzunluğundan böyük olduqda ətraf mühitin və zərrəcik maddəsinin işığın sına əmsalları bərabərliyinə müvafiq şəffaflıq piki müşahidə olunur. Zərrəciklərin ölçüsü işığın dalğa uzunluğundan kiçik olduqda isə tezlikləri mühitin dielektrik nüfuzluğu artması ilə kiçik tezliklər oblastına sürüşən səthi modalar özünü biruzə verir.

Т.Д. Ибрагимов, Э.К. Гусейнов

ОПТИЧЕСКАЯ ЭКСТИНЦИЯ МАЛЫХ ЧАСТИЦ АМОРФНОЙ ДВУОКСИ КРЕМНИЯ

Исследованы спектры экстинции малых частиц аморфной двуокиси кремния в окрестности зоны однофоновых состояний в зависимости от размера частиц, их концентрации и среды нахождения.

Показано, что при размерах частиц больших длин волн падающего света наблюдается пик пропускания, соответствующий равенству коэффициентов преломления вещества частиц и среды нахождения. При размерах частиц меньших длины волны падающего излучения проявляют себя поверхностные моды, частоты которых смещаются в низкочастотную область с увеличением диэлектрической проницаемости среды.

Received: 28.03.07

KİÇİK ÖLÇÜLÜ SPEKTRAL CİHAZLAR ÜÇÜN OPTİK SİSTEMİN İŞİQ GÜCÜ

N.Y. YAQUBZADƏ, T.H. DİLBAZOV

Elmi - Tədqiqat Aerokosmik İnformatika İnstitutu, AMAKA

Cihazın optik sisteminin işıqlanmaya və işıq selinə görə iki hal üçün işıq gücü hesablanmışdır:

- spektral xəttin eni cihaz funksiyasının enindən çox kiçik olan hal;
- spektrin eni cihaz funksiyasının enindən çox böyük olan hal.

Spektral cihazların dalğa uzunluğunun və spektral xətlərin intensivliyinin ölçülməsinin dəqiqliyinə təsir edən xarakteristikaları cihazın dispersiyası, ayırma qabiliyyəti və işıq gücüdür.

Spektral cihazların çıxışında şüaların monoxromatikliyini artırmaq üçün təklif olunan sistemin [1] dispersiyası və ayırma qabiliyyəti hesablanmış və göstərilmişdir ki, [2] belə sistemlərdən istifadə etməklə kiçik ölçülü yüksək ayırma qabiliyyətli difraksiya spektral cihazlar yaradılması daha səmərəlidir.

Təqdim edilən işdə belə sistemlə işlənmiş monoxromatorun işıq gücünün hesabı verilir.

Ümumi halda işıq gücü, ölçülən fotometrik kəmiyyətlə mənbənin parlaqlığı arasındakı mütənasiblik əmsəlidir. Ona görə də işıq gücünü işıqlanmaya görə (P) və işıq selinə görə (F) fərqləndirirlər. Bundan başqa spektral cihazın işıq gücü spektrin eni ilə cihaz funksiyasının eni arasındakı nisbətdən asılı olduğundan iki kənar hala baxmaq lazım gəlir:

1) spektr xəttidir - spektral xəttin $\Delta\lambda \ll \delta\lambda$ eni cihaz funksiyasının $\delta\lambda$ enindən əhəmiyyətli dərəcədə azdır - $\Delta\lambda \ll \delta\lambda$.

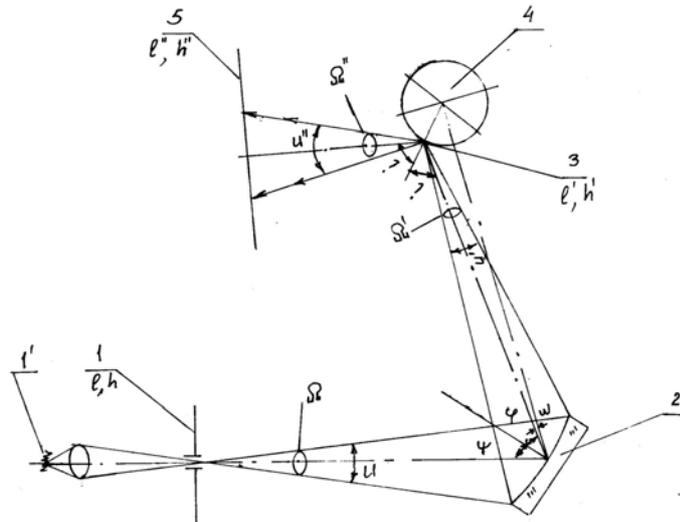
2) spektr kəsilməkdir - $\Delta\lambda \gg \delta\lambda$.

Monoxromator sisteminin işıq gücünü xətti spektr üçün təyin etmək (şək.1). Mənbənin l' -xətti spektri eni l' , hündürlüyü h' olan giriş yarığına yönəldilir. Çökük difraksiya qəfəsini (2) işıqlandıran şüaların seli giriş yarığında mənbənin xəyalının parlaqlığı $B'(\lambda)$, qəfəs üçün mənbə rolunu oynayan giriş yarığının sahəsi və Ω cisim bucağı ilə müəyyən edilir. Bu selin qiyməti bütün spektral xətlər üçün

$$\Phi = B_u \cdot l \cdot h \cdot \Omega \quad (1)$$

olar. Burada $B_u = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} B(\lambda) d\lambda$ - eni $\lambda_2 - \lambda_1$ olan spektral xəttin

inteqral parlaqlığı, Ω -qəfəsin işlək diametri ilə təyin olunan işıq dəstəsinin cisim bucağıdır.



Şəkil 1. Xətti spektr üçün şüanın yolu.

Şüa dəstəsi qəfəsdən əks olunandan sonra verilmiş dalğa uzunluğu üçün ölçüləri l', h' olan 3 giriş yarığına toplanır. Həmin selin qiyməti

$$\Phi_1 = \rho_1 \cdot \Phi = \rho_1 B_u l \cdot h \cdot \Omega \quad (2)$$

burada ρ_1 - qəfəsin əks etdirmə əmsəlidir.

Cismin alınan xəyalında işıqlanmanın paylanması cihaz funksiyasının formasından asılıdır. Geniş giriş yarıqlı (yəni

cihaz funksiyası yarıq tipli) olan hala baxaq. Bu halda cihaz funksiyasının eni giriş yarığının həndəsi xəyalının spektral eninə bərabərdir. Fərz edilən hallarda 3 giriş yarığının xəyalı monoxromatik işıqda ölçüləri l', h' -olan düzbucaqlı şəkildə olacaqdır. Həm də hesab edəcəyik ki, parlaqlıq B_u - giriş yarığının eni və hündürlüyü boyunca sabitdir, yəni işıq dəstəsi çıxış yarığının səthində bərabər paylanmışdır. Belə olan halda spektral xəttin işıqlığı

$$E_1 = \frac{\Phi_1}{l' \cdot h'} = \rho_1(\lambda) \cdot B_u \frac{l \cdot h}{l' \cdot h'} \cdot \Omega = \rho_1(\lambda) \cdot B_u \cdot \Omega'$$

Φ_1 -ışığı seli silindrik güzgüdə (4) əks olunaraq zəifləyir və Ω'' cisim bucağı daxilində paylanır. Bu zaman işıq dəstəsi 5 səthindəki səpilmə ləkəsi hüdudlarında E_2 - işıqlanması yaradır.

$$E_2 = \frac{\Phi_2}{\ell'' \cdot h''} = \rho_1(\lambda) \rho_2(\lambda, i) \cdot B_u \cdot \frac{\Omega'}{\ell'' \cdot h''}, \quad (3)$$

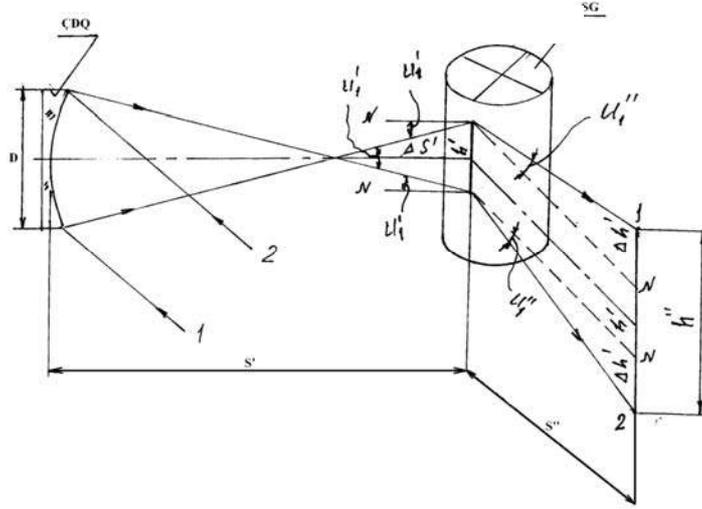
burada $\rho_2(\lambda, i)$ - silindrik güzgünün əksətmə əmsalı olub dalğa uzunluğu və düşmə bucağının funksiyası, ℓ'' , h'' - səpilmə ləkəsinin eni və hündürlüyüdür. Real sistemlərdə

ikinci tərtib kiçilənləri nəzərə almasaq

$$\ell'' = 2 \cdot S'' t q \frac{u''}{2}$$

olduğunu hesablamaq çətin deyil. S'' -güzü ilə 5 səthi arasındakı məsafədir.

h'' -i təyin edək. Səpilmə ləkəsinin hündürlüyü h' -in xəyalının yaradılmasında iştirak edən 1və2 kənar şüalarla hüdudlanır (şək.2).



Şəkil 2. Xətti spektr üçün səpilmə ləkəsinin ölçüləri.

Şəkildən görünür ki,

$$\begin{aligned} h'' &= h' + 2\Delta h' \\ \Delta h' &= S'' \cdot t q u'' \\ u_1'' &= u' \\ t q u_1' &= \frac{h'}{2\Delta S'} \end{aligned} \quad (4)$$

Üçbucaqların oxşarlığından

$$\frac{D}{h'} = \frac{S' - \Delta S'}{\Delta S'}$$

Buradan da

$$\Delta S' = \frac{S' h'}{D + h'}$$

onda

$$t q u_1' = \frac{h' + D}{2S'} \quad \text{və (4) ifadəsi}$$

$$h'' = h' + \frac{S''(D + h')}{S'} = \left(1 + \frac{S''}{S'}\right) h' + D \frac{S''}{S'} \quad (5)$$

şəklini alar.

(5) –ifadəsi səpilmə ləkəsinin hündürlüyüdür. Astigmatizmin azaldıldığı sxemlərdə

$$h' = h \cdot \frac{S'}{S}$$

Astigmatizmin azaldılmadığı halda (baxılan sxem bu hala aiddir)

$$h' = h \frac{S'}{S} + h_a \quad (6)$$

burada h_a -astigmatik uzanmadır
Məlumdur ki,[3]

$$h_a = D \cdot \cos \varphi (t q \psi \sin \psi + t q \varphi \sin \varphi) \quad (7)$$

Bizim baxdığımız halda $S' = S$ olduğundan

$$h' = h + h_a \quad (8)$$

Beləliklə,(3)-ifadəsinə daxil olan bütün kəmiyyətləri təyin etdik. Xətti spektr üçün işıqlanmaya görə işıq gücü belə şəkil alır.

$$P_\lambda = \rho_1(\lambda) \cdot \rho_2(\lambda, i) \cdot \frac{\Omega'}{\ell'' h''} \quad (9)$$

Burada kiçik Ω' -bucaqları üçün [4]

$$\Omega' = \frac{\pi D^2}{4(S')^2}$$

Böyük - Ω' - bucaqları üçün [4]

$$\Omega' = \pi \sin^2 \frac{u'}{2}$$

Monoxromator sisteminin işıq gücünü kəsilməz spektr üçün təyin edək. Yuxarıdakı şərtlər daxilində $\Delta\lambda$ -spektral eni cihaz funksiyasının $\delta\lambda$ -siektral enindən çox böyük olan spektral sahəsinə baxaq. [3] –də kəsilməz spektr üçün giriş yarığının E_H -ışığılanması təyin edilir. Həmin düsturdan istifadə etməklə baxılan sistem üçün (şəx.1)

$$E_i = \rho_1(\lambda) \cdot \bar{B}(\lambda) \cdot \Omega' \delta\lambda \quad (10)$$

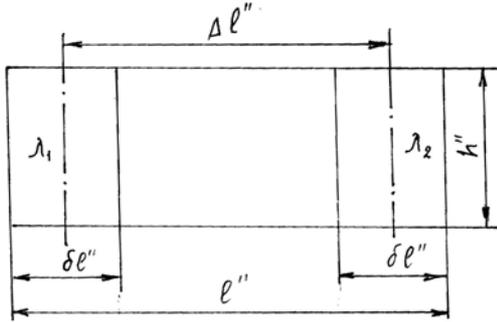
yazmaq olar.

Burada $\bar{B}(\lambda)$ – kəsilməz spektrin orta spektral parlaqlığıdır. $\delta\lambda$ - yarıq cihaz funksiyasının spektral enidir (şəx. 3)

Onda bu xəyaldə cəmlənən Φ_1 - işıq seli

$$\Phi_1 = E_i \cdot h' \ell'$$

olar.



Şəkil 3. Kəsilməz spektr üçün spektral intervalın ölçüləri.

Silindrik güzğüdə (4) əks olunan həmin sel əks olunma nəticəsində azalır və 5 müstəvisində E_2 - işıqlanmasını yaradır (şəx.1).

$$P_H = \rho_1(\lambda) \rho_2(\lambda, i) \delta\lambda \cdot \frac{\Omega'}{(\Delta\lambda \cdot \frac{d\bar{\ell}}{d\lambda} + \delta\ell'')(h' + \Delta h')} \quad (13)$$

Monoxromatordan çıxan şüalanma selini təyin edək. Müşahidə müstəvisində çıxış yarığı, yaxud fotoqəbuledici qurğu yerləşdirək. Çıxış yarığında keçən, yaxud fotoqəbul edicinin qeyd etdiyi selin qiyməti çıxış yarığının sahəsi, yaxud fotoqəbuledicinin işığa həssas sahəsi ilə giriş yarığının xəyalının sahələri nisbətindən asılıdır. Çıxış yarığının eninin ℓ_{zix} hündürlüyünün h_{zix} - olduğunu qəbul edək.

$$\Phi'_\lambda = E_{\lambda,2} \cdot \ell_{cix} \cdot h_{cix} = \rho_1(\lambda) \rho_2(\lambda, i) \cdot B(\lambda) \cdot \frac{\Omega' \cdot \ell_{cix} \cdot h_{cix}}{\ell'' \cdot h''} \quad (14)$$

Spektr kəsilməz olan halda (11) ifadəsini nəzərə alaraq çıxış selinin ifadəsini belə yazmaq olar

$$\Phi'_H = E_{H,2} \cdot \ell_{cix} \cdot h_{cix} = \rho_1(\lambda) \rho_2(\lambda, i) \bar{B}(\lambda) \cdot \delta\lambda \cdot \frac{\Omega' \ell_{cix} \cdot h_{cix}}{\ell'' \cdot h''} \quad (15)$$

(14) və (15) –ifadələrindən görünür ki, istər xətti, istər kəsilməz spektr üçün siqnal itgisi müşahidə edilir.

2) $\ell_{zix} = \ell''$, $h_{zix} = h''$. Bu halda xətti və kəsilməz spektrin çıxış selinin qiyməti belə təyin edilir.

$$E_2 = \rho_1(\lambda) \rho_2(\lambda, i) \cdot \bar{B}(\lambda) \cdot \delta\lambda \cdot \frac{\Omega'}{\ell'' \cdot h''} \quad (11)$$

ℓ'' və h'' - kəmiyyətlərini təyin edək.

Kəsilməz spektr üçün ℓ'' $\Delta\lambda$ spektral interval sahəsinin uzunluğudur. Onun qiyməti λ_1 - və λ_2 - dalğa uzunluqları ilə hüdudlanan xətlər üçün cihaz funksiyasının mərkəzləri arasındakı $\Delta\ell''$ -məsafəsi və cihaz funksiyasının $\delta\ell''$ -enin cəminə bərabərdir (şəx.3)

$$\ell'' = \Delta\ell'' + \delta\ell''$$

tərifə görə

$$\Delta\ell'' = \Delta\lambda \cdot \frac{d\bar{\ell}}{d\lambda}$$

burada $\frac{d\bar{\ell}}{d\lambda}$ -müşahidə müstəvisində $\Delta\lambda$ - dalğa intervalı üçün orta xətti dispersiyadır.

Cihaz funksiyasının $\delta\ell''$ - eni monoxromatik şüalanma üçün çıxış yarığının eninə bərabər olub

$$\delta\ell'' = 2S'' \cdot tq \frac{u''}{2} + \ell' \cdot \left(\frac{tqu''}{2} \right)^2$$

Onda

$$\ell'' = \Delta\lambda \cdot \frac{d\bar{\ell}}{d\lambda} + 2S'' \cdot tq \frac{u''}{2} + \ell' \left(tq \frac{u''}{2} \right)^2 \quad (12)$$

h'' - monoxromatik halda olduğu kimi təyin edilir, çünki bu istiqamətdə sistemin dispersiyası sıfırdır. (11) və (12) – ifadələrini nəzərə alaraq işıqlanmaya görə işıq gücü üçün yazırıq.

Üç hala baxaq:

1) $\ell_{zix} < \ell''$, $h_{zix} < h''$. Onda çıxış yarığında keçən F-selinin qiyməti çıxış yarığında işıqlanmanın qiyməti və çıxış yarığının sahəsi ilə təyin edilir. (3)-ifadəsini nəzərə alıb xətti spektr üçün yazmaq olar

$$\begin{cases} \Phi'_\lambda = \rho_1(\lambda) \rho_2(\lambda, i) \cdot B(\lambda) \cdot \Omega' \\ \Phi'_H = \rho_1(\lambda) \rho_2(\lambda, i) \cdot B(\lambda) \cdot \delta\lambda \cdot \Omega \end{cases} \quad (16)$$

Bu halda faydalı siqnalın hamısı çıxış yarığında keçir.

3) $\ell_{zix} > \ell''$, $h_{zix} > h''$. Xətti spektr halında çıxış seli bundan əvvəlki halda olduğu kimi

$$\Phi'_\lambda = \rho_1(\lambda)\rho_2(\lambda, i) \cdot B(\lambda) \cdot \Omega' \quad (17)$$

Kəsilməz spektr halında çıxış seli bundan əvvəlki haldan çox olar. Beləki, geniş çıxış yarığından böyük spektral interval keçəcəkdir.

$$\Phi'_H = \rho_1(\lambda)\rho_2(\lambda, i) \cdot \bar{B}(\lambda) \cdot \delta\lambda \cdot \Omega \cdot \frac{\ell_{cix} \cdot h_{cix}}{\ell'' \cdot h''} \quad (18)$$

Əgər çıxış yarığı əvəzinə müşahidə müstəvisində fotoqəbuledici yerləşdirilərsə, onun qəbul etdiyi işıq seli 1, 2, 3-hallarıdakı düsturlarla hesablanır, ancaq çıxış yarığının sahəsi əvəzinə fotoqəbuledicinin işığa həssas səthinin sahəsi götürülür.

- [1] T.H. Dilbazov, N.Y. Yaqubzadə. «Fizika», 2006, XII, 4, (çapdadır)
 [2] N.Y. Yaqubzadə, T.H. Dilbazov. AMAKA-nın xəbərləri, 2006, 3, (çapdadır)

- [3] M.İ. Malışev. Vvedeniye v eksperimentalnuyu spektroskopiyu. M. «Nauka», 1975, s.248. (Rusca).
 [4] M.İ. Gpştayn. İzmereniya optičeskoqo izluçeniya v elektronike. M.«Enerqiya», 1975, s.248. (Rusca).

N.Y. Yagubzade, T.G. Dilbazov

OPTICAL EFFICIENCY OF OPTICAL SYSTEM OF THE SMALL-SIZED SPECTRAL DEVICE

It is calculated optical efficiency of optical system of the device taking into consideration the brightness and light flux in the cases, when:

- the spectral line width is much less than spectral width of hardware function;
- the spectrum width is much more than width of hardware function.

Н.Я. Ягубзаде, Т.Г. Дильбазов

СВЕТОСИЛА ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ МАЛОГАБАРИТНОГО СПЕКТРАЛЬНОГО ПРИБОРА

Вычислена светосила оптической системы прибора по освещенности и по потоку в случаях, когда:

- ширина спектральной линии значительно меньше спектральной ширины аппаратной функции;
- ширина спектра много больше ширины аппаратной функции.

Received: 16.03.07

İŞIĞ KONSENTRATLARLA İŞLƏYƏN $\text{Bi}_2\text{Te}_3 - \text{Bi}_2\text{Se}_3$ ƏSASLI YÜKSƏK İNTENSİVLİKLİ TERMOFOTOVOLTAİK ELEMENTLƏR

Q.M. ƏHMƏDOV

Institute of Physics of National Academy of Sciences.

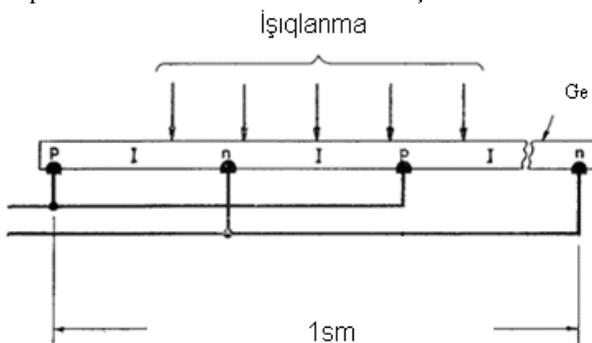
AZ-1143. Baku, H.Javid av. 33, Azerbaijan

Termofotovoltaik sistemlərin köməyi ilə günəş enerjisinin elektrik enerjisə çevrilməsi məsələsinə baxılır. p və n – keçidlər təmsalında p – tip Bi_2Te_3 və n – tip Bi_2Se_3 keçiriciliyə malik monokristallardan istifadə etmək təklif olunur. Vahid texnoloji tsikldə diskret termik buxarlanma metodu ilə alınan $p - \text{Bi}_2\text{Te}_3 - n - \text{Bi}_2\text{Se}_3$ $p-n$ nazik təbəqəli strukturu termofotovoltaic qurğularda istifadəyə yararlıdır. Həmçinin göstərilmişdir ki, adi ənənəvi günəş elementlərinə nəzərən üstünlüyü onların geniş spektral həssaslığa və konsentrasiya edilmiş günəş şüasına dözümlülüyüdür.

Fotoqalvanik elementlərdə qadağa zolağından yuxarı və ona bərabər enerjili fotonlar üçün elektrik enerjisə çevrilmə prosesi effektiv olaraq baş verir. Əgər qadağa zolağı enerjisindən kiçik və ondan uzaqda olan qeyri-effektiv fotonlar mənbəyə qayıdarsa tam çevrilmə effektivliyinin çox yüksək olma potensialı vardır. Digər tərəfdən xüsusi seçimli emittərlərdən istifadə edərək dərhal qeyri-effektiv fotonların emissiyasından yaxa qurtarmaq mümkündür [1].

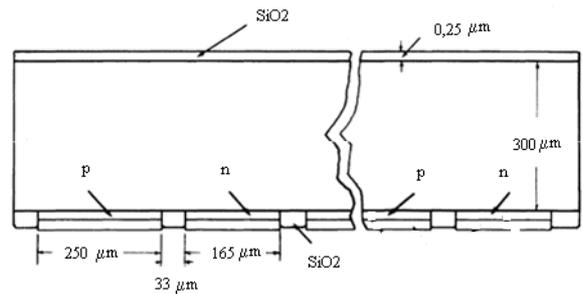
Termofotovoltaik sistemlərin qurulma istqaməti özündə şüalandırıcı mənbəyə uyğunlaşan aralıq zonalı fotoqalvanik elementlərin inkişafını birləşdirir ki, bu cür elementlər onlarla Vt/sm^2 – xüsusi selin təsirinə məruz qala bilərlər. Elementlərin yüksək xüsusi sıxlıqlı selə məruz qala bilmə qabiliyyəti kimi tələblər 1970-ci illərin ortalarında günəş şüalarını konsentrasiya edən yerüstü qurğulu termofotovoltaik elementlərin layihələndirilməsinə marağı kəskin artırdı.

Bununla yanaşı hələ bir çox on illər bundan öncə etiraf olunmuşdur ki, işıqlanmayan tərəfdən iki kontakta malik elementlər adi fotoqalvanik layihəli elementlərə nəzərən üstünlüyə malikdir [2]. Bu üstünlüklər özünü zolaqlı torun kölgəsindən və torun ölçüsünə qoyulan məhdudiyyətlərdən azad olmaqla biruzə verməlidir ki, bu səbəbdən bəzi kontaktların müqaviməti nəzərə alınmaz dərəcədə kiçik ola bilər.



Şəkil 1. Germanium əsaslı əks kontakta malik termofotovoltaik element.

Şəkil 1-də göstərilən barmaqvari əks kontaklı element çox sürətlə inkişaf etmişdir [3]. Çoxböyük yaşama müddətinə malik olan germanium layları litium birləşmələrindən əldə olunmuşdur ki, onlar ilkin hallarda nüvə qeydedicilərində istifadə üçün yetişdirilmişdir. Baxılan aralıq zonalı xüsusiyyətlərə əlavə olaraq silisiuma nəzərən germaniumdan istifadə ona görə məqsədəuyğundur ki, germaniumda əsas yükdaşıyıcıların yaşama müddəti daha çoxdur. Barmaqvari formada elektrodlar arasında yaranmış əks kontak uzun təmas oblastı tələb edir, belə ki, bir çox yükdaşıyıcılar generasiya olunduqdan sonra elementin tam qalınlığını dəf etməlidirlər (şəkil 2).



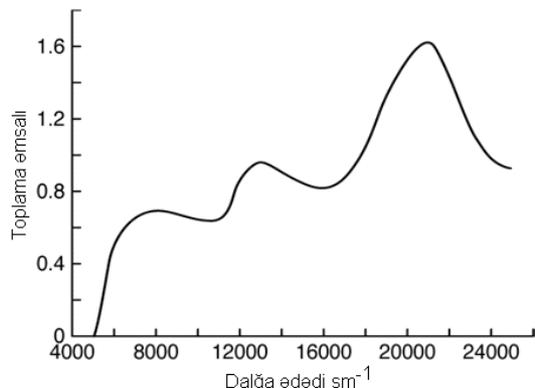
Şəkil 2. Germanium termofotovoltaik elementin en kəsiyi.

Elementə xas olan ikiölçülü xarakterlilik adi birölçülü analizin istifadəsinə imkan vermir və onun layihələnməsində iki ölçülü prosedura inkişaf etdirilməlidir. Konkret olaraq dar çərçivədə strukturun periodikliyindən istifadə olunaraq baza oblastının keçid sərhədlərində adi qanunlara uyğun müəyyənlanmış sərhəd şərtləri ilə baza oblastı üçün kəsilməzlik tənziminin analitik həlli alınır. Bu mövcud əldə oluna bilən yeganə həll olduğundan elementlərin layihələndirilməsində istifadə olunmuşdur ki, nəticədə bu layihə aydın şəkildə optimallaşmamışdır və daha yaxşı modelləşmə metodlarına ehtiyac duyulur.

Bi_2Te_3 – monokristalları ilkin komponentlərin kvartslı ampulada 48 saat ərzində gedən sintezi nəticəsində alınmışdır. Sonradan nümunə yerləşən ampula temperatur gradienti altında soyudulmuşdur. Nümunələr p -tip keçiriciliyə və yükdaşıyıcıların konsentrasiyası $1,1 \cdot 10^{19} \text{sm}^{-3}$ malik olmuşdur. Bi_2Se_3 – nazik təbəqəsi (0001) müstəvisi üzrə yenidən doğranmış Bi_2Se_3 monokristalından diskret termal tozlanma üsulu ilə alınmışdır. Təbəqələr n -tip keçiriciliyə və yükdaşıyıcıların konsentrasiyası $1,1 \cdot 10^{19} \text{sm}^{-3}$ malik olmuşdur. $p-n$ heteroqatları silisium nümunələrinin yüksək temperaturu qızması metodu ilə əldə edilmişdir. Yeni hazırlanmış p -tip keçiriciliyə malik olan Bi_2Te_3 parçalarının səthində n -tip keçiriciliyə malik olan $\text{Bi}_2\text{Te}_{3-x}\text{Se}_x$ nazik monokristal təbəqə formalaşır. $\text{Bi}_2\text{Te}_{3-x}\text{Se}_x$ təbəqəsinin qalınlığı və onun strukturu selen atmosferində yerləşmə müddətinə və temperatura görə tənzimlənir. Beləliklə $p-n$ heteroqatlar hamar formada olurlar. Düzəlmə faktoru 30-40 təşkil edərək, 0,15V-gərginliyə dözə bilər. Təbəqələrin xassələrinin birbaşa olaraq onların kondensasiyası prosesində idarə olunması vahid texnoloji tsikldə verilmiş yükdaşıyıcı konsentrasiyasına malik $p-n$ heteroqatlar formalaşdırmağa imkan verir. Ən yaxşı parametrlə təbəqələr altlıqın temperaturu 250-280°C olarkən tozlanan zaman və sonradan bu nümunənin 20-30 dəqiqə ərzində qızdırılması nəticəsində alınır. Təbəqələrin alınmasında optimal sürət 2-5 nm/san təşkil edir və onun sonrakı artımı təbəqələrin strukturunun pisəlməsi ilə gedir. $p-n$ strukturlu p

-Bi₂Te₃ – n -Bi₂Se₃ təbəqələr, bircinsli iş tsiklində diskret-termik tozlanma metodu ilə alınmışdır və aşağı gərginlikli düzləndirici qurğularda istifadə üçün yararlıdır.

Bu ölçmələrin gözlənilməz nəticələrindən biri germaniumda birbaşa enerji keçidinin iki- və üçqatına uyğun gələn enerjili fotonlar üçün çoxpilləli daşıyıcıların müşahidə olunmasıdır (şəkil 3).



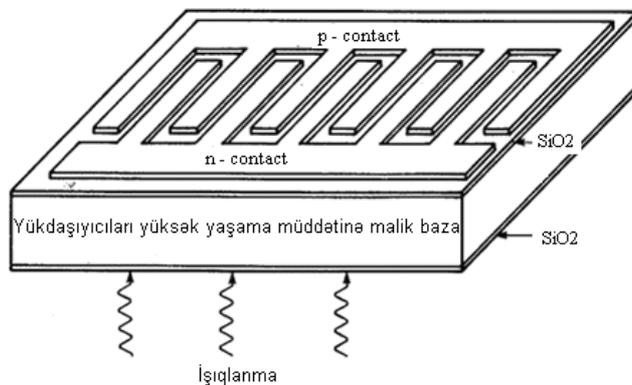
Şəkil 3. Germaniumda birbaşa keçid enerjisinin iki- və üçqatına uyğun gələn çoxpilləli daşıyıcıların enerjiləri.

Enerji böhranının qəbul olunması çərçivəsində yerüstü günəş elektrik qurğularına maraq artmışdır. Bir çox səbəblərdən belə qənaətə gəlinmişdir ki, yüksək konsentrasiyalarla işləmək mümkün olmayacaqdır [1]. Bu səbəblər arasında – yüksək sel altında ardıcıl müqavimətin elementin effektivliyini azaltması; elementlər yüksək temperaturda işləməli olduğundan aşağı faydalı iş əmsalına malik olması; yüksək temperaturdan yaxa qurtarmaq çətin olması nəticəsində torun xəttlərinin əriməsi təhlükəsi vardır [4].

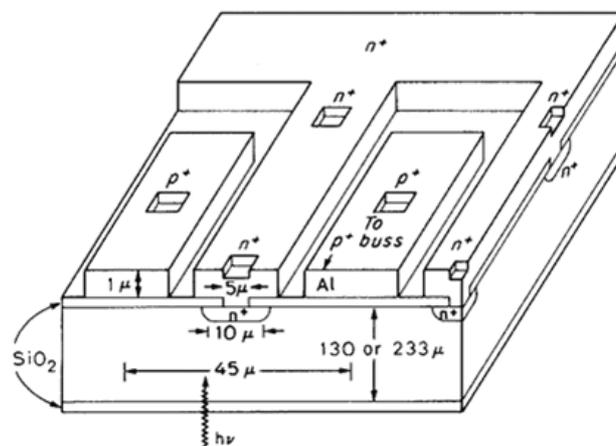
Termofotovoltaik layihəli elementlər tezliklə yüksək günəş şüası konsentrasiyalarında işləməyə yararlı oldular. Germanium əsaslı barmaqvari əks kontaktlı termofotovoltaik elementlərin hazırlanmasında əldə olunmuş uğurlar yüksək konsentrasiya ilə işləyə bilən silisium əsaslı barmaqvari əks kontaktlı elementlərə tətbiq olunmağa başladı (şəkil 4).

Bu cür ilk elementlər germaniumda olduğu kimi analitik metodlar istifadə olunmaqla əldə edildi. Silisiumun səthinin müvəffəqiyyətlə passivasiya olunması və əsas baza oblastda yükdaşıyıcıların böyük yaşama müddətinə nail olunması ilə müəyyən olunmuşdur ki, günəş elementlərinin işinin məhdudlaşmasında dominəedici faktor yarımkeçirici-metal interfeysində rekombinasiyadır [5, 6]. Bunun reallaşmasında aparıcı rolu barmaqvari əks kontakt tutur ki, metallaşma üçün kifayət edən böyük səthi oblast üstünlüyünü saxlamaq şərti ilə yarımkeçirici ilə metal arasındakı kontakt oblastını azaldır və bununla da ardıcıl müqavimətin aşağı düşməsinə nail olunur.

Şəkil 5-də göstərilən nöqtəvi kontaktlı element yarımkeçirici ilə yalnız kiçik oblastlarda təmasda olur və nəticədə yüksək effektivliyə malik olan yüksək günəş şüaları konsentratorları ilə işləyən silisium elementi əldə olunur [7].



Şəkil 4. Barmaqvari əks kontaktlı silisium elementi.



Şəkil 5. Nöqtəvi kontaktlı silisium termofotovoltaik elementi.

Yüksək günəş şüası konsentratorları ilə işləyən silisium elementlərinin çoxlu miqdarda müxtəlif həndəsi konfigurasiyaları, o cümlədən şaqulu keçidli birləşmələr mövcuddur. Ən yüksək effektivliyə malik yüksək günəş şüası konsentratorları işləyən elementlər III-V, V-VI qrup monolit tandem elementləridir. Bununla yanaşı onlar termofotovoltaik işlərin ilkin inkişaf fazasında olmamışdır. Termofotovoltaik elementlərə son zamanlar artan marağı nəzərə alaraq demək olar ki, III-V, V-VI tandem elementləri termofotovoltaik sistemlərin tərkib hissələri kimi istifadəsi yolunda tədqiq olunmaqdadır.

[1] C. Backus. "A Historical Perspective on Concentrator Photovoltaic," International Solar Concentrator Conference for the Generation of Electricity or Hydrogen, Alice Springs, Australia. Nov. 10-14, 2003.
 [2] D. White and R.Schwartz. "P-I-N Structures for Controlled Spectrum Photovoltaic Converters," AGARD Conference, Cannes, France, 1964, pp. 879-922.
 [3] C. Kim. "P-I-N Thermo-Photo-Voltaic Diode, PhD thesis, Purdue University, 1968.
 [4] E. Kittl, R.Schwartz and M. Lammert. "Performance of Germanium PIN-Photovoltaic Cells at High Incident Radiation Intensities," 11th IEEE Photovoltaic Specialists Conference, Phoenix, Az, May 1975, pp. 424-427.

[5] R.Swanson, S.Beckwith, R.Crane, W.Eades, Y.Kwark, R.Sinton and S.Swirhun. "Point Contact Concentrator Solar Cells," IEEE Electron Devices, Vol. ED-31, No. 5, May 1984, pp. 661-664.
 [6] J. Gray and R. Schwartz. "Two-Dimensional Computer Simulation of Single Crystal Silicon Concentrator Cells," 17th IEEE Photovoltaic Specialist Conference, Kissimmee, FL, May 1-4, 1984, pp. 1297-1302.
 [7] R. Sinton, Y. Kark, S. Swirhun and R. Swanson. "Silicon Point Contact Concentrator Solar Cells," IEEE Electron Devices Letters, Vol. EDL-6, No.8, August 1985, pp.405-407.

G.M. Akhmedov

HIGH INTENSITY THERMOPHOTOVOLTAIC CELLS ON THE BASIS Bi_2Te_3 – Bi_2Se_3 TO LIGHT CONCENTRATION APPLICATIONS

The transformation problems of a solar energy into electrical power with the help of thermophotovoltaic systems are considered. The monocrystals Bi_2Te_3 of p -type as and Bi_2Se_3 n -type conduction are offered to use in the capacity of p - and n -transitions. The p - and n - film structure p - Bi_2Te_3 - n - Bi_2Se_3 , obtained by a method of discrete thermal evaporation in a uniform technological cycle, are suitable for usage in thermophotovoltaic devices. And also it is shown, that advantage of these devices before traditional solar elements are a wide sensitivity spectrum and tolerance to the concentrated solar irradiation.

Г.М. Ахмедов

ВЫСОКОИНТЕНСИВНЫЕ ТЕРМОФОТОВОЛЬТАИЧЕСКИЕ ЯЧЕЙКИ НА ОСНОВЕ Bi_2Te_3 – Bi_2Se_3 ПРИМЕНЯЕМЫЕ ДЛЯ РАБОТЫ В СВЕТОВЫХ КОНЦЕНТРАТОРАХ

Рассматриваются вопросы преобразования солнечной энергии в электрическую энергию с помощью термофотовольтаических систем. В качестве p и n – переходов предлагается использовать монокристаллы Bi_2Te_3 p -типа и Bi_2Se_3 n -типа проводимости. Пленочные p - n структуры p - Bi_2Te_3 - n - Bi_2Se_3 , полученные методом дискретного термического испарения в едином технологическом цикле, пригодны для использования в термофотовольтаических устройствах. А также показано, что преимуществом этих устройств перед традиционными солнечными элементами являются широкий спектр чувствительности и терпимость к концентрированному солнечному излучению.

Received: 15.03.07

YÜKSƏK EFFEKTİVLİ GÜNƏŞ ENERJİSİ ÇEVRİLMƏSİNDƏ SİLİSİUM FOTOELEMENTLƏRİNİN TEMPERATUR XASSƏLƏRİ

V.D. ŞÜKÜROVA

Sumqayıt Dövlət Universiteti, Sumqayıt, Azərbaycan

Müəyyən olunmuşdur ki, şüalanma konsentratorunun tətbiqi zamanı elementlərin FİƏ və doldurma əmsalı üçün maksimumlar vardır. Elementlərin gücünün günəş şüalanmasının intensivliyindən asılı olaraq ölçülməsi nəticəsində göstərilmişdir ki, səthi tekstura olunmuş elementlərdə optimal sel konsentrasiyası mövcuddur ki, bu zaman FİƏ maksimaldır. Müəyyən olunmuşdur ki, xüsusi konstruksiya üzərində yerləşən fotoelementlər sistemini su ilə təbii soyutmaqla günəş batareyalarının effektivliyinin kəskin artmasına nail olmaq mümkündür. Aparılmış tədqiqatlar nəticəsində baxılan materialların termodözümlülüyünün nisbi qiymətləndirilməsi alınmışdır, istilik selinin işçi diapazonu təyin olunmuşdur.

İdeal fotoçeviricilərin nəzəriyyəsinə görə işıq selinin konsentrasiyasının artması ilə maksimal FİƏ sərbəst gediş gərginliyi kimi loqarifmik artır. Real fotoçeviricilərin FİƏ-nin artımını məhdudlaşdıran əsas faktor aşqarlanmış təbəqə, baza və kontaktların müqavimətləri kimi təyin olunan daxili ardıcıl müqavimətdə gərginlik düşgüsüdür. Buna görə FİƏ-nin işığın intensivliyindən asılılığı maksimuma malikdir və müqavimətin azalması ilə böyük intensivliklər tərəfə sürüşür. Bu o deməkdir ki, hər bir konkret konstruksiyada optimal konsentrasiyanı hesablamaq lazımdır. Bu səbəbdən konsentrə olunmuş şüalanma altında fotoçeviricilərin tədqiqi məsələsi fiksə olunmuş daxili müqavimətdə optimal konsentrasiya dərəcəsini və hər bir şüalanma konsentrasiyasının qiyməti üçün optimal müqavimətin qiymətini təyin etməyə yönəlib. O elementlərdə ki, fotocərəyan əsas tövheni baza oblast verir, burada materialın seçimi FİƏ-na güclü təsir edir [1]. Yükdəyiçilərin toplanma əmsalı və sərbəst gediş gərginliyi ilə bağlı olan müəyyən bir optimal aşqarlanma səviyyəsi vardır. Bir tərəfdən aşqarlanma səviyyəsinin artması ilə əks doyma cərəyanı və ardıcıl müqavimət azalır ki, bu da çevrilmənin effektivliyinin artmasına gətirir. Digər tərəfdən, aşqarlanma səviyyəsinin artması ilə qeyri-əsas yükdaşıyıcıların yüüklülüyü və yaşama müddəti kəskin azalır. Real fotoçeviricilərin volt-ampere xarakteristikası üçün aşağıdakı doğrudur.

$$U = \frac{AkT}{q} \ln \left(\frac{J_F - J}{J_0} + 1 \right) - JR \quad (1)$$

Maksimal gücün əldə olunma şərti

$$\partial(UJ)/\partial J = 0 \quad (2)$$

olduğundan, şüalanmanın nisbətən aşağı selində $J_F R \ll AkT/q$, maksimal güc təxminən belə artır:

$$P = \frac{AkT}{q} J_F \ln \frac{J_F}{J_0} \quad (3)$$

və faydalı iş əmsalı $\ln K$ ilə mütənəsb artır.

Böyük intensivliklərdə ($J_F R \gg AkT/q$) maksimal güc zəif artır, FİƏ konsentrasiyadan asılı aşağı düşür:

$$\eta = \eta_0 Q \frac{(AkT)^2}{4E_g R J_F} \ln^2 \frac{J_F}{J_0} \quad (4)$$

Optimal fotocərəyan və işçi cərəyan şiddəti FİƏ-nin maksimum şərti ilə təyin olunur:

$$\partial(JU/J_F)/\partial J_F = 0 \quad (5)$$

yəni

$$J_{fopt} = \frac{AkT}{qR} \left(1 + \frac{1}{\ln \frac{AkT}{e^2 q R J_0}} \right) \quad (6)$$

İşıqlanma intensivliyi 400 W/sm^2 olduqda doldurma əmsalı maksimuma malikdir və 75% təşkil edir. Maksimal FİƏ müqavimətdən asılıdır və $Q(R)$ toplama əmsalı ilə $J_0(R)$ əks cərəyan şiddətlərinin asılılıqları ilə bağlıdır.

$$\eta_{max} = \eta_0 Q(R) \frac{(AkT)}{E_g} \left(\ln \frac{AkT}{e^2 q R J_0 R} - \ln \ln \frac{AkT}{e^2 q R J_0 R} \right) \quad (7)$$

Ardıcıl müqavimətin dəyişməsi zamanı günəş selinin konsentrasiyasının optimal qiyməti $K_{opt} \approx 1/R$ təxmini qanunauyğunluğu ilə dəyişir. Burada R - $\text{Om}\cdot\text{sm}^2$ ilə ifadə olunmuşdur. Müasir dövrdə aşağıomlu baza yarımkeçiricilərin, həcmi kontaktların və optimal kontakt torunun istifadəsi hesabına çox kiçik ardıcıl müqavimətli xüsusi konstruksiyalar yaradılmışdır.

Dünyanın bir çox elmi – texnoloji mərkəzlərində alınmış eksperimental nəticələr ona dəlalat edir ki, qaz və günəş yaxın gələcəkdə əsas və ekoloji təmiz enerji mənbələridir. Yaxın dövrlərə qədər günəş batareyaları nisbətən bahalı monokristallik silisium əsasında hazırlanırdı. İlk silisiumun dəyərinin azalması, günəş elementlərinin hazırlanmasında proqresiv texnologiyalar müasir günəş batareyalarının dəyərinin bir neçə dəfə azalmasına imkan verdi. Günəş elektroenerjisinin dəyərinin azalmasında ikinci istiqamət konsentrə olunmuş günəş şüalanmasının çevrilməsindədir. Bununla bağlı olaraq konsentrə olunmuş günəş radiasiyasında işləyə bilən günəş çeviricilərinə olan tələblər artır. Bu işdə konsentrə olunmuş günəş şüalanması altında işləyən silisium əsaslı fotoelektrik çeviricilərin xarakteristikalarının tədqiqinin nəticələri verilmişdir.

Günəş şüalanması 90% şəffaflığa malik alüminium tor tərəfdən daxil olur. Əksolmanın azalması üçün fotoelementin səthində $\sim 0,05 \text{ mkm}$ qalınlığa malik SiO_2 optik təbəqə

çəkilməmişdir. Hazırlanmış fotoelement nümunəsi məlum olan analoqlar səviyyəsində kvant çıxışa malikdir.

Elementin işçi səthi teksturə olunmuşdur, işçi səthdə kontakt – tor formasındadır və kontakt üçün metal pastanın trafaret çap üsulu ilə çökdürülmüşdür.

Düşən şüalanmanın müxtəlif konsentrasiyalarında fotoelementlərin volt-ampere xarakteristikası çıxarılmışdır. Ölçmələr plastina-radiator sisteminin müxtəlif temperaturunda və ümumi qəbul olunmuş AK1,5(atmosfer kütləsi) spektrində aparılmışdır. Radiator stabil temperaturun saxlanması ilə maksimal istilik ayrılmasına görə seçilmişdir. Günəş radiyasının konsentrasiyasının artması elementin temperaturunun artmasına gətirir. 1400Vt/sm² olduqda temperatur təxminən 52°C təşkil etmişdir. Böyük cərəyan şiddətləri ilə işləməni nəzərə alaraq və aktiv elementin xarakteristikasına cərəyan götürülən kollektorların müqavimətlərinin mümkün təsirini azaltmaq üçün böyük en kəsiyə malik müqaviməti 0,01Om olan mis naqillərdən istifadə olunmuşdur.

Yeni tip günəş elementləri və batareyaları bir çox industrial məqsədlə tətbiq oluna bilər, məsələn, müxtəlif naqilsiz sensorların qidalanmasında və ya portativ yoxlama-ölçü cihazlarında, idarəetmə pultlarında. 17% effektivliyə malik olaraq, bu günəş elementləri batareyaların xidmət müddətinin kifayət qədər artırılmasına qadirdir, və bu zaman avadanlıqların korpusunda böyük yer tutmayırlar [2].

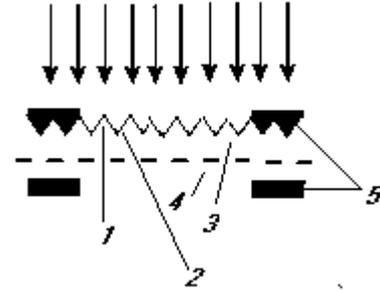
Konsentration olunmuş günəş şüalanmasının çevrilmə perspektivlərinin realizasiyası xüsusi konstruksiyalı, birinci növbədə kiçik ardıcıl müqavimətə və ya yüksək fotokeçiriciliyə malik fotoçeviricilərin yaradılması ilə bağlıdır. Günəş elementlərinin işində mühüm moment onların temperatur rejimidir. Elementin 25°C –dən yuxarı halda bir dərəcə qızması ilə o gərginlikdə 0,002V, yəni 0,4%/°C itirir. Günəş şüasının təsiri ilə fotoelektrik qurğuların işçi hissəsi qızır, nəticədə qurğuların faydalı iş əmsali aşağı düşür. Bu səbəbdən praktikada ikinci ciddi problem – konsentrationlu fotoçeviricilərin yaradılmasında ondan istilik selinin daşınma zərurətidir. Fotoçeviricinin işçi temperaturunun 50-60°C səviyyəsində saxlanması üçün tələb olunan radiator sahəsi konsentrationun midelinin sahəsinə bərabərdir. Buna görə istilikdaşıyıcı sistem ağır və enerjitetumlu ola bilər. Bununla bağlı işıqlanma intensivliyinin artması ilə fotoçeviricilərin temperatur sabilliyinin artması mühüm məsələdir. Çox böyük intensivliklərdə $n - p$ strukturun sərbəst gediş gərginliyinin temperatur qradienti yarımkeçiricinin N_c , N_v icazə olunan zonalarda elektron halının sıxlığı ilə təyin olunur:

$$\frac{dU_{sg}}{dT} = -\frac{k}{q} \ln \frac{N_c N_v}{N_D N_A} \quad (8)$$

Konsentrationlu fotoçeviricilərin tədqiqi zamanı əsas maraq həmişə sərbəst gediş gərginliyinin temperaturdan asılılığı olmuşdur. Belə ki, qısa qapanma cərəyanı yalnız işıq selinin intensivliyindən asılıdır. O yükdaşıyıcıların yaşama müddətinin və kontaktların müqavimətinin dəyişməsi ilə bağlı olan nəzərə alınmaz zəif effektlər nəzərə alınmazsa, praktik olaraq temperaturdan asılı deyil. Amma sərbəst gediş gərginliyi temperaturdan asılıdır və silisium üçün bu dəyişmə təxminən -0,002V/dər təşkil edir. Çıxış gücü sərbəst gediş gərginliyi ilə xətti asılı olduğundan, o uyğun olaraq

temperaturdan asılı 1°C –yə 0,05% dəyişir. Buna görə günəş elementlərinin soyudulması zərurəti yaranır [3].

Bizim eksperiment üçün bu standart şərtlər istifadə olunmuşdur: işıqlanma 1000 Vt/m², başlanğıc temperatur 25°C, AM 1,5 spektri (45° –də günəş spektri)



Şək. 1. Fotoçeviricilərin quruluşu (nümunələr bazası n -tip silisium olmaqla $p^+ - n - n^+$ - quruluşa malikdir. 1- teksturə formalı əksedici örtük; 2 - p^+ - Si; 3 - n -Si; 4 - n^+ -Si; 5 – metal.

Müasir dövrdə praktik tətbiq olunan adi günəş elementlərinin FİƏ 10-19% tərtibdə dəyişirlər. İstifadə olunan hava və maye ilə soyutma metodları qurğuların FİƏ-in artırılmasında qanəedicidir. Bu işdə maye ilə soyutma üsulunu seçərək, təbii konveksiya istifadə olunmaqla su ilə soyutma tətbiq olunmuşdur.

Günəş batareyalarının soyutma kanallarında mayenin konvektiv istilikdaşımaya məsələsinə baxaq. Məsələ bu cür modelləşir. İki müstəvi plastin arasında müstəvi maye axınını tədqiq edək. Mayenin axma istiqaməti x oxu ilə üst-üstə düşür. Günəş batareyasının qızan elementləri ilə maye arasında istilik mübadiləsi prosesini şərh edən aşağıdakı istilikkeçirmə tənliyini yazma bilərik:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + v_y \frac{\partial T}{\partial y} = \beta [T - T_0(t)] e^{-i\omega t} \quad (9)$$

Sağ tərəfdəki ifadə maye ilə günəş batareyasının qızan səthi arasında istilik mübadiləsini əks etdirir. (β - istilik mübadiləsi dərəcəsinə xarakterizə edən və həndəsi ölçülərdən asılı əmsəldir).

Eksponensial ifadə soyudan mayenin sirkulyasiyasını göstərir; burada ω - sirkulyasiyanın tezliyidir. Praktik əhəmiyyət kəsb edən maye və günəş batareyalarının işçi səthləri arasında qararlaşmış istilik rejimi bu formula ilə təyin olunur:

$$T(y, t) = T_0(t) + \tilde{\Phi} e^{-i\omega t} \quad (10)$$

Bu düsturdan ω tezliyi ilə temperaturun periodik dəyişməsi görünür.

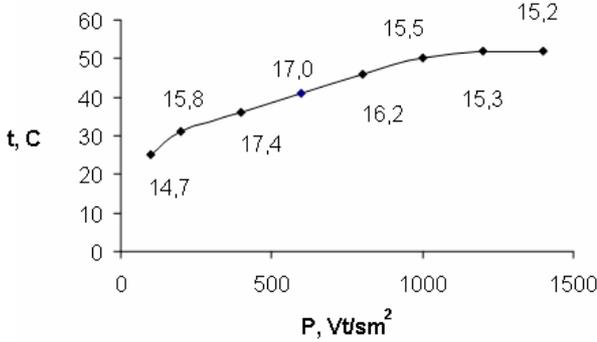
$$\omega = \arcsin \left(\frac{\gamma_2}{\sqrt{\gamma_1^2 + \gamma_2^2}} \right), \quad (11)$$

burada aşağıdakı işarələnmələr qəbul olunmuşdur:

$$\gamma_1 = \frac{\Delta T \omega}{\omega^2 + \beta^2}, \quad \gamma_2 = \frac{\Delta T \beta}{\omega^2 + \beta^2} \quad (12)$$

ΔT – günəş batareyalarının işçi səthinin temperaturunun maksimal azalma qiymətidir.

Başqa sözlə desək, maye işçi səth boyunca axaraq, onu periodik olaraq soyudur və istilik daşıyır. Aydındır ki, bu zaman günəş batareyalarının FİƏ artır. Batareyaların konkret həndəsi forması üçün elə optimal konfigurasiya və konveksiyada maye sürəti seçmək olar ki, bu zaman baxılan effekt maksimal olacaqdır.



Şək. 2. Günəş elementlərinin temperaturunun düşən işıqlanmanın intensivliyindən asılılığı (nöqtələrin yanındakı ədədlər elementlərin FİƏ-dir)

Şüalanmanın artması ilə FİƏ artır. Su ilə soyutma tətbiq olunmaqla elementlərin FİƏ-ni təxminən 1% artırmaq mümkündür. Bütün elementlər spektrin infraqırmızı oblastı üçün şəffafdır ki, bu hal da elementlərin günəş altında az qızmasına səbəb olur və uyğun olaraq onların effektivliyi artır. İntensiv qızma altında işləyən müxtəlif optik detalların hazırlanmasında materialın seçimi məsələsinin həlli zamanı müxtəlif temperaturalarda materialların möhkəmliyi və istilikdözümlülüyü haqqında məlumatlar zəruridir. Bir çox yeni optik materiallar üçün bu cür məlumatlar yoxdur. Buna səbəb materialların özlərinin, o cümlədən aşağı möhkəmlik və istiliyədözümlülük, sıxılmadan çox dartılmaya qarşı aydın nəzərə çarpan zəif müqavimətə malik olan spesifikasiyadır. Bütün bunlar ənənəvi mexaniki metodların tətbiqini, məsələn, müxtəlif temperaturalarda dartılma, müəyyən xarakteristikaların təyin olunmasını kifayət qədər çətinləşdirir. Belə şəraitdə optik materialların istiliyə dözümlülüyünün sınağının birbaşa aparılması böyük əhəmiyyət kəsb edir.

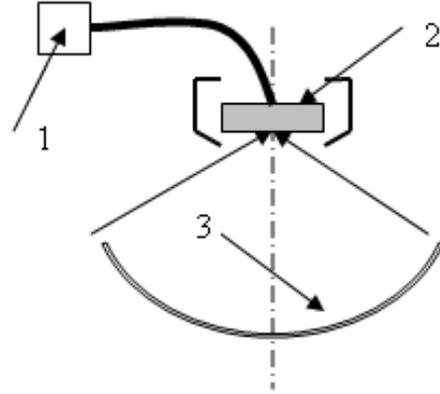
Optik materialların sınağı zamanı yuxarıda göstərilən xüsusiyyətlərini nəzərə alaraq isitmə üsulu və mənbəyinə, xüsusən, mənbənin stabilliyi, isitmədə bircinslilik, çirkləndirici aşqarların olmaması və sadə gərilmə-deformasiya halının olması baxımından yüksək tələblər irəli sürülür. Bu nöqtəyənəzərdən konsentrasiya olunmuş günəş enerjisinin istifadəsi ilə bir tərəfli qızdırılma şərti ilə dairəvi formada olan təbəqələrin sınağı böyük əhəmiyyət kəsb edir.

Bu işdə prinsiplial sxemi ümumi formada aşağıdakı şəkil 3-də verilmiş qurğuda bəzi optik materialların qızdırılan zaman istiliyə dözümlülüyünün tədqiqinin bəzi nəticələri və metodikası verilmişdir.

Qurğu uzunluğu 40sm və fokus məsafəsi 30sm olan üzvi şüşədən ibarət paraboloid konsentrator əsasında yaradılmışdır. Termocütlü nümunə konsentratorun fokal zonasında yerləşmişdir. İstilik parametrlərinin dəyişməsi nümunənin fokusunun pozulması ilə, yəni onun güzgünün oxu boyunca yerdəyişməsi hesabına əldə olunur.

Şüalanmanın maksimal əldə oluna biləcək sıxlığı bu qurğuda 14kVt/m² tərtibində olmuşdur. Bu tələblər bir çox

praktik hallar üçün təmamilə kifayət edir. Sınağa epoksid və optik yapışqanlı təbəqə ilə olan nümunələr məruz qalmışdır. Elementlər sərbəst olaraq metal çərçivəyə salınmış və xüsusi olaraq bütövlüyü və temperaturu müəyyənləşdirən sensorlarla təchiz olunmuşdur ki, onlar da öz növbəsində dağılma momentini və nümunənin daxili səthinin temperaturunu fiksə edir. Sərbəst yerləşmiş plastinin səthinin qeyri-bircins qızdırılması zamanı onda təmiz əyilmə ilə səciyyələnən gərilmə-deformasiya halı baş verir. Onun daxili səthində dartılma gərginlikləri olur ki, bu da ən təhlükəli haldır.



Şək. 3. Optik materialların istiliyə dözümlülüyünün tədqiqi üçün qurğunun prinsiplial sxemi (1- termocüt, 2- nümunə, 3- güzgülü konsentrator)

Nazik təbəqələrin termoelastikliyi nəzəriyyəsinə müəyyən olunur ki, belə gərilmələr, həmçinin təbəqənin deformasiyası aşağıdakına bərabərdir:

$$\sigma = -\frac{\alpha E(t_U - t_i)}{1 - \nu}, \quad \varepsilon = \alpha t_U \quad (13)$$

$$t_U = \frac{1}{h} \int_0^h t(x) dx, \quad (14)$$

burada h – təbəqənin qalınlığı; $t(x)$ – qalınlığa görə temperaturun paylanması; E, α, ν – uyğun olaraq Yunq modulu, xətti genişlənmə əmsalı və təbəqə materialının Puasson əmsalıdır.

İstilik keçirmə tənliyindən qalınlığa görə orta inteqral temperaturun ifadəsini almaq çətin deyil:

$$t_U = \frac{q\tau}{hc\rho}, \quad q = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau q(\tau) d\tau \quad (15)$$

q – xarici səthə istilik seli; c, ρ – uyğun olaraq materialın istilik tutumu və sıxlığıdır.

Əgər sınaq zamanı nümunədə hər hansı bir anda gərilmə və ya deformasiya özünün limit qiymətinə çatarsa

$$\frac{\sigma_0(1 - \nu)}{E} = T_{kr} - \alpha t_i, \quad \varepsilon_0 = T_{kr} \quad (16)$$

burada σ_0, ε_0 – dartılmaya qarşı möhkəmlik limiti və dartılmaya qarşı deformasiya limitidir ki, bu da daxili səthin aşağıdakı temperaturunda olur

$$T_0 = \frac{\alpha q_0 \tau_0}{hc\rho} \quad (17)$$

$$(T_0 - t_i) / \alpha = \sigma_0 (1 - \nu) / E\alpha \quad (18)$$

Aşağıda $20\text{Vt}/\text{sm}^2$ istilik selində nümunələrin sınağının bəzi nəticələri verilmişdir:

1) Epoksid yapışqan, qalınlığı 3mm - 130°C (sınağ müddəti $\tau = 23\text{san}$)

2) Optik yapışqan, qalınlığı 3mm - 145°C (sınağ müddəti $\tau = 54\text{san}$)

Beləliklə, T_0 kəmiyyəti optik materialların termodözümlülük xarakteristikası kimi qulluq edə bilər. Sınaq zamanı

əgər istilik seli, dağılma müddəti və daxili səthin temperaturu ölçülsə digər xarakteristikalar kimi T_0 kəmiyyətini də təyin etmək mümkündür. Aparılmış tədqiqatlar nəticəsində baxılan materialların termodözümlülüyünün nisbi qiymətləndirilməsi alınmışdır, istilik selinin işçi diapazonu təyin olunmuşdur. Müəyyən olunmuşdur ki, şüalanma konsentratorunun tətbiqi zamanı elementlərin FİƏ və volt-ampere xarakteristikasının doldurma əmsalı üçün maksimumlar vardır. Elementlərin gücünün günəş şüalanmasının intensivliyindən asılı olaraq ölçülməsi nəticəsində göstərilmişdir ki, səthi tekstura olunmuş elementlərdə optimal sel konsentrasiyası mövcuddur ki, bu zaman FİƏ maksimaldır. Müəyyən olunmuşdur ki, xüsusi konstruksiya üzərində yerləşən fotoelementlər sistemini su ilə təbii soyutmaqla günəş batareyalarının effektivliyinin kəskin artmasına nail olmaq mümkündür.

[1] J. I. Alferov, V.M. Andreev, V.D. Rumyanchev. Tendenchii I perspektivi razvitiya solnechnoy fotoenergetiki. FTP, 38 (8), 2004, 937-947. (Rusca).

[2] Y.Yu.Quseynov, V.D.Shukurova Mnoqosloynie solnechnie elementi prednaznachennie dlya raboti v sistemax s konchentratorami izlucheniya. Vestnik Bakinskogo Universiteta, 2, 2005, 202-207. (Rusca).

[3] Y.Yu.Quseynov, N.A.Safarov, V.D.Shukurova Issledovanie kremnievix tekstruirovannix fotopreobrazovateley dlya optimizachii parametrov pri konchentrirrovannix potokax izlucheniya. Sumqait Devlet Universiteti "Elmi xeberler", 5 (3), 2005, 7-10. (in Rusca).

V.D. Shukurova

THE TEMPERATURE CHARACTERISTICS OF SILICON PHOTOCELLS WITH A HIGH PERFORMANCE OF CONVERSION OF A SOLAR ENERGY

It is established, that fill factor and efficiency of photocells have maximum values at the application of radiation concentrator. The measurements of element capacity in the dependence on ratio of solar irradiation show, that optimal flow concentration, at which the efficiency is maximal one, is observed in silicon photocells, passed surface texturing technique. On the basis of the carried work it is established that, one can achieve the essential increase of effectiveness of solar batteries by the way of natural system water cooling, consisting in photocells of special construction. As a result of the carried tests, the comparative estimation of heat resistance of the considered materials is obtained, the working ranges of heat flows are defined.

В.Д. Шукюрова

ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КРЕМНИЕВЫХ ФОТОЭЛЕМЕНТОВ С ВЫСОКОЙ ЭФФЕКТИВНОСТЬЮ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ СОЛНЕЧНОЙ ЭНЕРГИИ

Установлено, что при применении концентратора излучения коэффициент заполнения и КПД фотоэлементов принимают максимальные значения. Измерения мощности элемента в зависимости от кратности солнечного излучения показали, что в кремниевых фотоэлементах, прошедших технологию текстурирования поверхности, наблюдается оптимальная концентрация потока, при котором КПД максимально. На основе проделанной работы установлено, что путем естественного водяного охлаждения системы, состоящей из фотоэлементов специальной конструкции можно добиться значительного увеличения эффективности солнечных батарей. В результате проведенных испытаний получена сравнительная оценка термостойкости рассмотренных материалов, определены рабочие диапазоны тепловых потоков.

Received: 16.03.07

Cu₂Se DİODUNUN TUTUMUNUN TƏYİN EDİLMƏ METODU

H.A. ABBASOV

*Azərbaycan Memarlıq və İnşaat Universiteti
Ayna Sultanova, 5*

S.İ. MEHDİYEVƏ, M.M. CAVADOVA

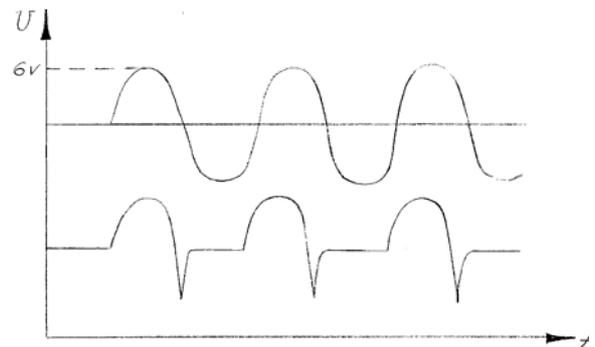
*Azərbaycan MEA Fizika İnstitutu,
H. Cavid pr. 33, AZ 1143, Bakı, Azərbaycan*

Mis hallogenidi əsasında hazırlanmış diodun operator metodu vasitəsilə Kirxhof qanunlarından istifadə edərək nəzəri yolla qapalı dövrdə cərəyan və gərginliyin tarazlığını nəzərə alınmaqla tutumun qiyməti təyin edilmişdir. Dyumel tənliklərini həll etməklə operator metodu ilə siqnalın sönmə müddəti, daha doğrusu kondensator və diod dövrəsindəki cərəyanın tamamilə sıfıra düşməsi təyin edilmişdir. Nəticədə giriş müqavimətinə qiymətlər verməklə diodun tutumu təyin edilmişdir.

Son illərdə metal – dielektrik yarımkəçirici tərkibli diodların tədqiqatı yük əlaqəli cihazların meydana gəlməsinə səbəb olmuşdur. Bu cihazların əsas üstünlükləri onların elektrik enerjisi tələb etmədən informasiyanı yadda saxlamaları, hazırlanma texnologiyasının sadəliyi, yüksək temperaturaya davam gətirməsi və böyük tezliyə malik olmasıdır.

AzSSR-i Fizika İnstitutunda mis hallogen çevrici diodları hazırlanmış və bir sıra müəlliflik şəhadətnaməsi alınmışdır. Məqalədə diodun iş rejimi araşdırılmış və tutumunun təyin edilməsinin yolu göstərilmişdir. Diodun konstruksiyası və daxilində gedən fiziki proseslər onun tutumuna təsir göstərir. Digər tərəfdən qeyd etmək lazımdır ki, tutum öz növbəsində diodun işləmə tezliyinə təsir göstərir. İnteqral elementlərdə diodun ekvivalent sxemini müxtəlif variantlarda göstərmək olar, lakin bütün sxemlərdə tutum dioda paralel birləşdirilməlidir.

Cu₂Se diodunun kommutasiya sxemlərində yüksək tezlikdə işləməsi üçün tutumun miqdarı əsas parametr kimi nəzərə alınmalıdır. Ona görə də, Cu₂Se diodunu çevrici rejimində işini araşdırmaq lazımdır. Diodun dövrəsinin dolma və boşalma zaman sabiti (C_d) onun çevrilmə tezliyinə təsir göstərir. Bu nöqteyi nəzərdən Cu₂Se diodunun tutumunun təyin edilməsi vacibdir.



Şəkil 2. Cu₂Se diodunun çevrilmə zamanı ssilloqramması.

Keçid cərəyanının qiymətini təyin etmək üçün Kirxhof qanunlarının operator formasında yazılan tənliklərindən istifadə edək. Bu tənliklər aşağıdakı kimi yazılır:

$$u = i_1 r + i_2 r_d$$

$$u = i_1 r + C_d \int \frac{1}{i_3} dt \tag{1}$$

$$i_1 = i_2 + i_3$$

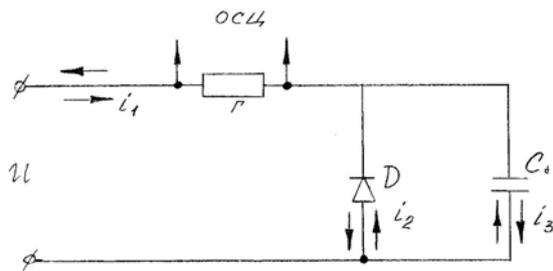
Cərəyan və gərginliyin ani qiymətlərini əvəz etməklə (1) tənliyini operator şəklində belə ifadə etmək olar:

$$\left. \begin{aligned} U(P) &= I_1(P)r + I_2(P)r_d \\ U(P) &= I_1(P)r + \frac{I_3(P)}{C_d P} + \frac{U_c(0)}{P} \\ I_1(P) &= I_2(P) + I_3(P) \end{aligned} \right\} \tag{2}$$

harada ki, $U(P)$ - giriş gərginliyinin operator forması; $I_1(P), I_2(P), I_3(P)$ - cərəyanın operator forması, budaqlarda uyğun olaraq i_1, i_2, i_3 ; r - məhdudlaşdırıcı müqavimət; r_d - diodun bağlı halda müqaviməti.

Buradan alırıq:

$$\frac{r_d(U_p) - (r_d + r) \frac{U_c(0)}{0}}{(r + r_d) \frac{1}{C_d} + r \cdot r_d} \tag{3}$$



Şəkil 1. Cu₂Se diodunun ekvivalent sxemi.

Bu məqsədlə diodun ekvivalent sxeminin və tutumunun təyin edilməsi məsələsi qarşıya qoyulmuşdur.

Dinamik rejimi araşdırmaq üçün və C_d kəmiyyətini tapmaq üçün diodun dövrəsinə r müqavimətini əlavə edirik (şəkil 1). r müqavimətinə diodun iş rejimini araşdırmaq üçün paralel ikişüalı ossilloqraf qoşulur. Diodun impuls rejimini araşdırmaq üçün dövrənin girişinə sinusoidal siqnallar verilir. Siqnalın müsbət yarımpəriodunda diodun müqaviməti kiçik olur və dövrdə cərəyan maksimum olur, və gərginlik tamamilə r müqavimətində düşür.

Giriş siqnalının istiqamətinin dəyişməsilə diod bağlanır və dövrdə cərəyan C_d tutum cərəyanı ilə xarakterizə edilir. Bu cərəyan keçid cərəyanı adlanır.

Qeyd etmək lazımdır ki, siqnal verildikdə dövredə müsbət impulsda diod açılır və budaqlardan i_1, i_2, i_3 cərəyanı axır. Bu cərəyanlar məhdudlaşdırıcı müqavimətlə və diodun müqavimətilə təyin edilir. Düz istiqamətində diodun müqaviməti tutumun müqavimətindən kiçik olduğuna görə diodun açıq vəziyyətində C_d tutumundan cərəyan keçir və t_1 müddətində (şəkil 2) C_d tutumunun qütblərindəki gərginlik açıq diodun üzərinə düşən gərginliyə bərabər olur. t_2 müddətində C_d tutumunun gərginliyi boşalır və t_2 zamanının axırında tutum tam boşalmış vəziyyətdə olur. Əgər gərginlikdə diod bağlanırsa, mənfi siqnalın amplitudası tamamilə tutuma qoşulmuş olur.

$t=t_3$ anında C_d tutumundan maksimal dolma cərəyanı keçir və tutum dolduqca bu cərəyan azalır, sonra sifira enir. i_3 cərəyanını təyin etdikdə $U_f=0$ qəbul edirik. Ona uyğun olaraq (3) tənliyi aşağıdakı şəkildə yazılır.

$$I_3(P) = \frac{r_d(U_p)}{r + r_d} \quad (4)$$

$$C_d \cdot P + r \cdot r_d$$

harada ki,

$$\frac{r_d(U_p)}{r + r_d} = y(P)$$

$$C_d \cdot P + r \cdot r_d$$

operator keçiriciliyi alınır.

$y(P)$ -ni aşağıdakı kimi göstərmək olar:

$$y(P) = \frac{1}{r \left(\frac{r + r_d}{C_d \cdot r \cdot r_d} \right)} = \frac{1}{r} e^{-at} = y(t) \quad (5)$$

harada ki,

$$a = \frac{r + r_d}{C_d \cdot r \cdot r_d} \quad (6)$$

i_3 jərəyanının originalı qısa müddətli sıçrayışlı τ (Dyumel inteqralı) uzunluğuna malik impulsla təyin edilir.

$$i_3(t) = \int u(\tau) y_1(t - \tau) dt = - \int - A \frac{a}{r} e^{-a(t-\tau)} (e_2^{-at} - e_3^{-at}) \quad (7)$$

Qəbul edək ki, $t = 60 \frac{1}{a}$ müddətdə keçid cərəyanı tamamilə sönmür.

Təcrübə göstərir ki, bu vaxt sinusoidal siqnalın uzunluğunun bir hissəsini təşkil edir. Bunları nəzərə alaraq dəqiqliklə yazıla bilər ki,

$$a = \frac{60}{t_{zam}} \quad (8)$$

(6) və (8) düsturlarını birləşdirsək:

$$C_d = \frac{(r + r_d) t_{zam}}{60 r r_d} \quad (9)$$

Cərəyanın tam sönmə müddətini $t_3 - t_2$ (şəkil 2) 40-a bölməklə qiymətləndirmək olar

$$C_d = \frac{(r + r_d)(t_3 - t_2)}{2400 r r_d} \quad (10)$$

Qeyd etmək lazımdır ki, $r_d \gg r$ olduğundan (10) ifadəsini kiçik bir xəta ilə aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$C_d = \frac{t_3 - t_2}{2400 r} \quad (11)$$

Beləliklə, r -i 10 Om qəbul etsək və $t_3 - t_2 = 1$ mks olarsa, $C_d = 40nf$ olar. Bu kəmiyyət diodun tutumudur. Tutumun bu qiymətinə kontaktlararası və diodun çıxışları ilə gövdəsi arasındakı tutum daxildir.

Cu₂Se diodun tutumu onun impuls sxemlərində işlədiyi zaman böyük əhəmiyyət kəsb edir. Belə ki, bu parametrdi diondun yüksək tezlikdə işləməsini təmin edir.

- [1] Q.A. Abbasov i dr. O primeneni razliçnix elementov kommutatsii dlya peredaçi i raspredeleniya informatsii. Fizika, «Elm». Baku, 2002, №2. (Rusca)
- [2] Q.A. Abbasov i dr. O postroyeni kommutatora s ispolzovaniyem diodov na osnove slojnix poluprovodnikov. Fizika, «Elm», Baku, 2002, №3. (Rusca)

- [3] V.C. Fəracov. Yarımkeçirici inteqral sxemlər. Dərs vəsaiti, Bakı. AzTU-nun nəşri, 1996.
- [4] R.M. Hümbətov. Sənaye elektronikas. I və II cild. Bakı. ADNA-nın nəşri, 2001.

H.A. Abbasov, S.I. Mehdiyeva, M.M. Javadova

THE DETERMINATION OF DIODE CAPACITY ON THE BASE OF Cu₂Se

The diode capacity on the base of Cu₂Se is obtained. The time of the current collapse in the circuit of capacitor and diode and also diode capacity value are calculated using the operator method of the solving of the current and voltage balance equation.

Н.А. АBBASOV, S.I. MEHDİYEVA, M.M. CAVADOVA

Г.А. Аббасов, С.И. Мехтиева, М.М. Джавадова

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЕМКОСТИ ДИОДА НА ОСНОВЕ Cu_2Se

Определена емкость диода на основе халькогенида меди (ХМ). Используя операторный метод решения уравнений баланса токов и напряжения, вычислены время полного прекращения тока в цепи конденсатора и диода, а также величина емкости диода.

Received: 10.01.07

(PbSe)_{1-x}(CoSe₂)_x SİSTEMİ ƏRİNTİLƏRİNİN TERMOELEKTRİK XASSƏLƏRİNİN TƏDQIQI

M.Ə. ƏLİCANOV, N.M. ORUCOV, A.O. MEHRABOV, S.M. ƏLİCANOVA, H.İ. İBAYEV

AZ-1073. Azərbaycan Memarlıq və İnşaat İnstitutu, Bakı, Ayna Sultanova küçəsi 5,
1143, Bakı, H. Cavid, 33, MEA Kimya Problemləri İnstitutu

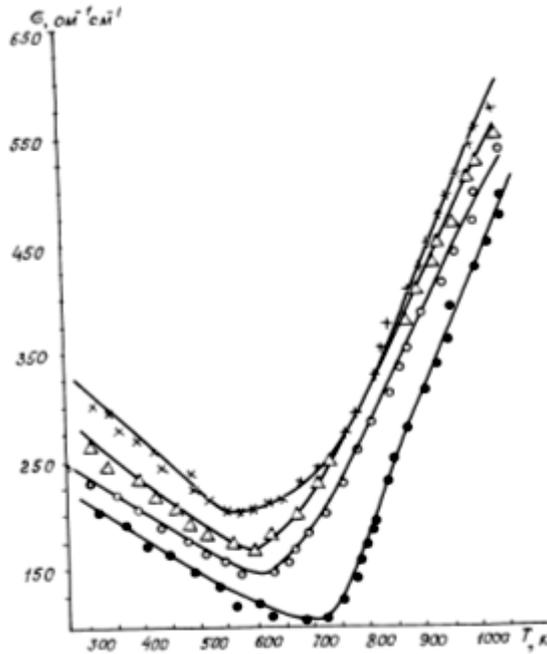
PbSe tərəfdən bərk məhlul sahəsi təyin olunmuşdur. Göstərilmişdir ki, CoSe₂-nin həll olunması 10 mol%-də baş verir. PbSe birləşməsinin və onun əsasında 24,6 mol% nümunələrin elektrikkeçirməsi və termo l.h.q.-si 300÷1000K temperatur intervalında, istilikkeçirmə isə 300÷900K temperatur intervalında ölçülmüşdür.

PbSe birləşməsinin elektrikkeçirməsi (300÷740)K temperatur intervalında azalır, metallik xarakter daşıyır. Temperaturun sonrakı artımı σ -nın artmasına səbəb olur və (750÷1000)K temperatur intervalında yarımkeçirici xarakter daşıyır.

PbSe birləşməsi və onun əsasında nümunələr üçün keçiricilərin "p" və "n" tipi müəyyən olunmuşdur.

Alınmış nümunələr üçün (450÷700)K temperatur intervalında termoelektrik effekti təyin olunmuşdur ki, bu da yüksək əhəmiyyətə malikdir.

IV qrup elementlərinin (Ge, Sn, Pb) hallogenlərinin (S, Se, Te) birləşmələri (A^{IV}B^{VI}) fiziki və kimyəvi xassələrinin xarakterinə görə başqa yarımkeçirici birləşmələrdən fərqlənir. Bunlar stexiometrik tərkibdən kənara çıxmaqla, kiçik qadağan olunmuş zolağa, mürəkkəb zona quruluşuna malik olduğundan, onların öyrənilməsi hal-hazırda tədqiqatçıları maraqlandırır.



Şəkil 1. (PbSe)_{1-x}(CrSe)_x sistmi ərintilərinin elektrik keçiriciliyinin temperatur asılılığı.

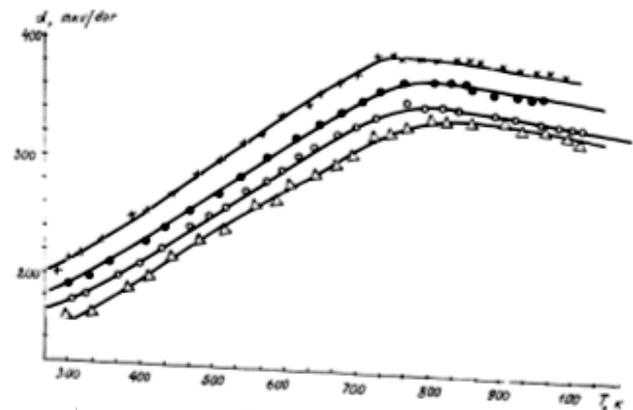
●- x=0.00; ○- x=0.02; △- x=0.04; * - x=0.06

Həmin qrupa daxil olan PbSe birləşməsi də göstərilən xüsusiyyətlərə malikdir. Odur ki, bu birləşmə və onun əsasında ərintilər yarımkeçirici cihazların hazırlanmasında geniş tətbiq olunur. PbSe birləşməsi stexiometrik tərkibdən asılı olaraq həm "p" və həm də "n" tipli keçiriciliyə malik olur. Maraqlıdır ki, bu birləşmə ərimə temperaturuna yaxın temperaturlarda metallik və sonra yarımkeçirici xarakter daşıyır. Bərk və maye halında xüsusi qurğularda onun elektrikkeçirməsi və termo e.h.q.-si ölçülmüşdür, hər iki oblasda qadağan olunmuş zolağın PbSe-CoSe₂ sistemində fiziki-kimyəvi analiz metodlarından istifadə edərək, qurğuşun selen tərəfdən bərk məhlul sahəsi müəyyən edilmişdir. CoSe₂-nin 10mol% qədər həll olduğu göstərilmişdir. Burada PbSe bir-

ləşməsinin və onun əsasında 2, 4, 6 mol% nümunələrin elektrik keçirməsi və termo e.h.q.-si 300÷1000 K temperatur intervalında, istilikkeçirmə isə 300÷900K temperatur intervalında ölçülmüş və alınan nəticələr 1, 2 və 3-cü şəkillərdə qrafiki olaraq verilmişdir. σ - $f(T)$ asılılıq qrafikindən görüldüyü kimi (şəkl.1) PbSe birləşməsinin elektrikkeçirməsi (σ) 300÷740K temperatur intervalında azalır, metallik xarakter daşıyır.

Temperaturun sonrakı artımı σ -in artmasına səbəb olur və 750÷1000K temperatur intervalında yarımkeçirici xarakter daşıyır. Məxsusi keçiricilik oblastına uyğun gəlir. Tədqiq olunan nümunələrdə σ -in temperaturdan asılı olaraq dəyişməsi əsas komponent (PbSe)-də olduğu kimidir. Nümunələrdə metal-yarımkeçirici keçid temperaturu aşağı temperatura görə dəyişir. Belə ki, keçid temperaturu 6 mol% CoSe₂ tərkibli nümunə üçün 590 K olur. $\lg\sigma$ - $f\left(\frac{10^3}{T}\right)$ asılılıq qrafikindən

istifadə edərək (bu qrafik işdə verilmişdir) öyrənilən nümunələr üçün qadağan olunmuş zolağın eni hesablanmışdır. ΣE_T -nin qiyməti 0.30eV (PbSe) üçün ilə 0.54eV (6 mol% CoSe₂ tərkibli nümunə üçün) arasında dəyişərək artır. PbSe birləşməsi və onun əsasında bərk məhlul sahəsində 2.4 və 6mol% CoSe₂ tərkibli ərintilərin termo e.h.q.-si 300÷1000K temperatur intervalında ölçülmüş və alınan nəticələr qrafiki olaraq şəkil 2-də verilmişdir.



Şəkil 2. (PbSe)_{1-x}(CrSe)_x sistmi ərintilərinin termo e.h.q.-nin temperatur asılılığı.

●- x=0.00; ○- x=0.02; △- x=0.04; * - x=0.06

Göründüyü kimi temperaturun artması ilə termo e.h.q. $T \approx 760 \div 810$ -ə kimi maksimum alınmaqla artır, sonradan, az da olsa azalmağa başlayır. Nisbətən aşağı temperatur ($T \leq 520$ K) termo e.h.q. az, sonra isə kəskin artır ($T \geq 520$ K), $\alpha \sim f(T)$ qrafikindən göründüyü kimi termo e.h.q.-nin temperaturdan asılı olaraq dəyişməsi mürəkkəb xarakter daşıyır və birinci temperatur intervalında

$$\alpha = \frac{K}{e} \left(\frac{5}{2} + p + \ln \frac{N_c}{n} \right) \quad (1)$$

ilə xarakterizə olunur.

Burada N_c – keçiricilik zonasında (deşiklərin) effektiv yükdaşıyıcıların sayıdır.

Termo e.h.q.-nin ikinci temperatur intervalında dəyişməsi, həyəcanlanmış yarımkəçiricilərdə olduğu kimi aşağıdakı düsturla xarakterizə oluna bilər.

$$\alpha \approx \frac{2\pi^2}{3} \cdot \frac{k^2 T}{eF} \quad (2)$$

(2)-də F-Fermi səviyyəsidir.

Bu hal qarışıq yarımkəçiricilərdə, qarışıq yükdaşıyıcılar mövcud olduğuna görə:

$$\alpha = \frac{\alpha_n \sigma_n + \alpha_p \sigma_p}{\sigma_n + \sigma_p}$$

ifadəsi ilə xarakterizə

oluna bilər. $T \approx 300$ K, $F = 10$ eV olduğundan, $\alpha \approx 10^{-6} \frac{V}{K}$ olar.

Termo e.h.q. tədqiq etmədiyimiz nümunələrdə temperaturdan asılı olaraq düz xətt qanunu üzrə dəyişir, maksimum qiymətdən sonra azalmağa başlayır və üçüncü temperatur intervalına aid edilə bilər. Belə halda üçüncü növ yükdaşıyıcıların (elektronların) əmələ gəldiyini qəbul etsək:

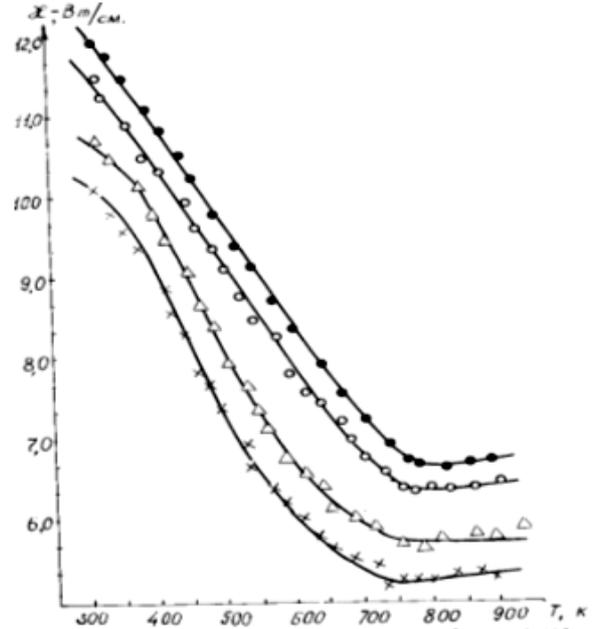
$$\alpha = \frac{\alpha_n \sigma_n + \alpha_p \sigma_p - \alpha_3 - \sigma_3}{\sigma_n + \sigma_p - \sigma_3} \quad (3)$$

ilə ifadə oluna bilər.

[1] V.M. Glazov, S.İ. Chikevskaya. Jidkie poluprovodniki. M: Nauka, 1967, 244 s. (Rusca).

[2] N.Kh. Abrikosov, L.E. Shelimova. Poluprovodnikoviye materialy na osnove soyedineniy A^{IV}B^{IV}. M: Izd. Nauka 1975, 196 s. (Rusca).

Bütün temperatur intervalında termo e.h.q.-nin işarəsinin dəyişməsinə görə keçiriciliyin “p”, onun əsasında nümünələr üçün “n” tip olduğu göstərilmişdir. İstilik keçirmə $300 \div 900$ K temperatur intervalında azalır (şəkil 3) və yalnız $T \geq 750 \div 810$ K temperatur intervalında az da olsa artma müşahidə olunur: $T \leq 700$ K temperatur intervalında istilikkeçirmə iki dəfədən çox azalır.



Şəkil 3. $(\text{PbSe})_{1-x}(\text{CrSe})_x$ sistmi ərintilərinin istilikkeçirməsinin temperatur asılılığı.

●- $x=0.00$; ○- $x=0.02$; △- $x=0.04$; * - $x=0.06$

Bu azalma əvvəlcə kəskin ($T \leq 600$ K), sonra isə nisbətən az dəyişir.

İstilikkeçirmənin artması, əlavə olaraq, bipolyar diffuziyanın dəyişməsi ilə əlaqələndirilə bilər.

$$Z = \frac{\alpha^2 \sigma}{\chi} \quad (4)$$

ilə hesablanmış və alınan nümunələrin $450 \div 700$ K temperatur intervalında daha yüksək Z-ə malik olduğu müəyyən olunmuşdur.

[3] M.A. Alidjanov, M.Z. Alizade. Poluprovodnikoviye svoystva soyedineniy tipa A^{IV}B^{IV}. M: Izd. VİNİTİ 1987, 103 s. (Rusca).

RESEARCH OF THERMOELECTRIC PROPERTIES OF $(\text{PbSe})_{1-x}(\text{CoSe}_2)_x$ SYSTEM ALLOYS

The region of solid solution from PbSe side is determined. It has been demonstrated that solubility of CoSe_2 occurs until 10 mol%. Electroconductivity of thermo e.m.f. (electromotive force) of PbSe samples and its alloys compound, containing 2.4 and 6 mol%, at $(300 \div 1000)$ and thermal conductivity at $(300 \div 900)$ K were measured.

Electroconductivity of PbSe compound decreases at temperature interval $(300 \div 740)$ K and has metallic property. Further increase of temperature corresponds to increase of σ in temperature interval $(750 \div 1700)$ K and electroconductivity has semi-conducting properties.

Conductivity type of “p” type and “n” type for PbSe compounds and samples on its basis is determined.

Thermoelectrical effect that has high profile is determined for obtained samples in temperature interval $(450 \div 700)$ K.

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ СПЛАВОВ СИСТЕМЫ (PbSe)_{1-x}(CoSe₂)_x

Определена область твердого раствора со стороны PbSe. Показано, что растворимость CoSe₂ происходит до 10 мол%. Измерены электропроводность термо э.д.с. образцов соединения PbSe и его сплавов, содержащих 2,4 и 6 мол%, при (300÷900) К и теплопроводность при (300÷900)К.

Электропроводимость соединения PbSe уменьшается в температурном интервале (300÷740) К и носит металлический характер. Дальнейшее увеличение температуры соответствует увеличению σ в температурном интервале (750÷1000) К и носит полупроводниковый характер.

Определены p и n проводимости для соединения PbSe и для образцов на его основе.

Для полученных образцов в интервале температур (450÷700)К наблюдается термоэлектрический эффект, имеющий важное значение.

Received: 16.03.07

THEORY OF INTERNAL INSTABILITY IN THE SEMICONDUCTORS WITH ONE TYPE OF CHARGE CARRIERS

M.B. JAMSHID

Islamic Azad University, Islamshahr Branch IRAN

E.R. HASANOV

Baki, Institute of Physics of NASA, Baki State University

The frequencies and increase increment of arising waves in homogeneous and impurity semiconductors have been calculated. The change interval of external electric field in the conditions of internal instability has been found.

The theoretical investigation of electric instabilities in the semiconductors forms the possibilities for experimental preparations amplifier and generators, working in high-frequency band. The oscillations, arising inside the sample, can go out increasing and at that the current in the external circuit oscillates, i.e. the external instability arises. At external instability the oscillation frequency ω is real value, and wave vector k is complex one. If current oscillations take place in external circuit, then this means, that charge and electric field oscillations inside the sample have already aroused. Thus, the sample, inside of which the charge and electric field distributions take place, is the active circuit element. Firstly, by this reason it is needed the foundations of charge internal oscillation and electric field for theoretical description of current in external circuit. When the charge redistribution arises inside the sample, the possibility of internal instability arises. At internal instability the wave vector is the real one, and oscillation frequency is complex value.

In this paper we will theoretically investigate the conditions of internal instability in the semiconductors with one type of charge carriers. When the semiconductor is pure material (i.e. there aren't impurity atoms in semiconductor), then charge redistribution inside the sample takes place because of external fields. If there are impurity atoms in semiconductor, then current carriers can be captured (recombination), or emitted (generation) by impurity atoms.

The corresponding control system with taking into consideration of recombination and generation of charge carriers has the form:

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial \tau} + \text{div } \vec{j} = 0 \\ \text{div } \vec{E} = \frac{4\pi}{\epsilon} (\rho - \rho_0) \\ \vec{j} = en\vec{E} - D\nabla \vec{n} \\ \frac{\partial n_{rec.}}{\partial \tau} = \gamma(0)[n(N - n_{rec.})\omega(E) - n_1 n_{rec.}] \end{cases}, \quad (1)$$

$\rho = e(n + n_{rec.})$; N is concentration of impurity atoms, $\omega(E)$ is capture frequency of charge carriers by impurity atoms, $n_{rec.}$ is electron recombination concentration, $\gamma(0)$ is coefficient of electron emission by impurity atoms. Linearizing system (1) without taking into consideration with respect to electric field and concentrations of charge carriers

$$\begin{aligned} E &= E_0 + E'(x,t); & E'(x,t) &\ll E_0, \\ n &= n_0 + n'(x,t) & n'(x,t) &\ll n_0^0 \end{aligned}$$

and considering, that fluctuation values $[E'(x,t) \text{ k } n'(x,t)] \sim e^{i(kx - \omega t)}$ from (1), we will obtain the dispersion relation of the following type:

$$i\omega = \epsilon + DK^2 + ik \left(U_0 - \frac{8\pi}{\epsilon} E_0 \rho_0 \frac{dD}{dE} \Big|_{E=E_0} \right). \quad (2)$$

From (2) it is seen, that $\omega = \omega_0 + ij$; $U_0 = \mu_0 E_0$

$$\begin{aligned} \omega_0 &= k \left(U_0 - \frac{8\pi}{\epsilon} E_0 \rho_0 \frac{dD}{dE} \Big|_{E=E_0} \right). \quad (3) \\ \gamma &= -\frac{4\pi\tau}{\epsilon} - DK^2 \end{aligned}$$

Substituting (3) in $[E'(x,t) \text{ k } n'(x,t)] \sim e^{i(kx - \omega t)}$, we easily see, that $\sigma < 0$, i.e.

$$\sigma = -en \left| \frac{d(\mu E)}{dE} \Big|_{E=E_0} \right| < 0.$$

The oscillations of charge carriers inside the sample increase and sample state is instable. These oscillations take place with frequency ω_0 . However, at $\mu_0 = \frac{8\pi}{\epsilon} en_0 \frac{dD}{dE} \Big|_{E=E_0}$ these oscillations are periodic ones, i.e. $Re\omega = 0$. At that the considered fluctuations damp or increase without oscillation. The increase increment of aperiodic oscillations has the form

$$\gamma = \frac{4\pi}{\epsilon} |\sigma| - DK^2 \quad (4) \quad K = \frac{2\pi}{L} m, \quad m = 0 \pm 1, \pm 2, \dots$$

From (4) it is seen, that aperiodic oscillations can arise in long samples quickly, than in short ones.

Let's consider the arise conditions of instable fluctuation waves inside sample in impurity semiconductors.

Linearizing system (1) with taking into consideration of recombination and generation of charge carriers, we easily obtain the following dispersion relations

$$-k^2 D(1 - i\omega\tau_1) - U_0 \left[\frac{D\tau_1}{U^2_0\tau_M\tau_c} \frac{d\ln\omega}{d\ln E} + 1 - i\omega\tau_1 \right] ik + \frac{1}{\tau_1} \left[(\omega\tau_1)^2 + i\omega\tau_1 \left(\frac{\tau_1}{\tau_M} + \frac{\tau_1}{\tau_2} \right) + \frac{\tau_1^2}{\tau_M\tau_3} \left(\frac{d\ln\omega(E)}{d\ln E} - 1 \right) + \frac{\tau_1}{\tau_M} \right] = 0 \quad (5)$$

$\tau_M = \frac{\varepsilon}{4\pi\tau_0}$ is Maxwell relaxation time

$\tau_1 = n_{r,0} [(j_{10})\omega(E_0)n_0N]^{-1}$ is generation time of charge carriers

$\tau_3 = [(j_{10})\omega(E_0)(N - nt_{s,0})]^{-1}$ is capture time of charge carriers

carriers

$\tau_2 = \frac{\tau_3\tau_1}{\tau_3 + \tau_1}$ is life time of free charge carriers.

Designating $\omega\tau_1 = x$ from (5) we obtain

$$a = 1 + \frac{D\tau_1}{U^2_0\tau_M\tau_c} \frac{d\ln\omega}{d\ln E}; \quad b = \frac{\tau_1}{\tau_M} + \frac{\tau_1}{\tau_2}; \quad c = \frac{\tau_1}{\tau_M} + \frac{\tau_1^2}{\tau_M\tau_3} \left(\frac{d\ln\omega}{d\ln E} - 1 \right)$$

$$x^2 + (ku\tau_1 + ib + i\tau_1 k^2 D)x - \tau_1 k^2 D + ikuk^2 \tau^a + c = 0 \quad (6)$$

As $\tau_1 < \tau_3$ at $\frac{d\ln\omega}{d\ln E} = 0$

$$a=1; \quad b = \frac{\tau_1}{\tau_M} \left(1 + \frac{\tau_m}{\tau_2} \right); \quad c = \frac{\tau_1}{\tau_M}$$

from (6) we obtain

$$x^2 + \left\{ ku\tau_1 + c \left[\frac{\tau_1}{\tau_M} \left(1 + \frac{\tau_m}{\tau_2} \right) + k^2 D\tau_1 \right] \right\} x - \tau_1 k^2 D + \frac{\tau_1}{\tau_M} + ikuk^2 \tau_1 = 0 \quad (6')$$

Considering, that $x = x_0 + ix_1$ and $x_1 \ll x_0$ from solution (6'), we obtain

$$x_0 = -r, \quad x_1 = \frac{\tau_1 - k^2 D\tau_1}{(ku\tau_1)^2} r - 1 \quad (7)$$

From (7) it is seen, that recombination fluctuation is increasing one, if $k^2 D \geq \frac{1}{\tau_m}$ i.e. $\frac{\varepsilon}{4\pi} \frac{k^2 D}{\sigma} \geq 1$ with

frequency $\omega_0 = \frac{1}{\tau_m} \left(1 + \frac{\tau_m}{\tau_2} \right) + k^2 D$, when electric field changes in next interval.

$$E_0 \geq \left(\frac{D}{\tau_1} \right) \frac{1}{\mu}$$

Thus, the emergences of electric instability in impurity semiconductors essentially depend on recombination and generation frequencies of charge carriers. This process (i.e. sample instable state) leads to wave radiation from sample with definite frequency ω_0 .

[1] E.R. Gasanov. Vestnik BGU. Seriya Fizika, 2000 q.

[2] E.R. Gasanov. Vestnik BGU. Seriya Fizika, 2001 q, №1.

[3] L.D. Landau i E.M. Liphshits. Elektrodinamika sploshnikh sred. Moskva, 1957g.

M.B. Cəmsid, E.R. Həsənov

BİR TİP KEÇİRİCİLİYƏ MALİK YARIMKEÇİRİCİLƏRDƏ DAXİLİ DAYANIQSIZLIQ NƏZƏRİYYƏSİ

Bircins və aşqarlı yarımkeçiricilərdə daxili dayanıqsızlıq şəraitində artan dalğaların tezlikləri və inkrementləri hesablanmışdır. Dayanıqsızlığa uyğun elektrik sahəsinin dəyişmə intervalı tapılmışdır.

М.Б. Джамшид, Е.Р. Гасанов

ТЕОРИЯ ВНУТРЕННЕЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ С ОДНИМ ТИПОМ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА

Вычислены частоты и инкременты нарастания возникающих волн в однородных и в примесных полупроводниках. Найден интервал изменения внешнего электрического поля в условиях внутренней неустойчивости.

Received: 08.05.07

THE SECOND ACCEPTOR LEVEL OF ARGENTUM IN SOLID SOLUTIONS Ge-Si

Z.A. AGAMALIYEV

Institute of Physics of National Academy of Sciences.
AZ-1143. Baku, H.Javid av. 33, Azerbaijan

The investigation results of second acceptor level of argentum in solid solution Ge-Si, containing 18 at.%Si are given in the paper. The monocrystals are obtained by the withdrawal from the melt with the application of feeding ingot. The second acceptor level of argentum is in the upper half of forbidden band. That's why for its revealing it is necessary to doubly dope crystals by Ag and Sb impurities with such calculation, that the first acceptor level of argentum can be doped totally, and the second one can be doped partly. Sb is introduced in crystals in the monocrystal growth process through gas phase, and Ag is introduced by diffusion method.

The argentum depth of occurrence is defined by the investigation of temperature dependence of Hall coefficient and by the comparison of experimental data with results of equation solution of electrical neutrality crystal. The depth of occurrence of argentum second level, counted from depth of conduction band, is equal to 0,41 eV.

The revealing of the second acceptor level of argentum in solid solution Ge-Si, containing 18at% Si and definition of its activation energy is the aim of the present paper. At the given composition of Ge-Si system the argentum in it acts as amphoteric impurity and reveals the multiplet character. In Ge the argentum creates three acceptor and one donor levels, and in Si creates probably one acceptor and one donor levels.

The second level of argentum is in upper half of forbidden band in the composition considered by us. For its revealing it is also necessary the presence of small donor acceptors in crystal. The stibium (Sb) is used in one's capacity of donor impurity. The monocrystals of Ge-Si alloys are obtained by the withdrawal from the melt with the application of feeding ingot. The stibium is introduced into melt from its gas state through small vent, made on crucible bottom. The argentum is introduced into crystals by the diffusion method.

It is necessary to chose by such way for revealing and investigation of second acceptor level of argentum in Ge-Si crystals of $Ag(N_{Ag})$ and $Sb(N_{Sb})$ concentrations, that the following relation should be fulfilled:

$$(N_{Ag} + N_a) < N_{Sb} \leq 2N_{Ag} + N_a \tag{1}$$

Here the concentration of having small acceptors in crystal is designated through N_a and it is accepted, that concentrations of all levels of argentum are equal each other. At carrying out of the condition (1) Sb donor centers, being near the bottom of conduction band in forbidden band, send their fifth valency electrons and totally fill the small acceptor states and first acceptor centers of argentum, and second acceptor state fills either totally, or partly. At that both small acceptor state and first acceptor state of argentum are in passive state and practically don't give the contribution in crystal conductivity (donor state of argentum also doesn't reveal itself as below it there aren't empty acceptor centers). The centers of the second acceptor state of argentum at $N_{Sb} = 2N_{Ag} + N_a$ are filled by electrons totally, and at $N_{Ag} + N_a < N_{Sb} < 2N_{Ag} + N_a$ are filled partly.

In both cases electrons from the second state with temperature increase transit into conduction band, i.e. it acts as donor state ("pseudo-donor state"). The temperature dependence of Hall coefficient (R) of the one of the samples of n -type, in which impurity concentrations satisfy the relation (1) is given on the fig.1. As it is seen from the figure, R practically linearly depends on the temperature in low-

temperature region in semi-logarithmic scale. The slow dependence of R on T in high-temperature region connects with the fact that second acceptor state of argentum gradually fails, wasting its electrons with the temperature increase.

The saturation absence in low-temperature region shows, that there aren't residual (non-compensated) stibium centers after the compensation of acceptor centers. Besides, the change of R on T more, than on two orders allows one to define the depths of occurrence of the second acceptor sate of argentum ϵ''_{Ag} to enough high accuracy.

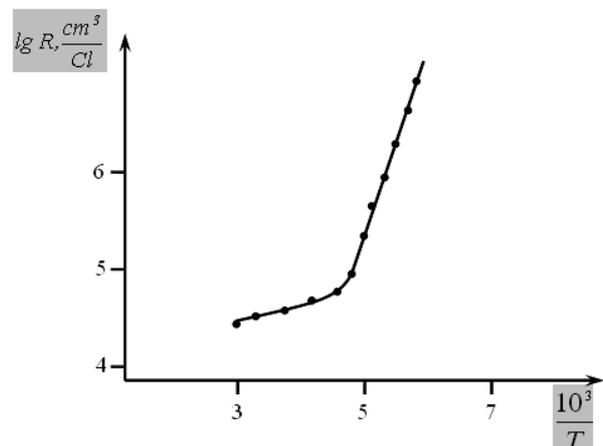


Fig.1.

In the given case the equation of crystal electrical neutrality has the following form:

$$n + N_a + N_{Ag}^I + (N_{Ag}^{II} - n_2) = N_{Sb} \tag{2}$$

Here n is concentration of free electrons and first acceptor state of argentum correspondingly, n_2 is concentration of the centers of second acceptor state of argentum, captured by electrons. n and n_2 are expressed by the following known formulae:

$$n = N_c \exp\left(\frac{F}{kT}\right), \tag{3}$$

$$N_c = 2\left(\frac{2\pi m_n^* kT}{h^2}\right)^{\frac{3}{2}} \tag{4}$$

$$n_2 = \frac{N_{Ag}^{II}}{\frac{1}{\gamma_2} \exp\left(\frac{-\varepsilon_{Ag}^{II} - F}{kT}\right) + 1} \quad (5)$$

where F is Fermi level, ε_{Ag}^{II} is depth of occurrence of the second acceptor state of argentum, counted out the bottom of conduction band. N_{Ag}^{II} is concentration of compensated part of the centers of second acceptor state of argentum, k is Boltzmann constant, h is Planck's constant, T is Kelvin temperature, γ_2 is statistical weight of the second acceptor state of argentum, m_n^* is effective mass of electron state density. Let's designate the required unknown by the following method:

$$y = \exp\left(\frac{F}{kT}\right) \quad (6)$$

Substituting (3), (5), (6) into (2), we obtain after vanilla calculations:

$$y^2 + \frac{1}{\gamma_2} \exp\left(-\frac{\varepsilon_{Ag}^{II}}{kT}\right) \cdot y - \frac{1}{\gamma_2} \cdot \frac{N_{Ag}^{II}}{N_C} \cdot \exp\left(-\frac{\varepsilon_{Ag}^{II}}{kT}\right) = 0 \quad (7)$$

Let's write the solution of equation (7):

$$y = \frac{1}{2\gamma_2} \exp\left(-\frac{\varepsilon_{Ag}^{II}}{kT}\right) \left[-1 + \sqrt{1 + 4\gamma_2 \frac{N_{Ag}^{II}}{N_C} \cdot \exp\left(\frac{\varepsilon_{Ag}^{II}}{kT}\right)} \right] \quad (8)$$

Here we eliminate the negative root as it hasn't the physical meaning. In the temperature interval, when the condition is:

$$4\gamma_2 \frac{N_{Ag}^{II}}{N_C} \exp\left(\frac{\varepsilon_{Ag}^{II}}{kT}\right) \gg 1 \quad (9)$$

the solution (8) is simplified and has the following form:

$$y = \left(\frac{N_{Ag}^{II}}{\gamma_2 N_C}\right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{\varepsilon_{Ag}^{II}}{2kT}\right) \quad (10)$$

The relations (10) and (2) allow one to find the temperature dependence of the concentration of free electrons:

$$n = \left(\frac{N_C N_{Ag}^{II}}{N_C}\right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{\varepsilon_{Ag}^{II}}{2kT}\right) \quad (11)$$

or

$$n = C \cdot T^{\frac{3}{4}} \exp\left(-\frac{\varepsilon_{Ag}^{II}}{2kT}\right) \quad (12)$$

here:

$$C = \left[\frac{N_{Ag}^{II}}{\gamma_2} \cdot 2 \left(\frac{2\pi k m_n^*}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (13)$$

is constant value.

Multiplying both sides of (12) on $T^{-3/4}$ and finding the logarithm, we obtain:

$$\lg(nT^{-3/4}) = \lg C - \frac{0,4343\varepsilon_{Ag}^{II}}{2k} \frac{1}{T} \quad (14)$$

(14) is the line equation, from the angular coefficient of which it is possible to define ε_{Ag}^{II} . Taking into consideration the relation of the concentrations (n) with Hall coefficient (R), it is possible to define ε_{Ag}^{II} from inclination of R temperature dependence. The dependence of $\lg(kT^{3/4})$ on $\frac{1000}{T}$, calculated from the curve 1 is presented on fig.2. The

calculated value of activation energy of second acceptor state on inclination angle of this (R) dependence is equal 0,41eV (the calculation is done from the bottom of conduction band).

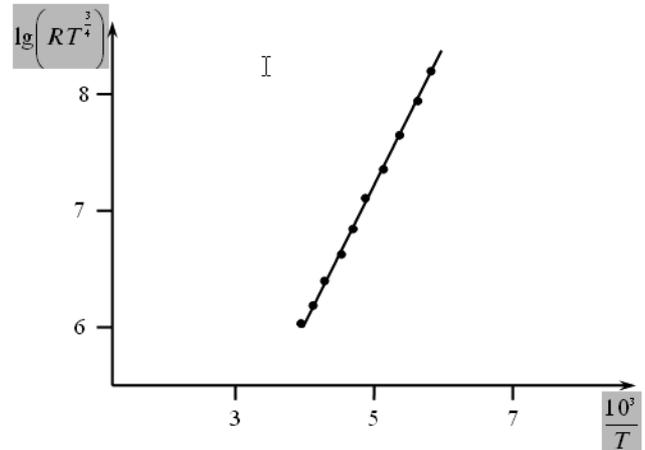


Fig. 2.

The obtained results quite good agree with data of papers [2-4], where the impurity states of argentum for other compositions of Ge-Si solid solutions have been investigated.

[1] B.S. Aliyeva. Issledovaniye mexanizmov rasseivaniya dirok i povedeniya primeey medi, serebra v tverdex rastvorax Ge-Si. Diss. na soisk. uch. step.kand.fiz.mat. nauk. Baku, 1971. (in Russian).
 [2] G.Kh. Azhdarov, R.Z. Kyazimzade, M. Hostut. Deep impurity levels in $Ge_{1-x}Si_x$ alloys, Solid state communications, 111, 1999, 675-679.

[3] R.Z. Kyazimzade. Graund-State binding eneryies of substitutional Cu, Ag and Au impurity atoms in $Ge_{1-x}Si_x$ crystals. Tr. J. of Physics, 20, 1996, 1160-1165.
 [4] R.Z. Kyazimzade. Osnovniye primesniye sostoyaniya zameshshayushshikh atomov medi, serebra i zolota v kristallakh $Ge_{1-x}Si_x$. (in Russian).

Z.A. AGAMALIYEV

Z.Ə. Ağamalıyev

Ge-Si BƏRK MƏHLULLARINDA GÜMÜŞÜN İKİNCİ AKSEPTOR SƏVİYYƏSİ

İşdə gümüşün ikinci akseptor səviyyəsi tərkibində 18 at.% Si olan Ge-Si bərk məhlulunda Holl əmsalının temperatur asılılığına əsasən tədqiq edilmişdir. Bunun üçün monokristallarda mövcud ola bilən dayaz akseptor mərkəzləri və gümüşün birinci akseptor səviyyəsi stibium donor aşqarının köməklili ilə kompensasiya edilmişdir. Holl əmsalının təcrübədən alınan temperatur asılılığı kristalın neytrallıq tənzimləmə həlli ilə müqayisə edilərək gümüşün ikinci akseptor səviyyəsinin aktivləşmə enerjisi (0,41 eV) tapılmışdır.

З.А. Агамалиев

ВТОРОЙ АКЦЕПТОРНЫЙ УРОВЕНЬ СЕРЕБРА В ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ Ge-Si

В статье приведены результаты исследований второго акцепторного уровня серебра в твердом растворе Ge-Si, содержащем 18at.% Si, Монокристаллы получены вытягиванием из расплава с применением подпитывающего слитка. Второй акцепторный уровень Ag находится в верхней половине запрещенной зоны. Поэтому для его выявления приходилось кристаллы двукратно легировать примесями Ag и Sb с таким расчетом, чтобы первый акцепторный уровень Ag компенсировать полностью, а второй – не полностью. Sb вводилось в кристаллы в процессе роста монокристаллов через газовую фазу, а Ag – методом диффузии.

Глубина залегания Ag определялась исследованием температурной зависимости коэффициента Холла и сравнением экспериментальных данных с результатами решения уравнения электрической нейтральности кристалла. Глубина залегания второго уровня Ag, отсчитываемая от дна зоны проводимости, равна 0,41 эВ.

Received: 17.04.07

THE ATOMIC SHORT-RANGE ORDER PARAMETERS IN THE FILMS OF TRIPLE COMPOUNDS OF Cu – In – S(Te) SYSTEM

M.A. NURIYEV

Nakchivan State University

E.E. ALEKPEROVA, D.I. ISMAYLOV

Institute of Physics of NAS of Azerbaijan Republic

AZ-1143, Baku, H.Javid av. 33, Azerbaijan

The structural characteristics of short-range order parameters in amorphous films CuInS₂(Te₂) were discussed on the base of electron diffraction method.

The values of nearest atomic spacings, the radii of coordination spheres and coordination numbers have been established.

Earlier it has been established by us, that at the thin film interactions of Cu-In-S(Te) obtained by the simultaneous and serial evaporation of individual chemical elements the film phase composition is also characterized by triple compounds of CuInS₂, CuInTe₂ compositions along with double compounds with Cu(In) – S(Te) system, being double cross-sections of triple systems [1-2].

It is experimentally established by our investigations, that thin films of any composition and any phase compounds of Cu–In–S(Te) systems in the difference from the massive sample can be created in the form of amorphous and polycrystalline, monocrystalline and textured layers. Using the possibilities of oriented crystallization the obtaining of thin films of CuInS₂(Te₂) compounds, having long-period superlattices is possible. It is also shown, that amorphous films CuInS₂ and CuInTe₂ with $s=4\pi\sin\theta/\lambda=25,32; 34,52; 58,27$ and $15,78; 32,37; 56,07\text{nm}^{-1}$ correspondingly, are crystallized with periods of elementary cells of tetragonal lattice CuInS₂ $a=0,552; c=1,108$ and crystal lattice CuInTe₂ $a=0,168; c=1,234\text{nm}$. The both crystal structures are described by space symmetry group of $I\bar{4}2d (D_{2d}^{12})$ crystal [3].

The temperature-time dependencies of crystallization are defined: kinetic parameters of amorphous film crystallization of CuInS₂(Te₂) compounds and quantitative values of activation energies are established.

Moreover, the question of atomic short-range order parameters in amorphous films of CuInS₂(Te₂), the structures of which are quite indefinite and are totally absent in scientific literature is not quite investigated. This question is present as quite important one, as physical properties of any materials are defined by atomic short-range order parameters on concept, existing now.

The films with width ~30 nm, coated by evaporation of synthesized substances CuInS₂(Te₂), and films, obtained both at simultaneous and serial precipitation of individual components of the given systems were used as investigation objects.

The functions of atom radial distribution (FARD) are

calculated by us by method of integral equations, in the foundation of which lies the formula:

$$\pi r^2 \rho(r) = 4\pi r^2 \rho_o + \frac{2r}{\pi} \int_0^\infty si(s) \sin(sr) ds, \quad (1)$$

defining the curve of atom radial distribution for amorphous substances, consisting of atoms of different types. The structural characteristics of amorphous films were defined on the results of electrometer measurement system of diffraction maximums, allowing one to filter the electrons on the energies.

The dependence of intensity of electron beam I on $S=4\pi\sin\theta/\lambda$ was written in the mode of direct registration of electron current. At the construction of $I(s)/\sum f^2(s)$ function we graphically define the graded curve $\langle I(s) \rangle / \sum f^2(s)$, near which the given function oscillates by the following way

$$\int_{s_1}^{s_2} \left[\frac{I(s)}{\sum f^2(s)} - \frac{\langle f(s) \rangle}{\sum f(s)} \right] ds \approx 0$$

where s_1, s_2 are lower and upper integration limits,

$$\sum f^2(s) = \sum_{i=1}^N a_i f_i^2(s), \quad N=3 \text{ is number of atom types, being}$$

part of composition of considered CuInS₂, CuInTe₂; a_i - falling to the share of formula unit of different type atoms, $f_i(s)$ is atom scattering factors.

The calculated interferential function

$$i(s) = I(s)/\sum f^2(s) - \langle I(s) \rangle / \sum f^2(s)$$

was transformed into FARD.

$$W = \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N a_i k_i k_j 4\pi r^2 \rho_{ij}(r) = 4\pi r^2 \rho \left(\sum_{i=1}^N a_i k_i \right)^2 + \frac{2r\alpha}{\pi} \left(\sum_{i=1}^N a_i k_i \right) \int_{s_1}^{s_2} i(s) sr \sin ds. \quad (2)$$

here k_i is relative atom scattering power of i type, which is equal to $f_i(s)/\sum f^2(s)$, $\rho_{ij}(r)$ is atom partial radial densities, ρ is average atom density.

The density of amorphous films $\text{CuInS}_2(\text{Te}_2)$ was chosen on 10% less, than density of corresponding crystal substances.

The normalization factor α was defined as average values of following ones:

$$\alpha_{\min}^{-1} |i(s)_{\max}| \quad \text{and} \quad \alpha_{\max}^{-1} |<I(s)> / \sum f^2(s)|_{\min},$$

$$\frac{I}{\alpha_{av}} = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{I_c(s)}{f^2(s)} - \frac{I_g(s)}{f^2(s)} \right)_{\max} + \left(\frac{I_c(s)}{f^2(s)} \right)_{\min} \right] = 0,0426;$$

$$\alpha_{av} = 23,47$$

The curve of atom radial distribution (CARD) of amorphous CuInS_2 and CuInTe_2 , constructed on the base of experimental intensity curves have quit expressed three maximums at $r_1=0,250$; $r_2=0,262$; $r_3=0,380$ and $r_1=0,285$; $r_2=0,293$; $r_3=0,418$ nm correspondingly. The areas under the corresponding maximums are equal: $\Delta=25,7$; $39,5$; $55,6$ and $33,0$; $46,6$; $70,2$ correspondingly. CARD of amorphous CuInS_2 is given on the fig.1.

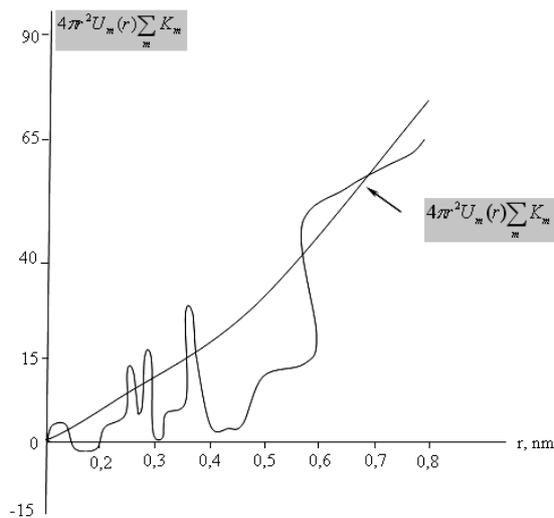


Fig.1. The curve of radial distribution of CuInS_2 atoms.

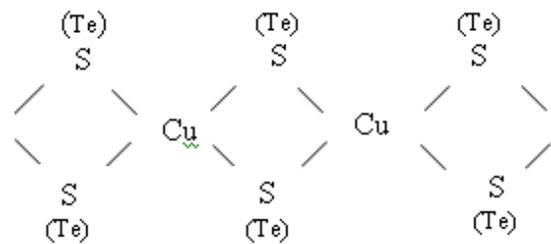
The distances $r_1=0,250$; $2,80$ on FRDA of $\text{CuInS}_2(\text{Te}_2)$ are interpreted as the average from of atomic spacings $\text{Cu} - \text{S}$ and $\text{Cu} - \text{Te}$. The average tetrahedral covalent radii $\text{Cu} - \text{S}(\text{Te})=0,256(0,285)\text{nm}$.

The calculations of area values under first peaks give the values $22,9$ for CuInS_2 and $31,2$ for CuInTe_2 , well coinciding with experimentally obtained atomic spacings in $\text{CuInS}_2(\text{Te}_2)$. The second coordination spheres with radii

$r_2=0,262$ in CARD of CuInS_2 and $r_2=0,293$ nm in CARD of CuInTe_2 can be interpreted as the average atomic spacings $\text{Cu}(\text{In}) - \text{S}(\text{Te})$. These atomic spacings are bigger, than sum of covalent octahedral radii of $\text{Cu}(\text{In})$ and sulfur atoms, and also $\text{Cu}(\text{In})$ and tellurium. The calculation of area values under second maximum CARD of CuInS_2 gives the value $\Delta=43,1$. This can be explained by the supposition that atomic spacings $\text{In}-\text{S}$ in second coordination sphere meet with bigger probability, than ones $\text{Cu} - \text{S}$.

The atomic spacings $r_3=0,380$; $0,418$ nm correspond to ones between same atoms $\text{S}-\text{S}$ in CuInS_2 and $\text{Te}-\text{Te}$ in CuInTe_2 .

Based on these data, note, that structure of amorphous films of $\text{CuInS}_2(\text{Te}_2)$, the matrixes of which consist of tetrahedral and octahedral atom surroundings ($n_1=4$; $n_2=6$), i.e. atoms Cu and In , having surroundings, which consist of four and six sulfur (tellurium) atoms, well agree with grid model, consisting mainly of structural fragments.



If we will take the values of atomic distances, which are character for CuInS_2 and CuInTe_2 crystals and are equal to $0,255$ and $0,290\text{nm}$ correspondingly, then in this model the radii of first coordination spheres would be $r_1=0,250$ nm for CuInS_2 and $0,285\text{nm}$ for CuInTe_2 . They are bigger, than experimental values, obtained by us, showing, that covalent bonds, acting between atoms remain in crystal lattices and even amplify in amorphous films of $\text{CuInS}_2(\text{Te}_2)$ compounds.

Thus, it is revealed, that matrix of amorphous films consists of tetrahedral and octahedral atom surroundings, i.e. structural motives, character for crystal lattice of corresponding triple compound are saved in amorphous films by the same way as in amorphous layers, established by us in [4].

However from CARD, constructed by us for amorphous films of CuInTe_2 compound, it is established, that there are inhomogeneous regions, enriched by tellurium atoms in the structure of this compound along with tetrahedral and octahedral atom surroundings. As the calculation of Cu coordination number gives the value, which is equal to seven ($n_2=7$), it is followed to suppose, that defined part of cuprum atoms in CuInTe_2 has the surrounding, consisting of eight tellurium atoms. By this fact it is established, that the change of structural unit forms and character of their packing take place in the region of second coordination sphere that leads to more solid packing of structural dimmers in CuInTe_2 .

[1] Fazoobrazovaniye pri vzimodeystvii stekhiometricheskikh kolichestv elementarnikh sostavlyayushshikh sistem $\text{Cu}-\text{In}-\text{S}(\text{Te})$. Trudi Nacionaloy konerencii po rostu kristallov, «NKRK – 2006». Moskow, 2006, s.428. (In Russian).

[2] D.I. Ismailov, M.A. Nuryev, E.E. Alekperova. Temperatura-vremenniye zavisimosti kristallizacii amorfnykh plenok CuInS_2 . CuInTe_2 . Trudi Mejdunarodnoy konferencii «Neravnovesniye processi v poluprovodnikakh». Tashkent, 2007, s.113 – 114.(in Russian).

- [3] *H. Hann, G. Frank, W. Klingler, et al.* Über einige ternäre Chalcogenide mit Chalcopyritstruktur. Zeitsch für anorg. und allgem. Chemie, 1953, v.271, №3 – 4, p.153–170.
- [4] *M.A. Nuriyev.* Fazoobrazovaniye i fazoviye prevrashsheniya v tonkikh plenkakh troynoy sistemi Cu–In–Se: Avtoref. Dis. ... kand. fiz.-mat. nauk, Baku, 1986, 21s. (in Russian).

M.A. Nuriyev, E.E. Ələkbərova, D.İ. İsmayılov

Cu – In – S(Te) SİSTEMLƏRİNİN ÜÇLÜ BİRLƏŞMƏLƏR TƏBƏQƏLƏRİNDƏ YAXIN ATOM MƏSAFƏLƏRİ

Elektronoqrafik tədqiqatlar əsasında $\text{CuInS}_2(\text{Te}_2)$ amorf təbəqələrində yaxın atom məsafələrinin struktur xarakteristikaları müzakirə edilmişdir.

Ən yaxın atomlararası məsafələrin kəmiyyətləri, koordinasiya dairələrinin radiusları və birinci seçilən bu və ya digər atom ətrafında ən yaxın qonşuların sayı müəyyən edilmişdir.

М.А. Нуриев, Э.Э. Алекперова, Д.И. Исмаилов

БЛИЖНИЙ АТОМНЫЙ ПОРЯДОК В ПЛЕНКАХ ТРОЙНЫХ СОЕДИНЕНИЙ СИСТЕМ Cu – In – S(Te)

На основе электронографического исследования обсуждены структурные характеристики ближнего атомного порядка в аморфных пленках $\text{CuInS}_2(\text{Te}_2)$.

Установлены величины ближайших межатомных расстояний, радиусы координационных сфер и число ближайших соседей вокруг того или иного атома выбранного за начальный.

Received: 12.03.07

THE REFLECTION OF TRANSVERSELY POLARIZED WAVE AT ITS INCIDENCE ANGULARLY ON TWO-LAYER SYSTEM: ANTIREFLECTING COATING – ABSORPTIVE SUBSTRATE

S.R. KASIMOVA

*Institute of Physics of NAS of Azerbaijan
370143, Baku, H.Javid av., 33*

The results of theoretical investigations of reflection characteristics of transversely polarized wave at its incidence angularly on absorptive dielectric substrate with coated layer of antireflecting non-absorptive coating, regulated on thickness, are given. The possibility of experimental observation of non-reflective wave absorption in considered two-layer system is well founded.

The conditions of effect initiation of total non-reflective absorption of transversely polarized electromagnetic wave at its incidence angularly on plane absorbing substrate of infinite thickness with the layer of non-absorptive dielectric, coated on it were investigated in the paper [1,2]. It has been established, that these conditions are fulfilled in the dispersion region of substrate at well-defined selective values of coating layer thickness, frequency and wave angle of incidence. The carrying out of investigations of wave reflection characteristics of considered two-layer system in wide change interval of regulated parameters that is technically difficultly realized for their experimental definition. Let's carry out the simplest method of experimental relieving of total wave absorbance in substrate at fixed incident radiation frequency, when wave reflection characteristics of the system are investigated only in the dependence on wave angle of incidence on it at the given thickness of coating layer.

Let's consider the relieving possibility of this effect at the passing of plane transversely polarized wave through layer of non-absorbing substance into absorbing substrate of infinite thickness. According to data of paper [1], the conditions of non-reflecting wave passing through similar two-layer system can arise in minimum point of dependence of wave reflection coefficient module ρ on thickness l of antireflecting coating layer and if condition $\rho=0$ in this point is fulfilled. These conditions are described by the following bond equations between the selective values of refraction coefficient of substrate n and factor dielectric loss γ of one, wave length of incident radiation λ_0 , layer thickness l_0 and refraction coefficient n_1 of antireflecting coating.

$$\bar{y} = \frac{1}{\bar{n}} \sqrt{(\bar{n} - 1)(\bar{n}_1^2 - \bar{n})} \tag{1}$$

$$\frac{l_0}{\lambda} = \frac{1}{\bar{n}_1 \sqrt{1-p}} \left[\frac{(2N_0 - 1)}{4} + \frac{1}{4\pi} \operatorname{arctg} \frac{2\bar{n}\bar{n}_1\bar{y}}{\bar{n}_1^2 - \bar{n}^2(1 + \bar{y}^2)} \right]. \tag{2}$$

Here: $\bar{n} = \bar{\lambda} / \bar{\lambda}_d$; $\bar{n}_1 = \bar{\lambda} / \bar{\lambda}_{1d}$; $\bar{y} = tg\bar{\delta} / 2$; $\bar{\delta} = \operatorname{arctg} \bar{\varepsilon}'' / \bar{\varepsilon}'$; $\bar{\lambda} = \lambda / \sqrt{1-p}$; $\bar{\lambda}_d$; $\bar{\lambda}_{1d}$ is wave length in the substance substrate and coating correspondingly at the wave propagation angularly to plane surfaces, limiting them; $p = \sin^2 \alpha_0$; α_0 is wave angle of incidence; N_0 is number of zero minimum of ρ dependence on l ; $\bar{\varepsilon}' = (\varepsilon' - p) / (1 - p)$; $\bar{\varepsilon}'' = \varepsilon'' / (1 - p)$; $\bar{\varepsilon}_1 = \varepsilon_1 / (1 - p)$, where ε' , ε'' and ε_1 are connected with refraction coefficients n and factor of

dielectric loss γ of substrate and refraction coefficient n_1 of coating by known relations correspondingly

$$\varepsilon' = n^2(1 - \gamma^2) ; \quad \varepsilon'' = 2n^2\gamma ; \quad \varepsilon_1 = n_1^2 . \tag{3}$$

We use the equation (1-3) for the finding of dependencies between selective values of dielectric constant ε' and dielectric loss ε'' of substrate substance, layer thickness l_0 and wave refraction coefficient n_1 of substance of antireflecting coating, wave length λ_0 and angle of incidence of electromagnetic radiation α_0 , at which the conditions of non-reflecting radiation passing in the considered system coating-substrate are fulfilled. The dependencies of ε'' on ε' and l_0/λ_0 on ε' at $N_0=1$ and $n_1=1.5$, calculated on these equations are given on the fig.1 as illustration. At $\alpha_0=0$ the dependence of ε'' on ε' looks like the semicircle, which crosses the absciss axis at the values ε' , which are equal to 1 and ε_1^2 correspondingly. The radius of similar circle increases with α_0 increase and becomes the infinite one on the value at $\alpha_0=90^\circ$.

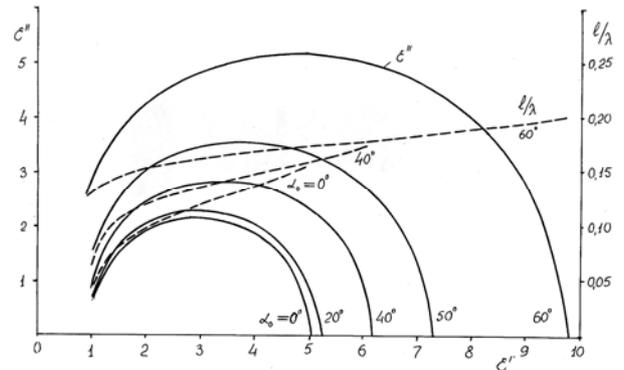


Fig.1. The dependencies between selective values of layer thickness of antireflecting coating l , dielectric constant ε' and dielectric loss ε'' of the substance of absorptive substrate at antireflecting absorption of transversely polarized incident wave at the angle α_0 . The wave refraction coefficient of coating substance $n_1=1.5$; λ is wave length of incident radiation.

The selective values of wave angles of incident and layer thicknesses of antireflecting coating, corresponding to them, at which the wave reflection is totally absent for substances of substrate and coating with the known values ε' , ε'' and n_1 for the given frequency of the incident radiation can be found graphically or on the equations (1)-(3). From the figure it is followed, that if at the given n_1 the operating point with

such values ε' and ε'' is situated in $[\varepsilon', \varepsilon'']$ coordinate plane inside the limiting dependence ε'' on ε' for $\alpha_0 = 0$, then the antireflecting radiation absorption is impossible with such substrate in two-layer system. If the operating point with such values $\varepsilon', \varepsilon''$ is situated higher, than limiting dependence ε' (ε'') for $\alpha_0 = 0$, then in such substrate substance should observe the antireflecting absorption of incident radiation at well-defined wave angle of incidence and layer thickness of antireflecting coating, corresponding to it.

The selective values of wave angles of incidence α_0 and thicknesses of coating layer l_0 , at which the conditions for antireflecting absorption of incident radiation of the given frequency in it, calculated on the base of equations (1)-(3) are given in the table. The different polar liquids, having the wave dispersion in microwave range were used as the substrate material [3].

The investigations of wave reflection characteristics from two-layer system coating-substrate, in which polar liquids were used as substrate substance, and non-absorptive substance with $n_f = 1.5$ were used as coating. The dependencies of wave reflection coefficient module ρ of similar systems on the wave angle of incidence α_0 in interval $(0, 90^\circ)$ and at coating thicknesses by close or equal selective values, obtained from equation (2) were defined. The complex expression for reflection coefficient of transversely polarized wave $\dot{\rho}$ of considered two-layer system was used for finding of these dependencies:

$$\dot{\rho} = \frac{Z_d \cos \alpha_0 - Z_0 \cos \alpha_1}{Z_d \cos \alpha_0 + Z_0 \cos \alpha_1}, \quad (4)$$

where

$$Z_d = Z_1 \frac{Z \cos \alpha_1 + Z_1 \cos \alpha_2 \operatorname{th}(\gamma l \cos \alpha_1)}{Z_1 \cos \alpha_2 + Z \cos \alpha_1 \operatorname{th}(\gamma l \cos \alpha_1)}$$

$\cos \alpha_0 = \sqrt{1-p}$; $\cos \alpha_1 = \sqrt{1-p/\varepsilon_1}$; $\cos \alpha_2 = \sqrt{1-p/\varepsilon}$; $\gamma = i2\pi\sqrt{\varepsilon_1}/\lambda$ is wave propagation constant in material coating; Z_0, Z_1, Z are wave resistances relatively vacuum, coating and substrate materials correspondingly; α_1, α_2 are wave refraction angles in coating and substrate materials; l is thickness of coating layer; λ is wave length of incident radiation [4].

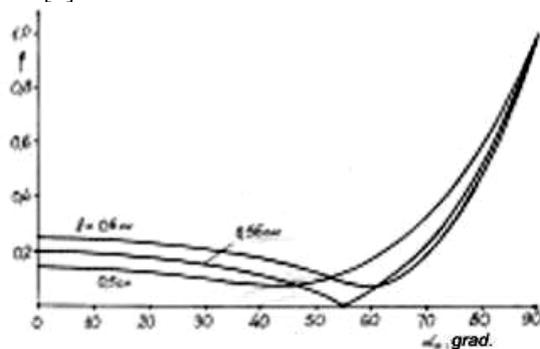


Fig.2. The dependencies of module of wave refraction coefficient ρ on the angle of incidence of transversely polarized wave on the two-layer system coating-substrate at and near selective thickness of coating layer, the material of which has the refraction coefficient $n_f = 1.5$. The substrate is 4-ethylpyridine, wave length of radiation is $\lambda = 3.22$ cm.

The dependencies of module of wave refraction coefficient ρ of considered two-layer system on radiation angle of incidence α_0 on it at the values of thickness of coating layer, which is equal or close to its first selective value, calculated on the equation (4) are given on the fig. 2 for the illustration of the obtained results. The 4-ethylpyridine is chosen as substrate material. The calculation data confirm that antireflecting wave absorption in the given liquid is expected at the of polarized incident wave at the angle 54.6° and at first minimal possible thickness of coating antireflecting layer, which is equal to 0,557 cm. The dependencies of ρ on α_0 of two-layer systems, in which the methyl alcohol and cyclohexanon are correspondingly used as substrate, are presented on the fig. 3. At that the l_{01} thicknesses of first selective antireflecting layers of these coatings, which are smallest on the value, are chosen correspondingly 0,137 and 0.637 cm. The same effect can be obtained at the use of second l_{02} and following selective thicknesses of antireflecting layer, which are bigger, than first ones on the values, which are multiple to of wave half-length $\bar{\lambda}_d$ in coating substance. However, its appearance will take place in narrowest region of α_0 change. The last one is proved by data of fig. 4, on which the dependencies of ρ on α_0 for three first selective coating thicknesses of antireflecting system with methyl alcohol as substrate material.

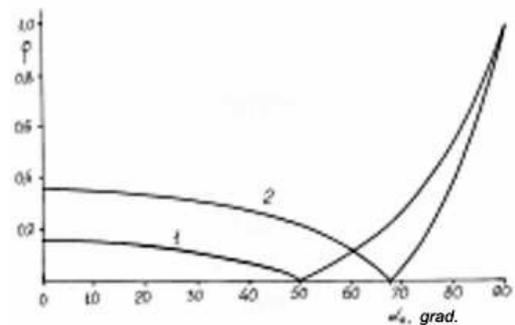


Fig.3. The dependencies of module of wave refraction coefficient ρ on the angle of incidence α_0 of transversely polarized wave on the two-layer system coating-substrate.

1. Substrate is methyl alcohol; refraction coefficient and layer thickness of coating are correspondingly 1.5 and 0.137 cm; wave length is 0,818 cm.
2. Substrate is cyclohexanon; refraction coefficient and layer thickness of coating are correspondingly 1.5 and 0.637 cm; wave length is 3.2 cm.

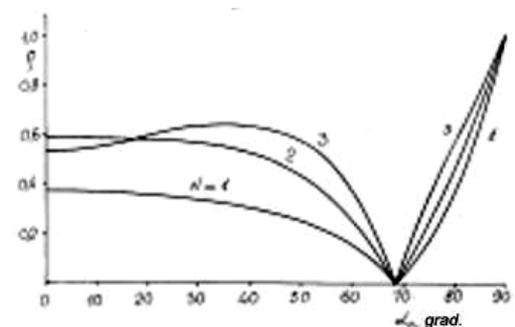


Fig.4. The dependencies of module of wave refraction coefficient ρ on the angle of incidence α_0 of transversely polarized wave on the two-layer system coating-substrate at refraction coefficient $n_f = 1.5$ and selective thicknesses of coating layer 0.137(1), 0.454(2) and 0.770 cm(3). The substrate material is methyl alcohol, wave length is 3.2 cm.

The obtained results are unambiguously put out on the possibility of experimental observation of antireflecting absorption of transversely polarized electromagnetic radiation of the given frequency at its incidence angularly on the antireflecting absorptive dielectric substrate. This effect is

expected at well-defined selective values of wave angle of incidence and layer thickness of antireflecting coating at known values of dielectric properties of substrate and coating.

Table

The table of selective values of angle of incidence α_0 of transversely polarized wave, thickness of coating layer l_{01}, l_{02}, l_{03} of antireflecting system coating –absorptive substrate at value of coating refraction coefficient $n_l=1.5$. $\epsilon', \epsilon'', n, \gamma$ are dielectric and optic parameters of liquids, used as substrate at the temperature 20°C; λ and λ_d is wave length in vacuum and in the substance of antireflecting layer correspondingly.

Liquid	λ , cm	ϵ'	ϵ''	n	γ	α_0 , grad	l_{01} ,cm	l_{02} ,cm	l_{03} ,cm	λ_d , cm
Methyl alcohol	3.20	8.03	8.80	3.16	0.441	68.6	0.608	1.969	3.30	2.721
Methyl alcohol	0.818	5.35	3.20	2.41	0.276	49.7	0.137	0.454	0.770	0.633
Cyclohexanon	3.20	11.67	5.84	3.52	0.236	67.4	0.637	1.990	3.344	2.706
2-ethylpyridine	3.22	5.732	2.65	2.45	0.220	47.7	0.549	1.783	3.016	2.467
4-ethylpyridine	3.22	5.757	3.95	2.52	0.310	54.6	0.557	2.246	4.134	2.377

- [1] Ch.O. Kadjar, R.M. Kasimov, S.R. Kasimova. *Prikladnaya fizika*, 2000, №4, s.101-106. [3] Ya.Yu. Akhadov. Dielektricheskie parametri chistikh jidkostey. M.: Izd. MAI., 1999, 856 s.
- [2] S.R. Kasimova. *Izvestiya NANA*. 2006, t.26, № 2, s.83-87. [4] J. Preisnr. *NTZ Arch.*, 1989, vol.11. № 4. p.175-182.

S.R. Qasimova

UDAN ALTLIQ-ŞƏFFAFLANDIRICI ÖRTÜK: İKİLİYLI SİSTEMƏ BUCAQ ALTINDA DÜŞƏN ŞAQLI POLYARİZASİYALI DALĞANIN ƏKSİ

Udan dielektrik altlıqa çəkilmiş şəffaflanmış udmayan, qalınlıqlı dəyişkən örtüyə bucaq altında düşən şaquli polarizasiyalı dalğanın əks olunma xarakteristikalarının nəzəri tədqiqatının nəticələri verilmişdir. Baxılan ikilaylı sistemdə dalğanın əks olunmadan udulmasının təcrübi öyrənilməsinin mümkünlüyü əsaslandırılmışdır.

С.Р. Касимова

ОТРАЖЕНИЕ ПОПЕРЕЧНО-ПОЛЯРИЗОВАННОЙ ВОЛНЫ ПРИ ЕЕ ПАДЕНИИ ПОД УГЛОМ НА ДВУХСЛОЙНУЮ СИСТЕМУ: ПРОСВЕТЛЯЮЩЕЕ ПОКРЫТИЕ-ПОГЛОЩАЮЩАЯ ПОДЛОЖКА

Приведены результаты теоретических исследований характеристик отражения поперечно-поляризованной волны при ее падении под углом на поглощающую диэлектрическую подложку с нанесенным на нее регулируемого по толщине слоя просветляющего непоглощающего покрытия. Обоснована возможность экспериментального наблюдения безотражательного поглощения волны в рассматриваемой двухслойной системе.

Received: 12.03.07

THE REVEALING OF DIMENSION EFFECT IN ELECTRON SUBSYSTEM PROCESSES OF DISPERSED ZrO_2 IN SPECTRUMS OF ULTRAVIOLET REFLECTION

M.M. ALIYEV, E.A. ZELENKOVA, U.G. GEZALOV

*Institute of Radiation Problems of NAS of Azerbaijan
AZ 1143, Baku, F. Agayev str., 9*

The influence of surface disorder of dispersed ZrO_2 on internal transitions ($d-d$ transition) of electron subsystems of Zr atom is investigated by the method of ultraviolet reflection. It is shown, that shift of absorption bands in frequency region $20000 - 21000 \text{ cm}^{-1}$ is caused by the $d-d$ transitions namely between $e_g t_{2g}$ sublayers but spectrum band 15700 cm^{-1} doesn't shift, has impurity character and is related to Fe^{3+} ions.

In papers [1-6] it is shown, that surface disorder of grains in dispersed mediums (DM), depending on their dimensions, influences on phase content [1,6-8], processes of formation and electronic excitation [9-13]. The probability of last carrying out is defined by surface specific character [1-4] and depends on density (or distances between defects), charge of structure defect of intrinsic or impurity character and is defined by their donor-acceptor nature, differing by electron configurations and phase content of near-surface layer [1,2,4,6,10]. The formed surface specific character of DM in the comparison with their massive samples changes the relaxation time of localized and intermediate active states or particles as a result of change both of formation time and carrying out mechanism of electron processes in the volume [14-18]. However, the role of granule dimension factor with structure defects of intrinsic and impurity character in change of phase content and its influence on the mechanism of electron process formation and internal transitions in electron subsystems from the dimension effect point of view hasn't been investigated enough [4,5,12,15].

In this connection in the present paper the influence of degree of dispersion and sintering temperature, i.e. phase composition on electron transition in ZrO_2 samples in the region of intrinsic absorptions by the method of ultraviolet reflection has been studied.

The fractional samples of fire-proof dielectric ZrO_2 (fraction dimensions $d \sim 50, 80, 100, 125, 160$ and 200 mcm) with impurity quantity $\sim 10^{-3}\%$ are used as DM. The content of having impurities Fe^{3+} , Mn^{3+} and Cu^{2+} and etc. was defined by electron spectroscopy of chemical analysis (ESCA method). The tablets by thickness 1 mm and diameter 16 mm at pressure 500 kG/cm^2 are prepared for each fraction. The tablets were sintered at temperatures 873 and 1723 K in platinum crucible of hydrogen-muffle furnace [3,4,13]. The changes of structure and phase states in ZrO_2 samples were controlled by X-ray analysis and by infrared method on spectrophotometer SPECORD 71 IR. The spectrums of ultraviolet reflection were taken from spectrophotometer SPECORD UV VIS M-40 in frequency region ($54000 - 14000$) cm^{-1} .

The spectrums of ultraviolet reflections in the frequency region ($30000 \div 10000$) cm^{-1} for different fractions of ZrO_2 tablets, annealed at 873 K , are presented on the figure 1. It is seen, that the value of reflecting ability in region of intrinsic absorptions for different fractions differs on $\sim 20\%$ from each other (fig.1, c.1-5) and correspondingly increases with the granule dimensions till frequency 14000 cm^{-1} and at the more high frequencies the strong decrease is observed. At this two

absorption bands with frequency $\nu_1 \sim 20000 \text{ cm}^{-1}$ (with energy $\varepsilon \sim 2,5 \text{ eV}$) and $\nu_2 \sim 15700 \text{ cm}^{-1}$ ($\sim 1,95 \text{ eV}$) reveal independently on fraction dimension.

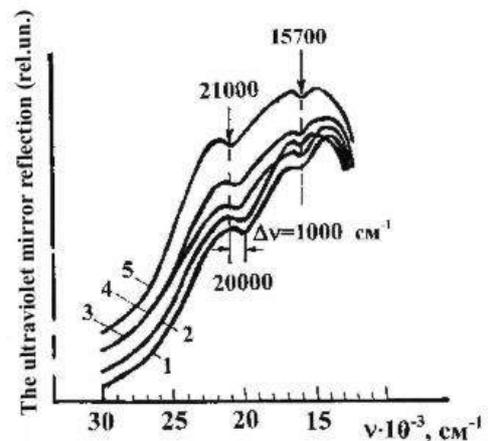


Fig.1. The ultraviolet mirror reflections of ZrO_2 tablets with fraction dimensions $d=50(1), 100(2), 125(3), 160(4)$ and $200(5)$, treated at temperature: $T=873 \text{ K}$.

At increase of fraction dimensions from 50 till 200 mcm the band position of $\nu_2 \sim 15700 \text{ cm}^{-1}$ doesn't change (fig.1, c.2-5) has the impurity character, is related to Fe^{3+} ions, that is agreed with investigations results [19-21]. The position constancy of frequencies $\nu_2 \sim 15700 \text{ cm}^{-1}$ with change of fraction dimension proves about bond strength of replaced free-charged iron cations (Fe^{3+}) by four-charged zirconium cations (Zr^{4+}) in ZrO_2 lattice [3,7,20], that doesn't cause any change in crystal modification (deformation or slip) both cubic and monoclinic ones.

However, the band absorption with frequency ν_1 correspondingly with increase of granule dimension shifts to the side in short-wave region of spectrum and shift difference is $\Delta\nu = (21000 \div 20000) \text{ cm}^{-1}$ and corresponding to [13, 19, 20] is caused by $d-d$ transition, i.e. between sublayers $e_g t_{2g}$ [11, 15, 19, 22]. The shift of absorption band ν_1 on $\Delta\nu = 1000 \text{ cm}^{-1}$ probably is connected with influence of surface field of localized states, forming as a result of ionization of surface defects in near-surface layer of ZrO_2 granules [5,6,10,12]. The presence of surface field and its influence on shift of absorption band ν_1 (fig.1) is confirmed by results of EPR-investigations of formation regularities and decay of localized charges, i.e. paramagnetic centers (PMC), carried out for extreme dimensions $d \sim 50$ and 200 mcm [9,12,13]. On the

basis of mechanism of PMC thermal decay it is established, that activation energy for these extreme dimensions differs and is equal to 0,18 and 0,23eV, correspondingly. The results of both independent methods are self-coordinated.

The initial region of reflection spectrum independently on granule-fraction dimensions of differs by value of reflection ability, that is caused by energy change of optic ionization of volume F- and F⁺-centers, depending on phase content and existing in cubic (ionization energy ~3,8 and 2,81 eV [8,15,16,21,23]), monoclinic (~3,07 and 1,95 eV [19,20,23]) modifications. The difference of values of reflection ability probably connects with influence of surface charge states [1-16,12,14] on volume ionization processes of localization anion centers. The sustaining factor of this is coincidence and slip of reflection spectrums independently on fraction dimensions in ZrO₂ tablets, treated at temperature 1773K (fig.2).

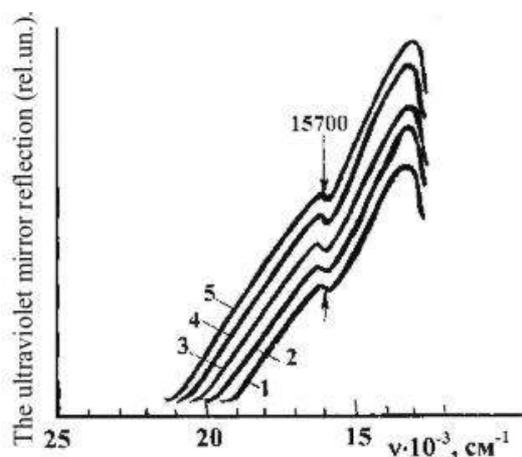


Fig.2. The ultraviolet mirror reflections of ZrO₂ tablets with fraction dimensions $d=50(1)$, $100(2)$, $164(3)$ and $200(5)$, treated at temperature: $T=1673K$.

As it is seen from the fig.2 the absorption band of frequency $\nu_1 \sim 20000 \text{ cm}^{-1}$ disappears independently on fraction dimension, whereas the position of absorption band $\nu_2 \sim 15700 \text{ cm}^{-1}$ doesn't change (c.1-5). The curves of

reflection spectrums shift to the side of short-wave region of spectrum with increase of granule dimensions of fractions $d \sim 50 \div 200 \text{ mcm}$, and their form doesn't change. However, the boundary of reflection spectrum shifts with respect to fraction dimensions: into low-frequency region at $d < 125 \text{ mcm}$ that indicates about bias of monoclinic modification and into short-wave region at $d > 125 \text{ mcm}$ that is the result of the increase of cubic modification part in near-surface layer of ZrO₂ samples. This is connected with reconstruction of crystal cubic modification because of decrease of density of surface defects both cationic and anionic vacancies [3-6,8-10], that causes the decrease of value of surface field of localized charges [1,2,9,12]. That's why the shift in initial part of spectrum into short-wave region (fig.1 and 2) is observed for ZrO₂ samples, thermo-treated at $T=873$ and $1773K$ in spectrums of ultraviolet reflection. The coincidence of spectrum boundaries takes place at comparison with the samples, annealed at $873K$ [15,16,19]. The shift of initial boundary of absorption spectrum with decrease of granule dimensions connects with formation of crystal phase, the volume part of cubic modification remains but it decreases in near-surface layer. At that the increase of part of monoclinic modification increases in near-surface layer. The dimension dependence of change of modification part is proved by investigation results of lattice dynamic by infrared method and X-ray analysis. It is established, that part of crystal phase both in volume and on surface increase with decrease of granule dimensions, i.e. two phases dominate: cubic and monoclinic ones. However, part of crystal phase for samples, treated at $873K$ at granule dimensions $50 < d < 125 \text{ mcm}$ tops one in comparison with samples of granule dimensions $125 < d < 200 \text{ mcm}$ because of influence of surface field, causing the increase of degree of order of volume content [1-8, 21].

Thus, the behavior of absorption bands ν_1 and ν_2 in ultraviolet reflection spectrums in the dependence on grain dimensions and temperature of preliminary thermotreatment indicates about the fact, that first of them is caused by d - d transition, and second one is connected with presence of impurity centers of Fe³⁺, which replace of Zr atoms of regular lattice ZrO₂.

- [1] I.D. Morozov, L.I. Trusov, V.N. Lapovok. Fizicheskie yavleniya v ultradispersnikh sredakh, M.: Energoatomizdat, 1984, 224s.
- [2] M.M. Magomedov. FTT, 204, t.46, №5, 1441-1452.
- [3] F.F. Lange. J. Mater. Sci. 1982, v.17, №10, p.225-234.
- [4] Ronald C.Garvie. J.Phys.Chem. 69 №4(1965), p.1238-1243.
- [5] R. Rupp. J.Phys.Chem Solids, 1969, v.30, p.2349-2356.
- [6] D.G.Kleshev, A.I.Sheynkman, R.N.Pletnev. Vliyanie sredi na fazovie i ximicheskie prevrasheniya v dispersnikh sistemakh, Sverdlovsk (1990) 244.
- [7] Ya.S. Bobovich. JPS, 49 №3 (1988)359.
- [8] S.Kh.Batigov, V.I.Vashenko, S.V.Kudryavtsev, I.M.Klimkovich, E.E.Lomonova. Fizika tverdogo tela, 30 №3 (1988) 661.
- [9] A.V.Khanef, V.G.Kruger. Jurnal fizicheskoy khimii, 64 №9 (1990) 2424.
- [10] V.G.Kruger, A.V.Khanef. Poverkhnost, fiz. khim. mekh., №5 (1994) 98.
- [11] F. Bassani. Parravichini Dj. Pastori. Elektronnie sostoyaniya i opticheskiy perekhod v tverdkh telakh, M.: Mir, (1982) 391.
- [12] M.M.Aliyev, A.A.Gasanov, U.G.Gezalov, M.Ch. Akhmedova. Poverkhnost, №6 (2000) 62.
- [13] M.M. Aliyev, E.A. Zelenkova. Material dokladov mejd. konf. "Fiziko-ximicheskie protsessi v neorganicheskikh materialakh, Kemerovo, Kuzbassvuzizdat (2004) 320.
- [14] Yu.V. Troitskiy. Optika i spektroskopiya, 68 №1 (1990) 166.
- [15] R.H. French, S.I. Glass, F.S. Ohuchi, Y.N. Xu. Phys.Rev. 49 №9 (1994) 5133.
- [16] V.G. Zavodinskiy. FTT, 46 №3 (2004) 441.
- [17] V.M. Orera, R.I. Merino. J. Chen, R. Cases and P.I.Alonso. Phys. Rev., 42 №16 (1990) 9782.
- [18] Monique Rassigni, Georges Rassigni. J. Opt. Soc. of America, 67 №1 (1977) 54.
- [19] Z.I. Ashurli, N.I. Konyushkina, L.N. Goroxova. Fiz. i khim. obrab. materialov, №5 (1991) 84.
- [20] M.M. Mikhaylov. JPS, 41 №1 (1984) 58.
- [21] M.M. Malov, V.A. Kutenova, V.A. Nikitenko. JPS, 30

- №2 (1979) 267.
- [22] V.V.Osiko, Yu.K.Voronko, A.A.Sobol, *Cristallography*, 10 (1984) 37.
- [23] D.Liver. *Elektronnaya spektroskopiya neorganicheskikh soedineniy*, M.: Mir 1 (1987) 491, 2 (1987) 448.
- [24] V.S.Kortov, Yu.M.Polejaev, A.I.Gaprndashvili, A.L.Shalyapin. *Neorganicheskie materialy*, 11 №2 (1975) 257.

M.M. Əliyev, E.A. Zelenkova, U.Q. Gözəlov

UB GÜZGÜ ƏKSOLUNMA SPEKTRLƏRİNDƏ DISPERS ZrO₂-NİN ELEKTRON ALTSİSTEMLƏRİNDƏ ÖLÇÜ EFFEKTİNİN YARANMASI

UB-güzgü əksolunma metodu ilə dispers ZrO₂-də səth nizamlılığının Zr atomunun elektron altsistemlərinin daxili keçidlərində (*d-d* keçidi) rolu tədqiq olunmuşdur. Ölçü asılılığı əsasında göstərilmişdir ki 20000-21000 sm⁻¹ tezlik oblastında udulma zolağının yerini dəyişməsi *d-d*, daha doğrusu *e_gt_{2g}* altsaviyələri arasındakı keçidlər ilə əlaqədardır, 15700 sm⁻¹ zolaq isə yerini dəyişmir, aşqar xarakteri daşıyır və Fe³⁺ ionuna aiddir.

М.М. Алиев, Е.А. Зеленкова, У.К. Гезалов

ПРОЯВЛЕНИЕ РАЗМЕРНОГО ЭФФЕКТА В ЭЛЕКТРОННЫХ ПОДСИСТЕМНЫХ ПРОЦЕССАХ ДИСПЕРСНОГО ZrO₂ В СПЕКТРАХ УФ-ОТРАЖЕНИЯ

Методом УФ-зеркального отражения исследована роль поверхностной разупорядоченности дисперсного ZrO₂ на внутренние переходы (*d-d* переход) электронных подсистем атома Zr. На основе размерной зависимости показано, что смещение полос поглощения в области частот 20000-21000 см⁻¹ обусловлена *d-d* переходами, точнее переходами между подуровнями *e_gt_{2g}*, а полоса 15700 см⁻¹ не смещается, имеет примесный характер и отнесена к ионам Fe³⁺.

Received: 14.03.07.

THE STRUCTURAL AND THERMODYNAMIC ASPECTS OF POLYMORPHIC TRANSFORMATIONS IN Ag_2Se

Y.I. ALIYEV, A.G. BABAYEV, D.I. ISMAYLOV, U.G. ASADOV

Institute of Physics of NAS of Azerbaijan, Baku

Az 1143, H. Javid ave., 33

The monocrystals Ag_2Se have been synthesized and grown by sublimation method. The polymorphic transformations in Ag_2Se have been investigated by high-temperature X-ray-diffractometer method and it is established, that low-temperature orthorhombic modification at 406K transforms into high-temperature OCC modification. The transformation is reversible and takes place by the type monocystal – monocystal. The existing thermodynamic data were widely used at result discussion.

1. The crystal structure Ag_2Se

From the state diagram, given in [1,2], it is seen, that the argentum with selenium form the one compound Ag_2Se , containing the 26,79 weight% Se.

The reference data about crystal structure of low-temperature modification $\alpha\text{-Ag}_2\text{Se}$ are contradictory. In [3] it is given only the table of interplanar spacings, calculated from powdergram of low-temperature $\alpha\text{-Ag}_2\text{Se}$. In [4], studying the thin films of Ag_2Se , obtained in vacuum by method of electron diffraction, it is shown that low-temperature modification is crystallized in tetragonal syngony with lattice parameters $a=7,06\text{\AA}$ and $c=4,98\text{\AA}$. In [5,6] the sample investigation, obtained on crystal surface KCl and NaCl with evaporation in vacuum of Se and Ag was carried out by electron-diffraction method at room temperature. It is seen, that FCC modification is obtained from the film, obtained at 573K at room temperature, and orthorhombic modification with lattice parameters $a=7,06\text{\AA}$, $b=7,76\text{\AA}$ and $c=4,34\text{\AA}$ is obtained from FCC modification below 473K. In [7] it is seen, that low-temperature modification has pseudocubic structure with lattice parameters $a=4,978\text{\AA}$. The same author gives the rhombic modification with lattice parameters $a=7,046\text{\AA}$, $b=14,32\text{\AA}$ and $c=7,82\text{\AA}$, which transforms into pseudocubic one after a time. In [8] it is informed, that the monoclinic and triclinic modifications with lattice parameters $a=7,0\text{\AA}$, $b=7,8\text{\AA}$ and $c=4,3\text{\AA}$, $\alpha=920$, $\beta=91,50$, $\gamma=920$ are detected as result of some heating and cycles in some region of Ag_2Se film. In [9] Ag_2Se investigation was also carried out in thin-film state and it is shown, that at low temperatures there are tetragonal, orthorhombic and triclinic modification of Ag_2Se in the one and the same film.

From above mentioned it has become clear, that different investigators give the contradictory syngonies for low-temperature modification of Ag_2Se : cubic [6], tetragonal [4,10], orthorhombic [7,11-18], monoclinic [8,19] and triclinic [9,10,20]. Note that in the given papers the conditions of sample derivations just as investigation methods were different. This especially related to investigations of thin-film states. The different types of structure are related to unit low-temperature modification of Ag_2Se by this reason.

In many papers [21-23], where metal block samples were used, the temperature of polymorphic transformation in Ag_2Se was in the temperature interval 406-413K.

The crystal structure of low-temperature modification was considered in more detail in [14,18]. In [14] the orthorhombic structure with lattice parameters $a=7,05\text{\AA}$,

$b=7,85\text{\AA}$ and $c=4,33\text{\AA}$ is established by electron-diffraction method for low-temperature modification of Ag_2Se . The elementary cell contains $Z=4\text{Ag}_2\text{Se}$, space symmetry group is $D^2_2\text{-P}222_1$.

In [18] the orthorhombic structure with lattice parameters $a=4,333\text{\AA}$, $b=7,062\text{\AA}$ and $c=7,764\text{\AA}$ for low-temperature modification of Ag_2Se is also supposed. The elementary cell contains $Z=4\text{Ag}_2\text{Se}$, space symmetry group is $D^4_2\text{-P}2_12_12_1$.

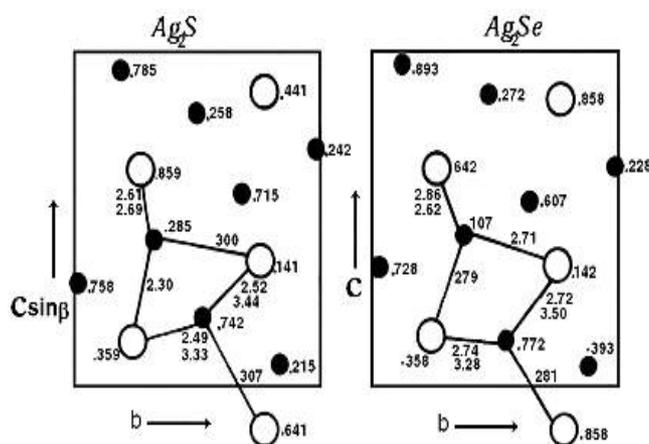


Fig. 1. The structure projection of monoclinic $\alpha\text{-Ag}_2\text{S}$ and orthorhombic $\alpha\text{-Ag}_2\text{Se}$ on the [011] direction.

In orthorhombic lattice Ag(I) is in tetrahedral Se atom surroundings, and Ag(II) is in triangular one. Further at working of experimental data we will use the space symmetry group $\text{P}222_1$. The choice of especially this structural model, but not $\text{P}2_12_12_1$ doesn't connect with falsity of the last one. In spite of the fact, that low-temperature modification of Ag_2Se crystallizes in orthorhombic syngony there is big similarity with monoclinic structure of Ag_2Se . The atom distribution in both structures is shown on the fig.1.

The structural investigation of high-temperature modification $\beta\text{-Ag}_2\text{Se}$ [24] proves the similarity with structure $\beta\text{-Ag}_2\text{Se}$, i.e. Se^{2-} form OCC lattice, and Ag atoms distribute in big number of empty spaces of this lattice, mainly in larger from them. The lattice parameter slightly increases in the comparison with $\beta\text{-Ag}_2\text{S}$ in $\beta\text{-Ag}_2\text{Se}$, i.e. $\Delta a=(4.98-4.88)\text{\AA}=0,10\text{\AA}$. This difference is equal to difference of ion radii of Se (1.93) and S (1.82).

On data [24] the parameter of elementary cell $\beta\text{-Ag}_2\text{Se}$ is equal to $a=4.983\text{\AA}$, elementary cell contains $Z=2\text{Ag}_2\text{Se}$, space symmetry group is $\text{O}^5_{\text{h}}\text{-Fm}3\text{m}$.

2. The synthesis and growing of monocrystals Ag_2Se

In [25] it is shown, that Ag_2Se compound can be prepared by the fusion of elements in evacuated quartz ampoules at temperature higher than 1323K keeping the melt during 15-20 hours. By author opinion, the transmission method of selenium steams in nitrogen or argon current under the surface of heated wood-wool of argentums up to 673K. The process is carried out during 6-8 hours till the appearance of selenium mirror behind boat with argentums. After finish of selenium absorption the obtained selenide is kept in vacuum during several hours for distillation of excess selenium. It isn't recommended to increase the temperature at that as essential dissociation of argentums selenide is taken place already at temperatures higher than 673K. The vacuum distillation can be changed by remelting in evacuated quartz ampoules, if there isn't much free selenium in selenide. The band recrystallization method can be also used for obtaining of very pure samples of Ag_2Se [10].

In the given paper samples of Ag_2Se were synthesized from components. The initial elements had purity: Ag-99.999%, selenium has the mark "B5". The double-walled ampoules from high-quality quartz were used as reactor. The internal diameter of ampoule is 1.5 cm and length is 10 cm. The ampoules were filled by initial components of Ag_2Se in necessary quantities, were evacuated till pressure 1.3 MPa, and further were soldered up. The quantities of initial components, necessary for synthesis are: Ag is 66.6666 at%, Se is 33.3333 at%. The ampoule with Ag_2Se was in temperature-stable band of furnace, further furnace temperature was increased till selenium melting point 493K and ampoule was kept at this temperature during two hours, for which the total reaction of selenium-argentums carries out. This prevents the ampoule explosion because of the increase of selenium steams at temperature increase. After that the furnace temperature was increased with velocity 50K/hour higher, than melting point 1170K of Ag_2Se . After 4-hour keep at this temperature the furnace with velocity 50K/hour was cooled till 350K and the annealing for total homogenization of composition was carried out at this temperature during 200 hours. After that the component excesses, and also separate formations were absent at ampoule inspection.

3. The roentgen-phase analysis

The roentgen-phase analysis was carried out for establishment of the fact that obtained ingot is one-phase. The powder, which was filled in glass capillary with internal diameter ~0,8 mm and extrusion of it from capillary by wire of diameter 0,7 mm was prepared from synthesized composition, the pressed samples in the form of wire were obtained. The powdergrams in camera RKD-57.3 on CuK_α radiation were taken from such samples. The calculation results of powdergrams are given in the table 1. The interplanar spacings, calculated from diffraction data, and also interplanar spacings with corresponding indexes hkl , calculated on computer on lattice parameters are given in this table.

From table 1 it is seen that experimental interplanar spacings $d_{exp.}$ well coordinate with interplanar spacings $d_{calc.}$ calculated with the help of computer on parameters of elementary cell, given in papers [14,18]. As all

experimentally fixed diffraction lines are well indicated by both structural models, i.e. $\text{P}222_1$ and $\text{P}2_12_12_1$, then further we will use structural model $\text{P}222_1$.

4. The growth of monocrystals of Ag_2Se

The monocrystals of Ag_2Se are grown by gas-transport reaction or sublimation method. The monocrystals of Ag_2Se , grown by sublimation method, were big enough and well faceted (see fig.2). The powder of synthesized sample was filled in quartz ampoule and ampoules, evacuated till pressure 10^{-3}Pa , were put in central part of horizontal furnace. The crystallization temperature was below the melting point, and process duration was 70 hours.

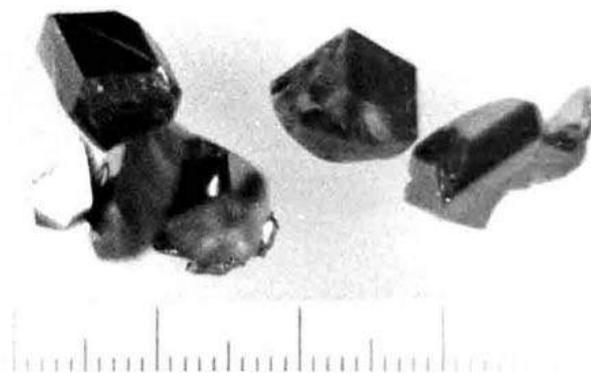


Fig. 2. The monocrystals of low-temperature modification $\alpha\text{-Ag}_2\text{Se}$ with facets of high-temperature OCC modification.

Note that temperature, at which crystal growth takes place at growing of monocrystals by sublimation method or gas-transport reaction, is higher than temperature of polymorphic transformation. That's why usually crystals of high-temperature OCC modification, i.e. $\beta\text{-Ag}_2\text{Se}$ grow. Only at cooling below equilibrium temperature the monocrystals of high-temperature modification transform into low-temperature $\alpha\text{-Ag}_2\text{Se}$. The monocrystals of Ag_2Se , which are illustrated on the fig.2, are low-temperature modifications, accepted of external habit of OCC modification.

5. The polymorphic transformations in Ag_2Se

The monocrystals $\alpha\text{-Ag}_2\text{Se}$ by dimension 5x3x1mm were set up on holder of plane samples of diffractometer. The seven clear diffraction reflections, the calculations of which are given in the table 2 were written at room temperature in interval of angles $10^\circ \leq 2\theta \leq 90^\circ$. After record of diffraction reflections at room temperature the furnace was taken on and the record at 323K, 373K and 393K was carried out. Note that the change in line numbers and intensities at these temperatures doesn't take place. Continuing sample heating till 433K, in previous interval of angles of reflection the only three diffraction reflections on planes (200), (211) and (220) of high-temperature OCC modification was fixed (table 2). The repeated record was carried out at room temperature after sample cooling. It was established, that orientation of α - and β -crystal at tenfold cycle of transformations hadn't changed, i.e. α -crystal "remembers" its initial orientation, and β -crystal "remembers" its one. Naturally, the question arises, where information on orientation memory of α -crystal in β and vice

versa, β -crystal in α at mutual transformation $\alpha \rightleftharpoons \beta$ is saved. Logically the one variant is possible: the potential germ of α -crystal after the transition in β -crystal and vice versa, saving on defect place can be "remembering" element.

The gauge for finding of equilibrium temperature between α - and β -modifications in Ag_2Se was set up on intensity maximum of the one of more intensive and structurally-sensitive diffraction reflections ($2\theta=36^\circ44'$) from plane (130) of low-temperature $\alpha\text{-Ag}_2\text{Se}$, which disappears after total transformation $\alpha \rightarrow \beta$. Beginning from 393K the crystal was heated with velocity 2K/hour. Observing the beginning of intensity slump (at heating) or reversible reconstruction (at cooling), it was established, that equilibrium temperature between α - and β -modifications is equal to $T_{tr}=406 \pm 1\text{K}$. The parameter of elementary cell of high-temperature modification of Ag_2Se is calculated from diffraction record of angles of refractions from planes (200), (211) and (220) at temperatures 433K, 473K and 523K. The calculation of lattice parameters and microdensity of α - and β -modifications in the dependence on temperature, which are graphically illustrated on the fig.3 are given in table 2.

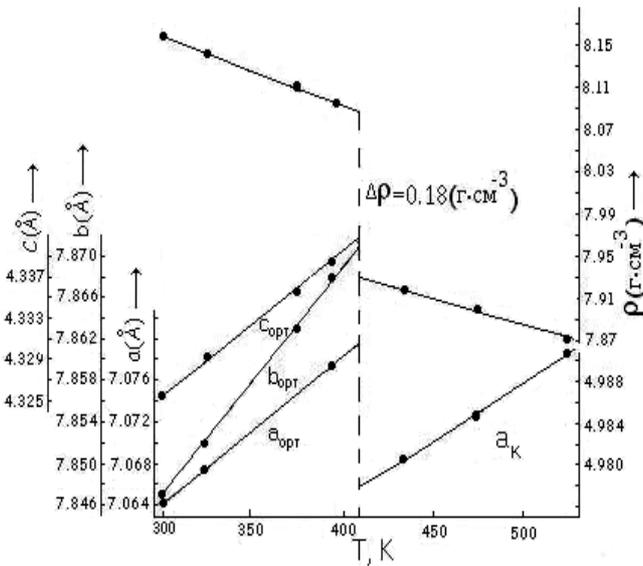


Fig.3. The temperature dependence of lattice parameters and of α - and β -modifications density of Ag_2Se .

As it is seen from fig.3 at $\alpha \rightarrow \beta$ transformation the microdensity changes by jump, i.e. $\Delta\rho = \rho_\alpha - \rho_\beta = 0.18 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$. This density difference of α - and β -modifications increases the elastic voltages on the boundary of two modifications. At $\alpha \leftrightarrow \beta$ transformation the sample monocrystallinity remains and even becomes better for 4-times transformation. The monocrystallinity strongly worsens at further increase of transformation multiplicity because of the stress accumulations and defects. The thermal expansion of low-temperature orthorhombic and high-temperature OCC modifications of Ag_2Se is calculated from temperature dependence of lattice parameters. The values of coefficients of thermal expansion are given in the table 3.

As it seen from the table, the coefficient of thermal expansion of orthorhombic modification Ag_2Se slowly increases at temperature increase in direction [100] and [010], and decreases in direction [001]. The anisotropic expansion of orthorhombic modification in the dependence on

temperature is the one of the transformation reasons of this modification in OCC modification.

6. The connection of thermodynamic polymorphic modifications

It is known, that the polymorphic modification of substance, which has the free Gibbs minimum energy is the most stable at given thermodynamic conditions (temperature and pressure). If their free energies are equal, then these modifications are in equilibrium state with each other:

$$G_1(T,P) = G_2(T,P).$$

One can ignore the energy change because of the volume change and the equality of Helmholtz free energies becomes the equilibrium condition:

$$F_1(T) = F_2(T), \quad E_1 - TS_1 = E_2 - TS_2, \quad \Delta E - T\Delta S = 0,$$

where E is internal energy, S is crystal entropy. The polymorphic modification with lesser internal energy is stable at absolute zero of temperature. The modification with more high entropy can become more stable at increase of modification temperature. This will take place at transformation temperature T_{tr} , when $\Delta E = (E_2 - E_1)_{tr} = T_{tr}(S_2 - S_1) = T_{tr}\Delta S$. From here it is followed, that values ΔS and ΔE are positive ones for the all transformations, which take place at T increase. By other words, the polymorphic transformations at temperature increase should be accompanied by heat absorption in the correspondence with Le-Shatlye principle. This means, that structural reconstruction carries out by such way, that new-formed structure assumes atom heat oscillations with bigger energy at lesser bond voltages. This takes place at the increase of crystal volume and often is accompanied by decrease of coordination number.

Phase transformation of I type takes place: a) at strongly defined temperature T_{tr} , b) with transformation change of first derivatives of free energy, enthalpy, entropy, volume (heat capacity). The transformations on Le-Shatlye principle should be accompanied by increase of enthalpy or system internal energy, i.e. $H_\beta - H_\alpha = \Delta H$, $C_{p(\beta)} - C_{p(\alpha)} = \Delta C_p$ and $S_\beta - S_\alpha = \Delta S$.

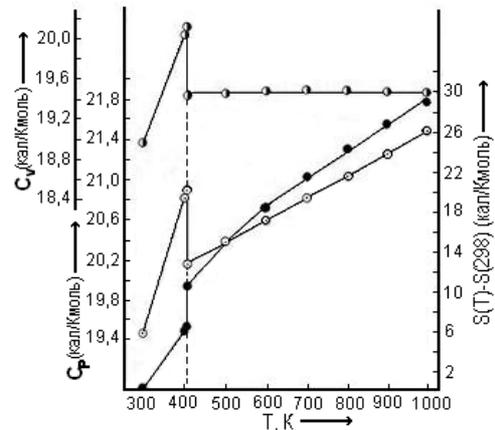


Fig.4. The temperature dependence of heat capacity of C_p and C_v entropies in temperature interval, capturing the polymorphic transformation $\alpha \rightleftharpoons \beta$ in Ag_2Se . \odot is C_p , \bullet is C_v , and \bullet is entropy.

The heat capacity at constant pressure C_p , enthalpy $H(T) - H(298K)$, entropy $S(T) - S(298K)$ and free Gibbs energy $G(T) - G(298K)/T$ in temperature interval 298K-1000K, which captures the temperatures of polymorphic transformations in Ag₂Se are given in [28]. Using Nernst

empiric formula $C_p = C_p + 0.0214C_p^2 \frac{T}{T_{melt}}$ from data C_p in

temperature interval 298-1000K, we calculate heat capacity C_v and (C_p, C_v) cal/mol-K and ΔS cal/mol-K, which endure the jumps at transformation temperature, are graphically given on the fig.4. The enthalpy jump is equal to $H(T)-H(298K)=1681$ cal.mol⁻¹ at temperature of polymorphic transformation, and entropy jump is equal to $S_\beta - S_\alpha = -4.14$ cal.mol⁻¹K⁻¹. It is known, that polymorphic trans-

formations take place, if $\Delta G=0$ and then $\Delta H_T - T_r\Delta S_T=0$. The transformation temperature at these conditions are equal to $T_r = \frac{\Delta H_T}{\Delta S_T} = \frac{1681}{4/14} = 406K$. In [29-32] authors obtained the

enthalpy and entropy values of polymorphic transformations in Ag₂Se, which are equal to $\Delta H_{406K}^r = 1.68ccal \cdot mol^{-1}$ and $\Delta S_{406K}^r = 4.14 cal \cdot mol^{-1}K^{-1}$ by different methods.

The structural and thermodynamic data prove that polymorphic transformations in Ag₂Se are related to phase transformations of first type. The transformation of orthorhombic modification in OCC modification is accompanied by jump change of internal energy, entropy and phase volume (density). This is well shown on the fig.3,4.

Table 1.

The calculation of Ag₂Se powdergram.
Rad. CuK_α ($\lambda_\alpha = 1.5418 \text{ \AA}$), filter is Ni. The mode: 35 kV, 8 mA, exposition 24h.

№	$d_{exp.} (\text{Å})$	I/I_0	On data [14]		On data [18]		Parameters of crystal lattice
			$d_{calc.}(X)$	hkl	$d_{calc.}(X)$	hkl	
1	3.786	10	3.7915	011	3.7836	101	Orthorhombic [14] $a=7,05 \text{ \AA}$, $b=7,85 \text{ \AA}$, $c=4,33 \text{ \AA}$, $Z=4Ag_2Se$, sp.gr. D_2^2 -P222 ₁
2	3.338	10	3.3392	111	3.3351	111	
3	2.734	10	2.7337	201	2.7372	120	
4	2.679	100	2.6883	121	2.6158	112	
5	2.622	4	2.6226	220	2.6121	022	
6	2.580	10	2.5816	211	2.5815	121	
7	2.453	20	2.4531	130	2.4300	013	
8	2.238	60	2.2395	031	2.2370	122	
9	2.110	20	2.1011	230	2.1194	113	
10	2.085	60	2.0871	012	2.0874	023	
11	2.070	20	2.0695	102	2.0712	210	
12	2.001	40	2.0012	112	2.0012	211	
13	1.956	10	1.9625	040	1.9410	004	
14	1.890	20	1.8903	231	1.8918	202	
15	1.825	10	1.8278	321	1.8255	132	
16	1.720	10	1.7197	410	1.7216	041	
17	1.670	20	1.6696	222	1.6676	222	
18	1.609	10	1.6078	420	1.6071	042	
19	1.569	10	1.5700	050, 312	1.5615	231	
20	1.504	10	1.5063	340	1.5032	223	
21	1.474	20	1.4755	322	1.4746	232	
22	1.440	10	1.4447	151	1.4457	204	
23	1.413	20	1.4100	500	1.4150	310	
24	1.392	10	1.3916	113	1.3921	311	
25	1.354	10	1.3545	023	1.3573	233, 125	
26	1.324	10	1.3216	511	1.3232	151, 321	
27	1.311	10	1.3113	440, 060	1.3060	044	
28	1.282	20	1.2864	160	1.2907	242	
29	1.240	10	1.2413	530	1.2416	313, 053	
30	1.211	10	1.2115	432	1.2099	243	
31	1.192	10	1.1932	531, 233	1.1920	153, 225	
32	1.172	10	1.1723	450, 512	1.1735	332, 126	
33	1.143	10	1.1431	360	1.1434	314, 054	
34	1.122	10	1.1223	611	1.1239	161, 244	
35	1.097	10	1.0894	621, 243	1.0974	216, 136	
36	1.075	10	1.0741	423	1.0745	107	
37	1.059	10	1.0602	114	1.0597	226	
38	1.043	10	1.0435	024	1.0434	402	
39	1.012	10	1.0122	542	1.0121	325	
40	1.001	10	1.0004	513, 034	1.0004	422, 071	
41	0.972	10	0.9706	443	0.9748	171, 344	

Table 2.

The calculation of Ag₂Se diffractogram.
Rad.CuK_α (λ_α=1.5418 Å), filter is Ni. The mode: 35kV, 8mA.

T _{exp.} , K	θ	I/I ₀	d _{exp.} , (Å)	d _{calc.} , (Å)	hkl	Lattice Parameters
299	17°06'	40	2.6212	2.6212	220	Orthorhombic a=7,0645 Å b=7,8470 Å, c=4,3254Å Z=4, sp.gr. D ₂ ² -P222 ₁ V=239.7791Å ³ ρ=8.1614 g/cm ³
	18°22'	20	2.4465	2.4531	130	
	21°42'	60	2.0852	2.0871	012	
	24°03'	20	1.8918	1.8906	140	
	26°35'	10	1.7227	1.7197	410	
	29°25'	10	1.5694	1.5700	050	
	33°04'	20	1.4129	1.4100	500	
323	17°04'	40	2.6266	2.6270	220	a=7,0645 Å b=7,852 Å c=4,3295Å Z=4, sp.gr. D ₂ ² -P222 ₁ V=240.2613Å ³ ρ=8.145 g/cm ³
	18°20'	20	2.4512	2.4544	130	
	21°41'	60	2.0869	2.0874	012	
	24°01'	20	1.8941	1.8915	140	
	26°33'	10	1.7246	1.7239	410	
	29°24'	10	1.5704	1.5704	050	
	33°03'	20	1.4135	1.4135	500	
373	17°02'	40	2.6320	2.6298	220	A=7,0740 Å b=7,8630 Å c=4,3355Å Z=4, sp.gr. D ₂ ² -P222 ₁ V=241.1529Å ³ ρ=8.115 g/cm ³
	18°19'	20	2.4528	2.4574	130	
	21°39'	60	2.0897	2.0897	012	
	24°00'	20	1.8955	1.8939	140	
	26°31'	10	1.7265	1.7254	410	
	29°21'	10	1.5726	1.5726	050	
	33°01'	20	1.4148	1.4148	500	
393	17°00'	40	2.6365	2.6307	220	a=7,0775 Å b=7,8680 Å c=4,3386Å V=241.5983Å ³ ρ=8.100 g/cm ³
	18°17'	20	2.4574	2.4589	130	
	21°38'	60	2.0909	2.0911	012	
	23°59'	20	1.8964	1.8949	140	
	26°30'	10	1.7277	1.7262	410	
	29°20'	10	1.5736	1.5736	050	
	33°00'	20	1.4155	1.4155	500	
433	18°02'	100	2.4900	2.4905	200	OCC, a=4,9809Å Z=2, sp.gr.Fm3m V=123.573Å ³ , ρ=7.918g/cm ³
	22°17'	60	2.0330	2.0334	211	
	25°57'	80	1.7617	1.7610	220	
473	18°01'	100	2.4924	2.4923	200	A=4,9846Å Z=2 V=123.8486Å ³ , ρ=7.901g/cm ³
	22°15'	60	2.0356	2.0349	211	
	25°55'	80	1.7629	1.7623	220	
523	18°00'	100	2.4948	2.4953	200	A=4,9906Å Z=2 V=124.2963Å ³ , ρ=7.872g/cm ³
	22°14'	60	2.0373	2.0374	211	
	25°54'	80	1.7649	1.7645	220	

Table 3.

The heat expansion of orthorhombic and OCC modification of Ag₂Se.

Temperature, K	α _{[100]}} 10 ⁻⁶ K ⁻¹	α _{[100]}} 10 ⁻⁶ K ⁻¹	α _{[100]}} 10 ⁻⁶ K ⁻¹	$\bar{\alpha} = \frac{\alpha_{[100]} + \alpha_{[010]} + \alpha_{[001]}}{3} \times 10^{-6} \times K^{-1}$
299-323	17.69	26.55	39.50	27.91
299-373	18.17	27.55	31.55	25.76
299-393	19.58	28.47	32.47	26.84
433-473	26.57			26.57
433-523	21.64			21.64

[1] M. Khansen, K. Anderko. *Strukturi dvoynikh splavov*, Moskva «Metallurgizdat», 1962, s.620.
[2] F. Shank. *Strukturi dvoynikh splavov*, Moskva «Metallurgizdat», 1973, s.759.

[3] I.W. Earley. *Amer. Mineralogist*, 1950, 35, 5-6, p.337-364.
[4] A. Boettcher, C. Hasse, H. Treupel. *Z. Angew. Phys.*, 1955, 7, p.478-487.

- [5] *L.V. Constantinescu*. Rev. Roum. Phys., 1976, 21 (6).
 [6] *L.V. Constantinescu*. Thin Solid Films, 1981, 79, p.257.
 [7] *U. Zoril*. Ann. Physik, 1955, 16, 1-2, p.7.
 [8] *Ridder de R., S. Amelinckx*. Phys. Statues Solidi, 1973, A18, p.99.
 [9] *Y. Saito, M. Sato*. Thin Solid Films, 1981, 79, p. 259.
 [10] *P. Junod*. Helv. Phys. Acta, 1959, 32, p.581.
 [11] *I. Nuruev, P.B. Sharifzade*. Izv. AN SSSR, Neorganicheskie materialy, 1972, 2, s.73.
 [12] *I. Klemm, H. Soolomann, P. Langmesser*. Z. Anorg. Chem., 1939, 241, p.81.
 [13] *L.B. Conn, R.G.Taylor*. J. Electrochem. Soc., 1960, 107, p.977.
 [14] *Ts.L. Cjou, Z.G. Pinsker*. Kristallografiya, 1962, 7, s.66.
 [15] *B. Simon*. Adv. Energy Conversion, 1963, 3, p.481.
 [16] *S.K. Sharma*. J. Mater. Sci., 1969, 4, p.189.
 [17] *N.G. Dhere, A. Gobwami*. Thin Solid Films, 1970, 5, p.137.
 [18] *C.A. Wieger*. Amer. Mineral., 1971, 56, p.1882.
 [19] *A.J. Fruch*. Z. Krist., 1958. 110, p.136.
 [20] *J.R. Gunter, N. Uyeda, E. Buito*. Grystal growth., 1973, 32, p.337.
 [21] *A. Novoselova*. Izv. AN SSSR, Neorganicheskie materialy, 1967, 3, s.1010.
 [22] *Y. Baer, G. Busch, C. Prohlich*. E. Steiemier. Z. Naturforsch, 1962, 1701, p.886.
 [23] *M.D. Banus*. Scilce, 1965, 147, p.732.
 [24] *P. Rahlfs*. Z. Phys. Chem., 1936, B31, p.157.
 [25] *G.A. Akhundov, G.B. Abdullaev*. Voprosi metallurgii i fiziki poluprovodnikov, Izd. AN SSSR, 1961, s.104.
 [26] *R.M. Thompson*. Amer. Mineralogist, 1949, 34, №3-4, p.342-383.
 [27] *A.J. Frueh*. Zeit. Krist., 1959, 112, p.44-52.
 [28] *????? K.C. Millis* K.C., Thermodynamic data for inorganic sulfides, selenides and tellurides, London, 1974, c.256.
 [29] *R. Ray, A. Moyumdar and C. Hulbe*. Economic Geol., 1959, 54, p.1278.
 [30] *Y. Baer, G. Buch, C. Prohlich*. Z. Naturforsch, 1962, 17, p.886
 [31] *M.D. Banus*. Science, 1965, 147, p.723.
 [32] *K.K. Kelley, U.S. Bull. Bur, Mines*, 1960, 584.

Y.İ. Ahyev, Ə.Q. Babayev, C.İ. İsmayilov, Y.Q. Əsədov

Ag_2Se MONOKRİSTALLARININ POLİMORF ÇEVİRİLMƏLƏRİNİN QURULUŞ VƏ TERMODİNAMİK ASPEKTLƏRİ

Ag_2Se monokristalını sintez edilmiş və sublimasiya üsulu ilə monokristalını yetişdirilmişdir. Yüksək temperaturu rentgendifraktometrik üsul ilə Ag_2Se monokristalının polimorf çevrilmələri tədqiq edilmiş və göstərilmişdir ki, Ag_2Se monokristalının aşağı temperaturu ortorombik modifikasiyası 406 K-də yüksək temperaturu həcməmərkəzləşmiş kubik fazaya çevrilir. Çevrilmə prosesi döner xarakterə malik olmaqla monokristal-monokristal tip çevrilməyə aiddir. Tədqiqat nəticələrinin müzakirəsi Ag_2Se monokristalına aid termodinamik məlumatlar əsasında aparılmışdır.

Ю.И. Алыев, А.Г. Бабаев, Д.И. Исмаилов, Ю.Г. Асадов

СТРУКТУРНЫЕ И ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ПОЛИМОРФНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ В Ag_2Se

Синтезированы и методом сублимации выращены монокристаллы Ag_2Se . Высокотемпературным рентгendifрактометрическим методом исследованы полиморфные превращения в Ag_2Se и показано, что низкотемпературная орторомбическая модификация при 406К превращается в высокотемпературную ОЦК модификацию. Превращение обратимое и происходит по типу монокристалл-монокристалл. При обсуждении результатов широко использовались существующие термодинамические данные.

Received: 15.05.07

Al_{0,8}Ni_{0,2}/nSi DİODLARI AYRILMA SƏRHƏDDİNİN ELEKTRON XASSƏLƏRİ

İ.M. ƏFƏNDİYEV, Ş.Q. ƏSGƏROV, L.K. ABDULLAYEVA,
M.N. AĞAYEV, M.H. HƏSƏNOV

Bakı Dövlət Universiteti, Fizika Problemləri ETİ
AZ 1148, Bakı ş., akad.Zahid Xəlilov küç.23

Məqalədə Al_{0,8}Ni_{0,2}/nSi Şottki diodlarının volt-ampere xarakteristikaları analiz edilmiş, elektrofiziki parametrlərin diodun həndəsi ölçülərindən asılılığı tədqiq olunmuşdur. Cərəyan daşınmasında səthi hallarının roluna baxılmışdır. Səthi elektron hallar sıxlığının energetik paylanması təyin etmək üçün dielektrik aralıqlı metal-yarımkəçirici kontakt modelindən istifadə olunmuşdur. Alınmış səthi hallar sıxlığının spektri qadağan olunmuş zonada aluminium və nikel üçün səciyyəvi diskret səthi səviyyələrin mövcudluğunu aşkar etmişdir.

Son illər elektronikanın inkişafı ilə əlaqədar olaraq kiçik ölçülü Şottki diodlarına (ŞD) maraq daha da artmışdır [1]. Metal-yarımkəçirici ayrılma sərhəddinin bütün mövcud nəzəriyyələri belə bir fərziyyə əsasında qurulmuşdur ki, sərhəd atom miqyasında çox kəskin, lakin bir çox faktlar təsdiq edir ki, hətta otaq temperaturunda metalın çökdürülməsi zamanı metal-yarımkəçirici ayrılma sərhəddi göstərilən atom miqyasında kəskin ola bilməz. Real metal-yarımkəçirici kontaktları həmişə bu və ya digər dərəcədə qeyri-bircinsdir [2]. Şottki diodlarında ayrılma sərhəddinin bircinsliliyini təmin etmək məqsədilə çox hallarda amorf metal təbəqə istifadə olunur [2,6,9,10,11]. Bu ondan irəli gəlir ki, bircinsli ayrılma sərhəddini yaradan monokristallik təbəqənin alınması texnoloji baxımdan çətin-dir. Metal təbəqə polikristallik olduqda isə ayrılma sərhəddi bircinsli ola bilməz.

Digər tərəfdən, kontakt strukturların elektrofiziki parametrləri cihazın alınma texnologiyasından və materialların növündən asılıdırlar. Bu baxımdan, bircinsli ayrılma sərhəddinin yaradılması ehtimalını artıran amorf təbəqələrin istifadə edilməsi daha məqsəduygundur.

Kiçik həcm və kiçik sahələrdə aşqarın miqdarı və ona uyğun olaraq səthi səviyyələrin sıxlığı fluktuasiya edir. Buna görə də metal-yarımkəçirici strukturlarının ölçülərinin kiçildilməsi parametrlərin fluktuasiyasına səbəb ola bilər. Bu isə eyni xarakteristikalı elementlər yaradılmasını çətinləşdirir.

Yuxarıdakıları əsas tutaraq amorf metal təbəqəli kiçik ölçülü Al_{0,8}Ni_{0,2}-nSi Şottki diodları tədqiq edilmişdir.

Eksperimentin keçirilməsi və alınmış nəticələrin müzakirəsi

Al_{0,8}Ni_{0,2} amorf xəlitəsi vakuum elektron-şüa buxarlanması metodu ilə alınmışdır [3]. Altılıq olaraq (111) orientasiyalı n-tip silisium lövhəsindən istifadə olunmuşdur.

Diod matrisi sahələri (1÷14)·10⁻⁶sm² diapozonunda dəyişən 14 dioddan ibarətdir. Al_{0,8}Ni_{0,2}/nSi diodlarının volt-ampere xarakteristikaları (VAX) geniş temperatur (298÷458)K və gərginlik (düz istiqamətdə (0,1÷0,5)V, əks istiqamətdə (0,1÷15)V) intervalında tədqiq olunmuşdur. Məqalədə 4·10⁻⁶sm², 6·10⁻⁶sm², 13·10⁻⁶sm² ölçülü sahəyə malik diodların otaq temperaturunda (T=298K) və (0,1÷0,5)V gərginlik intervalında tədqiqindən alınan nəticələr analliz edilmişdir.

Eksperimentdən alınmış VAX-ların analizi xarakteristika diferensial mailliyinin $\left(\alpha = \frac{d \ln I}{dV}\right)$ tətbiq olunan gərginlikdən və temperaturdan asılılığını göstərir. Bu isə kontaktın fiziki modelinin mürəkkəb olduğunu aşkar edir. Bu mürəkkəbliyi iki faktorla: kontaktda səthi elektron hallarının və dielektrik aralığın mövcudluğu ilə əlaqələndirilə bilər [4].

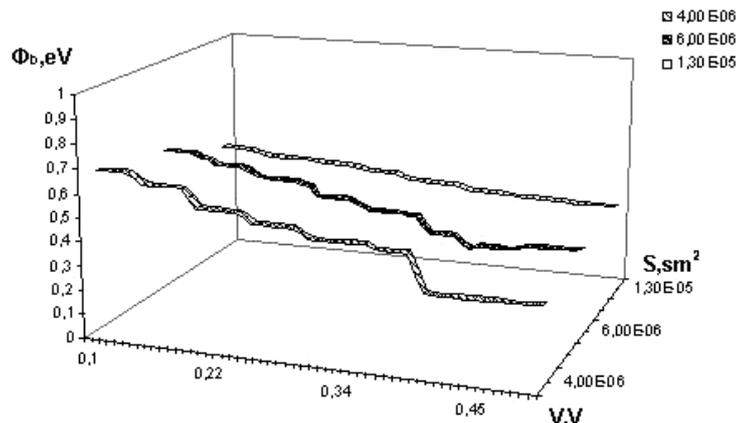
Eksperimentdən alınan nəticələr əsasında $\ln I = f(V)$ asılılığı qurulmuşdur. Gərginliyin (0,1÷0,5)V qiymətlərində asılılığın xətti hissəsini nəzərə almaqla otaq temperaturunda (T=298K) müxtəlif sahəli: 4·10⁻⁶sm², 6·10⁻⁶sm², 13·10⁻⁶sm² diodlar üçün potensial çəpərin hündürlüyünün

$$U_b = \frac{kT}{q} \ln \frac{A_0 T^2}{j_s} \quad (1)$$

və qeyri-idealılıq əmsalının

$$n = \frac{q}{kT} \frac{dV}{d \ln I} \quad (2)$$

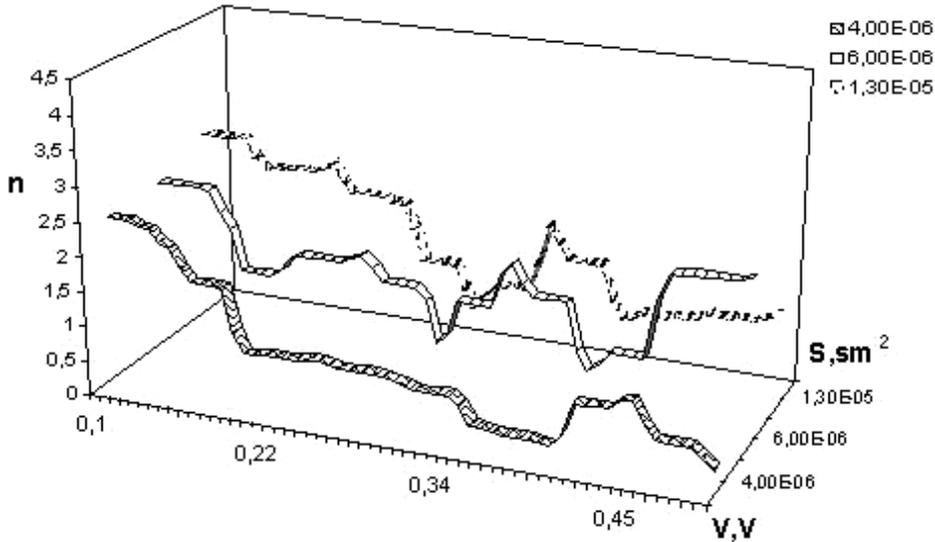
qiymətləri hesablanmış, onların gərginlik və sahədən asılılığı tədqiq edilmişdir (şək.1.), (şək. 2.).



Şəkil 1. Al_{0,8}Ni_{0,2}-nSi -nSi diodları potensial çəpərin hündürlüyünün gərginlikdən və sahədən asılılığı

Tətbiq olunmuş gərginliyin kiçik qiymətlərində alınmış potensial çəpərin hündürlüyünün orta qiyməti $\Phi_b = (0,63)eV$ ədəbiyyatdan məlum qiymətlərə uyğundur [2,3,9,10,11].

Şəkil 1 və şəkil 2-dən görünürdü ki potensial çəpərin hündürlüyü və qeyri-ideallıq əmsalının diodun həndəsi ölçülərindən asılılıq xarakteri eynidir.



Şəkil 2. $Al_{0,8}Ni_{0,2}-nSi$ diodları qeyri-ideallıq əmsalının gərginlikdən və sahədən asılılığı

Termoelektron emissiya nəzəriyyəsinə görə potensial çəpərin hündürlüyü və qeyri-ideallıq əmsalı gərginlikdən asılı olmamalıdır.

Alınmış nəticələrdən belə bir qənaətə gəlmək olar ki, $Al_{0,8}Ni_{0,2}$ amorf təbəqə və Si arasında dielektrik aralıq mövcuddur və tətbiq olunan V gərginliyinin bir hissəsi V_1 aralığına, digər hissəsi isə fəza yükü oblastına (FYO) düşür: $V=V_1+V_2$. Bu zaman Şottki diodunun ümumi modeli üçün VAX belə ifadə olunur:

$$I = I_s (e^{eV_1/kT} - e^{-eV_2/kT}) \quad (3)$$

Səthdə yükdaşıyıcıların enerji spektrinin dəyişməsi və potensial çəpərin yaranması ölçü effektlerini aşkar edən səthi hallarının xüsusiyyətləri ilə izah olunur[5]. Kontakt-da səthi hallar mövcud olduqda tətbiq olunmuş gərginlik nəticəsində oradakı yüklərin miqdarı dəyişir. Bu isə n - qeyri-ideallıq əmsalının gərginlikdən asılı olaraq dəyişmə-sində özünü göstərir.

Müxtəlif sahəli: $4 \cdot 10^{-6} sm^2$, $6 \cdot 10^{-6} sm^2$, $13 \cdot 10^{-6} sm^2$ diod-ları üçün alınmış nəticələrin müqayisəsi onu göstərir ki, verilmiş gərginlik intervalında diodu xarakterizə edən əsas elektrofiziki parametrlərin diodun həndəsi ölçülərindən asılılıq xarakteri eynidir. Bu isə diodların həndəsi ölçülərindən asılı olmayaraq fluktuasiyaların təkrarlanmasını bildirir. Nəticədə alınır ki, termoelektron emissiya nəzəri-yəsindən fərqli olaraq cərəyan daşınması səthi hallar vasitəsilə baş verir [6] və daşınmanın xarakteri bütün sahələr üçün eynidir.

Diferensial mailliyin (α , α^* -düzünə və əksinə istiqamət-də) gərginlik, temperatur və sahədən asılılığı imkan verir ki, $Al_{0,8}Ni_{0,2}-nSi$ diodunun dielektrik aralıqlı modelə uy-ğun gəldiyini söyləyək. Yuxarıdakıları əsas tutaraq və mə-lum metodikaya əsaslanaraq [6] silisiumun qadağan olunmuş zonasında səthi halların sıxlığı hesablanmışdır:

$$\frac{dm_i}{dE} = \frac{1 - \frac{kT}{e} \left(1 + \frac{\epsilon_2 d}{\epsilon_1 L_0} \right) \left(\alpha - \frac{d \ln I_s}{dV} \right)}{4\pi e \frac{d}{\epsilon_1}} \quad (5)$$

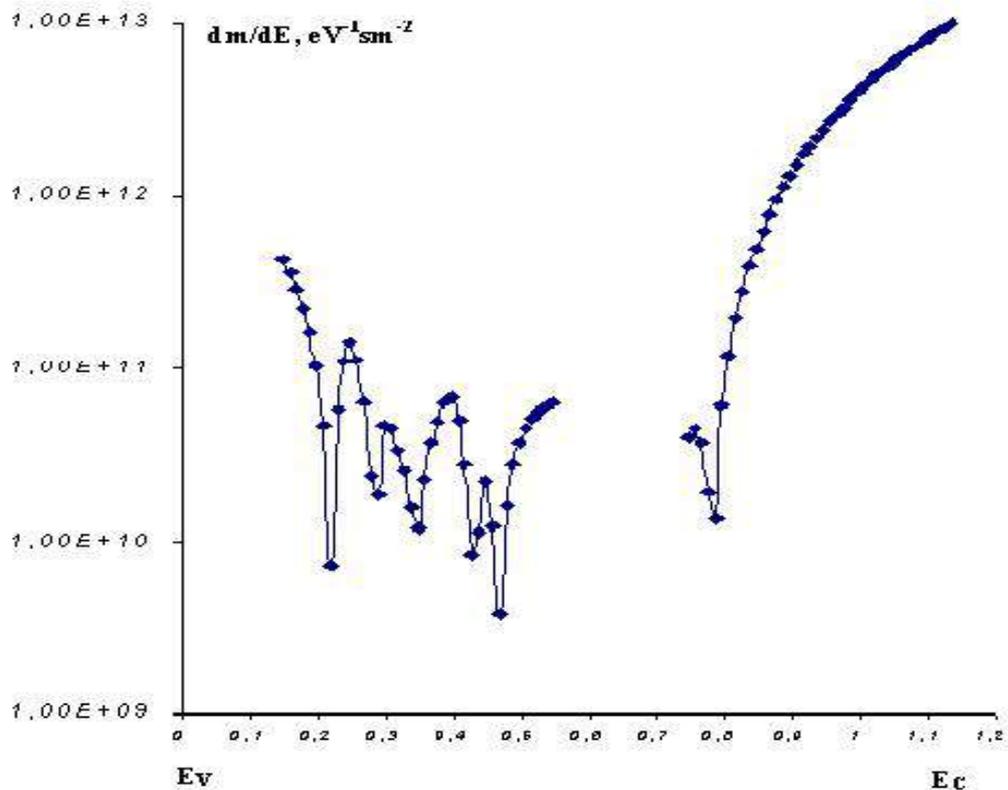
burada: ϵ_1 - aralığın dielektrik nüfuzluğu, ϵ_2 - fəza yükü oblastının dielektrik nüfuzluğu, L_0 - fəza yüklər oblastının eni ($V=0$ olduqda), d - dielektrik aralığın qalınlığıdır.

Əldə edilmiş nəticələr əsasında silisiumun qadağan olunmuş zonasında səthi halların differensial sıxlığının (dm_i/dE) enerjiyə görə paylanması şəkl.3-də göstərilmiş-dir. Səthi halların kəsilməz spektrində fonunda diskret səviyyələr aşkar edilmişdir.

Alınmış spektr ədəbiyyatla müqayisə edildikdə $E_i=0,23 eV$ və $E_i=0,75eV$ səviyyələrinin nikelə məxsus olmasını aşkar olunur [7], $(0,33-0,41)eV$ və $(0,54-0,56)eV$ səviyyələri metalların (W, Mo, Cu, Al) silisiumla olan müxtəlif tex-noloji şəraitlərdə alınmış kontaktlarda müşahidə olunur-lar. Guman etmək olar ki, $(0,33-0,41)eV$ səviyyəsi silisiu-mun sərbəst valentliyi ilə əlaqədardır. Bu nəticə ondan irəli gəlir ki, bu enerji səviyyəsi müxtəlif metodlarla alın-mış müxtəlif metallarla silisiumun kontaktında mövcud-dur və onun konsentrasiyası texnoloji rejimdən asılı olaraq artır və ya azalır [8].

Ədəbiyyatdan məlumdur ki, Ag, Cu, Ni metalların adsorbsiyası zamanı Si səthində iki: $(0,66-0,71)eV$ və $0,74eV$ səviyyələri yaranır. Bu səviyyələr adsorbsiya etmiş metal atomlarının səthdə mövcud olan struktur defektilə yaradılmış əlaqəsi ilə şərtlənilir [5].

Belə bir ehtimal var ki, $(0,54-0,56)eV$ enerji səviyyəsi metal və Si qarşılıqlı təsirindən yaranır [8]. Bu səviyyə spektral-sualanma metodu ilə alınmış kontaktlarda da müşahidə olunur. Bu halda metalın buxarlanmış atomları metal-Si əlaqəsini yaratmaq üçün kifayət qədər böyük enenjiyə malik olurlar.



Şəkl.4.16 Al_{0.8}Ni_{0.2}-nSi Şottki diodu üçün differensial səthi hallar sıxlığının enerjiyə görə paylanması.

Nəticə

Al_{0.8}Ni_{0.2}/nSi Şottki diodların ayrılma sərhəddində cərəyan daşınmasının səthi hallar rolunun üstünlüyü ilə baş verməsi müəyyən edilmişdir. Ayrılma sərhəddin elektron hallarının energetik paylanmasını təyin etmək üçün öncə [5] təklif olunan model-

dən istifadə edilmişdir.

Alınmış səthi hallar sıxlığının spektri silisiumun qadağan olunmuş zonasında Al, Ni və Si-a aid diskret səviyyələrin mövcudluğu aşkar edilmişdir.

Alınmış nəticələr amorf xəlitəli kontaktların yaradılmasında, daşınma mexanizmlərinin analizində və yeni tətbiq sahələrinin araşdırılmasında istifadə oluna bilər.

[1] Mir elektroniki. Nano- i mikrosistemnaya texnika. Ot issledovaniy k razrabotkam., Texnosfera, Moskva, 2005, s.26-27. (Rusca).

[2] Ş.Q.Askerov, R.Q.Djafarova, M.Q.Qasanov, Ö.A.Aziyev. İzüçeniye svoystv Diodov Şottki v zavisimosti ot strukturi metalliçeskix splavov, «Mikroelektronika», t.25, №1, 1996, s.20-24. (Rusca).

[3] Ş.S.Aslanov. Fiziçeskiye i konstruktivniye osobennosti formirovaniya metalliçeskix kontaktov kremniyevix diodov Şottki» Dissert. Na soisk. uç.stepe. kand.f.-m.-n. 1998, s.138ş. (Rusca).

[4] V.İ.Strixa. Teoreticeskiye osnovi raboti kontakta metall-poluprovodnik. İzd.«Naukova Dumka» Kiyev, 1974, s.264. (Rusca).

[5] E.V. Buzaneva. Mikrostrukturi integralnoy elektroniki, M, «Radio i svyaz», 1990, s.96-305. (Rusca).

[6] İ.M. Efendiyeva, L.K. Abdullayeva. Elektronniye svoystva qranitsi razdela TiW-nSi. Beynəlxalq Konfrans «Fizika-2005» Azərb. Milli Elmlər Akademiyası, AMEA-nın Fizika-Riyaziyyat və Texnika Elmləri Bölməsi, Məqalələr toplusu, Bakı, 2005, s.245-246

[7] Zi S.M. Fizika poluprovodnikovix priborov, çast 1, Moskva, «Mir», 1984, s.130-450. (Rusca).

[8] Poluprovodnikoviye pribori s baryerom Şottki, Sbornik nauçnix trudov, İzd.«Naukova Dumka» Kiev, 1979, s.41. (Rusca).

[9] Zhu Shiyang, Van Meirhaeghe R.L., Forment S., Ru Guoping, Li Binzond. Effects of the annealing temperature on Ni silicide /n-Si(100), Solid State Electron., 2004, 48, №1, p.29-35

[10] Huang Shihua, Tian Yun, Lu Fang. Investigation on the barrier height and phase transformation of nickel silicide Schottky contact. Appl. Surf.Sci., 2004, 234, №1-4, p.362-368

[11] A.R.Saha, C.B.Dimitriu, A.B.Horsfall, S.Chattopadhyay, N.G.Wright, A.G.O'Neill, C.K.Maiti. Prediction of barrier inhomogeneities and carrier transport in Ni – silicided Schottky diode, Appl. Surf.Sci., 2006, 252, №11, p.3933-3937.

ELECTRONIC PROPERTIES OF INTERFACE OF Al_{0.8}Ni_{0.2}/nSi DIODES

In the paper current-voltage characteristics of Al_{0.8}Ni_{0.2}/nSi Schottky diodes has been analyzed. The dependence of electro-physical parameters on their geometrical sizes has been investigated. The role of surface states in current transfer has been considered. For the obtaining of power distribution of surface state's density the model of metal - semiconductor contact with a dielectric gap has been used. The obtained spectrum of surface states conditions has revealed the surface levels inherent to aluminum and nickel.

И.М. Эфендиева, Ш.Г. Аскеров, Л.К. Абдуллаева, М.Н. Агаев, М.Г. Гасанов

ЭЛЕКТРОННЫЕ СВОЙСТВА ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА ДИОДОВ Al_{0.8}Ni_{0.2}/nSi

В статье проанализированы вольт-амперные характеристики диодов Шоттки Al_{0.8}Ni_{0.2}/nSi, исследована зависимость электрофизических параметров от их геометрических размеров. Рассмотрена роль поверхностных состояний в переносе тока. Для получения энергетического распределения плотности поверхностных состояний была использована модель контакта металл-полупроводник с диэлектрическим зазором. Полученный спектр поверхностных состояний выявил поверхностные уровни, присущие алюминию и никелю.

Received: 06.04.07

QEYRİ-XƏTTİ OPTİKA METODUNUN KÖMƏYİLƏ MADDƏNİN YÜKSƏK TƏRTİBLİ QAVRAYICILIĞININ TƏYİNİ

Z.H. TAĞIYEV

Azərbaycan Tibb Universiteti

R.J. QASIMOVA, Q.Ə. SƏFƏROVA, N.A. ASLANOVA

Bakı Dövlət Universiteti

AZ 1148, Bakı ş., akad. Zahid Xəlilov küç., 23

Göstərilmişdir ki, sabit intensivlik yaxınlaşmasında mərkəzisimmetrik olmayan mühitlərdə mühitin kubik qeyri-xəttiliyi ikinci harmoniyanın generasiyası zamanı mühüm rol oynayır. Kubik qeyri-xəttiliyin nəzərə alınması qarşılıqlı təsirdə olan dalğalar arasındakı optimal faza münasibətinə təsir edir. Bu da öz növbəsində ikinci harmoniyanın intensivliyinin fəza döyümlərinin periodunu dəyişdirir. Fəza döyümlərinin periodunun mühitin kubik qeyri-xəttilikdən asılılıq faktı mühitin kubik qeyri-xətti qavrayıcılığını qiymətləndirməyə imkan verir.

Qeyri-xətti qavrayıcılıq qeyri-xətti mühitin əsas parametrlərindən biridir. Bu parametrlərin təyini əsasən qeyri-xətti optika metoduna əsaslanır. Bunun üçün optik tezlikli şüalanmaların qeyri xətti mühitlərdə çevrilmə prosesindən istifadə olunur [1-3]. İkinci harmoniya prosesinin sabit amplitud yaxınlaşmasında təhlili göstərir ki, tezliyin ikinci harmoniyaya çevrilməsinin effektivliyi mühitin qeyri-xətti qavrayıcılığı ilə mütənasibdir [4, 5]. Bu fakt qeyri-xətti qavrayıcılığın tapılmasına imkan yaratdı. Lakin, qeyd etmək lazımdır ki, sabit amplitud yaxınlaşmasında qeyri-xətti qavrayıcılığın təyini o qədər də korrekt deyildir. Çünki, bu yaxınlaşmada qarşılıqlı təsir prosesində əsas dalğanın həm həqiqi amplitudası və həm də fazası dəyişməz, yəni sabit götürülür. Bu da dalğaların qarşılıqlı təsirinin yalnız başlanğıc mərhələsini düzgün xarakterizə etməyə imkan verir.

Axır zamanlarda qeyri-xətti qavrayıcılığın təyini sabit intensivlik yaxınlaşmasında da aparılmışdır [6]. Sabit amplitud yaxınlaşmasından fərqli olaraq, sabit intensivlik yaxınlaşmasında qarşılıqlı təsir zamanı əsas dalğanın yalnız həqiqi am-

plitudası dəyişməz hesab edilir, dalğaların fazasına isə heç bir məhdudiyət qoyulmur. Bununla da, ikinci harmoniya dalğasının əsas dalğanın fazasına əks təsiri nəzərə alınmış olur. Ona görə də sabit intensivlik yaxınlaşmasında dalğaların qarşılıqlı təsirini xarakterizə edən qısaldılmış tənliklər sisteminin həlli, sabit amplitud yaxınlaşmasındakı həllə nəzərə daha dəqiq olur [6]. Sabit amplitud yaxınlaşmasının nəticəsindən fərqli olaraq, sabit intensivlik yaxınlaşmasında ikinci harmoniya dalğasının həqiqi amplitudasının və eləcə də intensivliyinin fəza döyümlərinin periodu mühitin qeyri-xətti qavrayıcılığından asılıdır. Bu asılılıq qeyri-xətti qavrayıcılığın daha dəqiq təyininə imkan yaradır.

Hazırkı işdə sabit intensivlik yaxınlaşmasında mərkəzisimmetrik olmayan mühitlərdə ikinci harmoniyanın generasiyası prosesi zamanı dalğaların öz-özünə təsiri də nəzərə alınmaqla, mühitin qeyri-xətti qavrayıcılığının qiymətləndirilməsi araşdırılmışdır.

İkinci harmoniyanın generasiyası aşağıdakı tənliklər sistemi vasitəsilə xarakterizə olunur [7-8]:

$$\begin{aligned} \frac{dA_1}{dz} + \delta_1 A_1 &= -i\gamma_1 A_1^* A_2 \exp(-i\Delta z) - i(\gamma_{11} |A_1|^2 + \gamma_{12} |A_2|^2) A_1, \\ \frac{dA_2}{dz} + \delta_2 A_2 &= -i\gamma_2 A_1^2 \exp(i\Delta z) - i(\gamma_{21} |A_1|^2 + \gamma_{22} |A_2|^2) A_2, \end{aligned} \tag{1}$$

Burada A_1, A_2 - uyğun olaraq ω_1 və ω_2 ($\omega_2 = 2\omega_1$) tezlikli dalğaların kompleks amplitudları, $\gamma_{1,2}$ - mühitin kvadratik qeyri-xəttiliyə və γ_{ij}, γ_{mj} isə mühitin kubik qeyri-xəttiliyə bağlı olan qeyri-xətti əlaqə əmsallarıdır [8]:

$$\begin{aligned} \gamma_{ij} &= \frac{3\pi\omega_j}{2cn_j} \bar{e}_j \mathcal{E}^{(3)} : \bar{e}_j \bar{e}_j \bar{e}_j \quad (j = 1, 2), \\ \gamma_{mj} &= \frac{3\pi\omega_m}{cn_m} \bar{e}_m \mathcal{E}^{(3)} : \bar{e}_m \bar{e}_j \bar{e}_j \quad (j, m = 1, 2; \quad j \neq m) \end{aligned}$$

γ_{11}, γ_{22} əmsalları dalğaların öz-özünə və γ_{12}, γ_{21} - isə dalğaların çarpaz qarşılıqlı təsiri ilə bağlıdır, $\Delta = k_2 - 2k_1$ - faza sürüşməsi, $\delta_{1,2}$ - uyğun olaraq ω_1 və ω_2 tezlikli dalğaların udulma əmsallarıdır.

(1) tənliklər sisteminin

$$A_1(z=0) = A_{10}, \quad A_2(z=0) = 0, \tag{2}$$

başlanğıc şərti daxilində sabit intensivlik yaxınlaşmasında həlli ikinci harmoniya dalğasının həqiqi amplitudasının qeyri-xətti mühitin uzunluğundan harmonik qanunla asılılığına gətirir ($\delta_2 = 2\delta_1$):

$$A_2(z) = -i\gamma_2 A_{10}^2 \frac{\sin \lambda z}{\lambda} \exp \left\{ -\frac{2\delta_2 + i[(\gamma_{21} + 2\gamma_{11})I_{10} - \Delta]}{2} z \right\}, \tag{3}$$

burada

$$\lambda^2 = 2\Gamma^2 + (\Delta_1^{NL} - \Delta)^2 / 4, \quad \Gamma^2 = \gamma_1 \gamma_2 I_{10}, \quad I_{10} = A_{10} A_{10}^*,$$

$\Delta_1^{NL} = (2\gamma_{11} - \gamma_{12})I_{10}$ qeyri-xətti faza sürüşməsidir,
(3) ifadəsindən $A_2(z)$ -in dəyişmə periodu

$$z_{per} = \pi / \sqrt{2\Gamma^2 + (\Delta_1^{NL} - \Delta)^2} / 4. \quad (4)$$

(4) ifadəsinə görə sabit intensivlik yaxınlaşmasında ikinci harmoniyanın həqiqi amplitudunun fəza döyümlərinin periodu sabit amplitud yaxınlaşmasından fərqli olaraq əsas dal-

ğanın intensivliyindən I_{10} və qeyri-xətti faza sürüşməsindən Δ_1^{NL} də asılıdır.

Qeyri-xətti faza sürüşməsi də öz növbəsində qeyri-xətti əlaqə əmsallarının fərqi ilə ($2\gamma_{11} - \gamma_{12}$), yəni kubik qeyri-xətti qavrayıcılıqla mütənasibdir. Beləliklə, ikinci harmoniya dalğasının həqiqi amplitudasının qeyri-xətti əlaqə əmsallarından γ_{11}, γ_{12} asılılığı maddənin kubik qeyri-xətti qavrayıcılığını tapmağa imkan verir.

Yəni məsələnin parametrlərinin verilmiş qiymətlərində ikinci harmoniyanın amplitudunun minimumlarına görə fəza döyümlərinin periodunu müəyyən etməklə, maddənin kubik qeyri-xətti qavrayıcılığını qiymətləndirmək olar.

- [1] J. Gopalakrishnan, K. Ramesha, K. Rangan Kasthuri, Pandey Sonal. J. Solid State Chem. 1999, 148, N 1, p. 75-80; S. Savasta, G. Martino, R. Girlanda. Solid State Commun., 1999, 111, N 9, p. 495-500.
- [2] Z.H. Tağıyev, R.C. Qasımova. Maddənin qeyri-xətti optik qavrayıcılığının təyini üsulu. Patent № I 2000 0162; Z.A. Tağıyev, R.Dj. Kasumova. Optika i spektroskopiya 1996, 80, №6, s.941-943; Z.A. Tağıyev. Kvantovaya elektronika, 1992, 19, №7, s.682-683.
- [3] Tanahashi Ichiro, Inouye Hideyuki, Tanaka Koichiro, Nito Akihiro. Jap. J. Appl. Phys. Pt 1, 1999, 38, № 9A, p.5079-5082.
- [4] Spravochnik po lazeram. Pod. Red. A.M. Prokhrova. M., Sovetskoye Radio, 1978, t.2, 400s. (Rusca).
- [5] İ.R. Şen. Prinsipı nelineyniy optiki. M., Nauka, 1989, 560 s. (Rusca).
- [6] Tağıyev, A.S. Çirkin. JETF, 73, 1271-1282, 1977; Z.H. Tağıyev, R.J. Kasumova, R.A. Salmanova, and N.V. Kerimova. Quantum Semiclassic. Opt. 3, 84-87, 2001.
- [7] Z.H. Tağıyev, and R.J.Kasumova. Optics & Communications, 2006, 268, №.2, pp.311-316.
- [8] T.B. Razumixina, L.S. Teleqin, A.İ. Xolodnix, A.S. Çirkin. Kvantovaya elektronika, 11, 2026-2035, 1984; U.K. Salayev, Optika i spektroskopiya, 2003, 95, №1, 163-167. (Rusca).

Z.H. Tağıyev, R.J. Kasumova, G.A. Safarova, N.A. Aslanova

DETERMINATION OF MEDIA HIGH-ORDER SUSCEPTIBILITY BY NONLINEAR OPTICS METHOD

It is shown that, in constant - intensity approximation at second harmonic generation in noncentrosymmetrical media, the cubic susceptibility can play an important part. It is shown that cubic nonlinearity influence on optimal phase relationship between the interacting waves, the spatial beating period of the intensity of second harmonic. The dependence of the period of spatial beats on the cubic nonlinearity of a medium allows one to estimate the substance cubic susceptibility.

З.А. Тагиев, Р.Дж. Касумова, Г.А. Сафарова, Н.А. Асланова

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МЕТОДОМ НЕЛИНЕЙНОЙ ОПТИКИ ВОСПРИИМЧИВОСТИ ВЫСШЕГО ПОРЯДКА ВЕЩЕСТВ

Анализ в приближении заданной интенсивности процесса генерации второй гармоники в нецентросимметричных средах показал, что кубическая восприимчивость при этом играет существенную роль. Показано, что учет кубичной нелинейности влияет на оптимальное фазовое соотношение между взаимодействующими волнами, на период пространственных биений интенсивности второй гармоники. Факт зависимости периода пространственных биений от кубической нелинейности среды позволяет оценить кубическую восприимчивость вещества.

Received: 23.04.07

THE PARAMETERS OF MARTENSITIC TRANSFORMATIONS IN Ti₃₂Hf₁₈Ni_{50-x}Cu_x ALLOYS

M.B. BABANLI

*Azerbaijan Technical University
Az1073, Baki, H. Javid ave., 25*

The multi-component alloys on TiNi basis, where the relation «A(Ti):B(Ni)» 50:50, A:Ti₃₂Hf₁₈Ni_{50-x}Cu_x (where x=0; 5; 15; 25; 35; 45at.%) are elaborated. All alloys are obtained and investigated by different methods. One can reveal, that region of homogeneous B2-solid solution stays constant only at cuprum concentrations, not exceeding 28 at%. The alloys at big concentrations become supersaturated and their eutectic transformation with formation of phase mixB2-TiNi and B11-TiCu take place.

Introduction.

The study of martensitic transformations, to which the big group of structural phase transfers of diffusion-free cooperative type, presents the certain interest. As martensitic transformations in many cases are accompanied by unusual effects, then they open the wide perspectives for practical applications. But from the other hand our task was complicated by the fact, that it is necessary to take into consideration the tendency of alloying element to amorphous transformation at ultraspeed tempering, saving at this the effect of shape memory, hyperelasticity and other functional properties after the crystallization.

The alloy obtaining on the basis of titanium nickelide from liquid state has the set of advantages: the ability of fixing of high-temperature state without additional thermal treatment, prevention of decay of solid solution, ability to regulate of dimension of solid grain and width of obtained tapes in definite limits. The appearance of new structural and phase states is possible at such method of material obtaining.

The solidification of melted material with extreme-high cooling rates (more than 10⁵⁰C/c) allows to obtain practically whole gamma of amorphous and microcrystal materials with enough high productivity. The heat bend from solidificating melt can be carried out by radiation, convection and heat capacity. The concrete mechanism of heat transfer both single (at cooling melt drops in vacuum because of radiation) and combined ones is realized in the dependence on obtaining method.

The choice of material and experiment technique.

The choice of chemical composition for multi-component alloys with the effect of shape memory on TiNi basis, which further will be obtained by ultraspeed tempering from the melt, is based on two principles. Firstly, chemical composition should be related to amorphous transformation at ultraspeed tempering from the melt, secondly the alloy should have the martensitic transformations in massive state (till ultraspeed tempering from the melt).

In our paper the quick-tempered tapes (of foil), obtained from "master" alloys on the technique, described in [1] are investigated, the ultraspeed tempering from melt (flow turning), Planar Flow Casting.

The multi-component alloys on TiNi basis, where the relation «A(Ti):B(Ni)» 50:50 are chosen for the investigation. The A: Ti₃₂Hf₁₈Ni_{50-x}Cu_x type (where x= 0; 5; 15; 25; 35; 45at.%), where only Cu is varied in the composition is elaborated.

The differential scanning calorimeter (DSC) Mettler DSC 30 and Mettler DSC 822e was used for the investigation of thermodynamic properties. These devices alloy to carry out the investigations in temperature range from -150°C till 700°C with heating rate 10-10K/c and cooling rate 10-20 K/c. The sample masses are from 5 till 10 mg, box materials, in which the samples are situated, are platinum and aluminum ones. The main complex of experimental investigation methods is also applied: X-ray diffraction analysis, resistivities, spectroscopy, transmission and raster electron microscopy.

The nominal chemical composition of investigated quick-tempered tapes of A type (Ti, Hf)(Ni, Cu), melt temperature at T_q output and width of obtained foils d are given in the table 1.

Table 1

The nominal chemical composition of quick-tempered foils

Alloy	Nominal chemical composition (at. %)				$T_q(^{\circ}C)$	d (mm)
	Ti	Hf	Ni	Cu		
A0	32	18	50	-	1380	30
A1	32	18	45	5	1296	30
A2	32	18	35	15	1285	30
A3	32	18	25	25	1300	30
A4	32	18	15	35	1200	30
A5	32	18	5	45	1100	30

Table 2

The main characteristics of martensitic transformation in elaborated system alloys (Ti,Hf)(Ni,Cu) in massive state after obtaining.

Alloy	Phase transformations	Parameters of martensitic transformations					
		M_s	M_p	M_f	A_s	A_p	A_f
C°							
A1	B2↔(B19+B19')	161	122	4	50	178	226
A2	B2→B19		-8	-	120	150	181
	B19→B19'	147	-46	12	-35	2	74
A3	B2→B19			-			
	B19↔B19'	121	57	-28	1	78	175
A4	There are no martensitic transformations in temperature interval from -196 till +250°C.			<	-	-69	8
				196	110		

All these alloys firstly are obtained by arc melting (sixfold remelt), by the technique, described in [2]. The martensitic transformations are revealed not in all alloys. The main characteristics of martensitic transformation in

elaborated system alloys (Ti,Hf)(Ni,Cu) in massive state after obtaining are given in table 2, main characteristics after homogenization at temperature 950°C during 1 hour, including ΔT (MP hysteresis) are given in table 3.

The results and their discussion.

One can reveal in studied cuprum alloys of A type: $Ti_{32}Hf_{18}Ni_{25}Cu_{25} \rightarrow Ti_{32}Hf_{18}Ni_{50-x}Cu_x$ (where $x=5 \div 45$ at.%), that region of homogeneous B2-solid solution saves only at cuprum concentration, not exceeding 28at.%. At big concentrations the cuprum alloys become supersaturated and the eutectic transformation with formation of phase mix B2-TiNi and B11-TiCu take place. The alloy $Ti_{32}Hf_{18}Ni_{25}Cu_{25}$, chosen by us, is in the region of solid solution (table 2 and 3).

As it is seen from the tables, both martensitic phases in alloys with small cuprum additions coexist in the one temperature interval, where M_s is 161°C, A_f is 226°C; these two transitions after homogenized annealing at temperature 900°C during 1 hour, and parameters of martensitic transformation are some increased correspondingly till 190 and 236°C.

The phase transformations in alloys with 15 at.% of cuprum carry out in two stages: on the first stage $B2 \leftrightarrow B19$, and on the second one $B19 \leftrightarrow B19'$. The parameters of martensitic transformations are essentially changed: M_s

($B2 \leftrightarrow B19$) decreases till 147°C, and A_f till 180°C. The parameters of martensitic transformation $B2 \leftrightarrow B19$ are some increased $M_s=178^\circ C$, $A_f=200^\circ C$ after analogous thermal treatment (homogenization at 900°C during 1 hour). The parameters of second transition are also changed $B19 \leftrightarrow B19'$: before homogenization $M_s=-12^\circ C$, $A_f=74^\circ C$, after homogenization $M_s=72^\circ C$, $A_f=130^\circ C$.

The two martensitic transitions $B2 \leftrightarrow B19$ and $B19 \leftrightarrow B19'$ are also observed in $Ti_{32}Hf_{18}Ni_{25}Cu_{25}$ alloy, but parameters of martensitic transformations decrease till 121°C (M_s) and till 175°C (M_f , $B2 \leftrightarrow B19$), after homogenization M_s corresponds to 100°C, and $M_f=250^\circ$. The second transformation $B19 \leftrightarrow B19'$ goes deeper (for example, M_f ($B19 \leftrightarrow B19'$) corresponds to temperature below -196°C), after thermal treatment one can stabilize and increase M_f ($B19 \leftrightarrow B19'$) till temperature -185°C. The alloy with 25 at.% Cu on its main parameters is the more interesting for further investigation.

The martensitic transformation in temperature interval -196÷+250°C one can't fix in $Ti_{32}Hf_{18}Ni_{50-x}Cu_x$ ($x=35 \div 45$ at.%) alloys. The martensitic transformation isn't also revealed after homogenized annealing at 900°C during several hours.

Table 3

The main characteristics of martensitic transformation in elaborated alloys of (Ti,Hf)(Ni,Cu) systems in massive state after homogenization at temperature 950°C during 1 hour (ΔT is MP hysteresis).

Alloy	Characteristics of martensitic transformation	M_s ,	M_p ,	M_f ,	A_s ,	A_p ,	A_f ,	ΔT ,
		°C	°C	°C	°C	°C	°C	
A0	$B2 \leftrightarrow B19'$	230	212	150	225	258	287	55
A1	$B2 \leftrightarrow (B19+B19')$	190	130	0	61	192	236	62
A2	$B2 \leftrightarrow B19$ $B19 \leftrightarrow B19'$	178	130	72	145	170	200	20
		72	30	-48	25	70	130	55
A3	$B2 \leftrightarrow B19$ $B19 \leftrightarrow B19'$	121	57	-28	1	78	175	20
		-143	-155	<-175	-99	-58	1	>100

The typical curves of differential scanning calorimetry at temperature -150÷600°C and cyclic cooling process ↔ heating for $Ti_{32}Hf_{18}Ni_{45}Cu_5$ and $Ti_{32}Hf_{18}Ni_{35}Cu_{15}$ alloys more detail reveal the character and consistency of martensitic transformations. The diagram of martensitic transformations for four-component alloy TiHfNiCu is similar on metastable diagram of triple alloys TiNiCu (fig.1).

But temperatures of martensitic transformations are shifted to more high temperatures, that makes them more interesting ones.

The character of temperature dependencies of beginning of first and second martensitic transitions from Cu composition in $Ti_{32}Hf_{18}Ni_{50-x}Cu_x$ alloys in the comparison with triple alloys TiNiCu is shown on fig.2. The given phase diagram is obtained by us for massive samples of alloys of TiHfNiCu system in initial state and after homogenized annealing 900°C during 1 hour. The metastable phase diagram of triple alloy TiNiCu, published in previous papers [3,4] for the comparison is given on the fig.1. From the fig.1 it is seen, that hafnium addition instead of titanium 18at.%

alloys the elaboration of four-component alloys with the effect of shape memory in the wide temperature range.

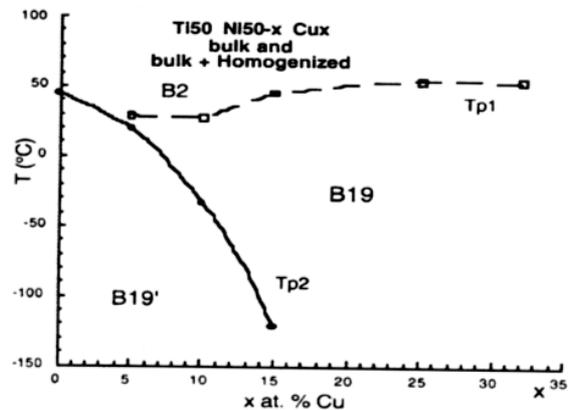


Fig.1. The diagram of metastable states of $Ti_{50}Ni_{50-x}Cu_x$ ($p < X < 35$ at.%) alloy initial state + homogenized annealing 900°C, 1 hour.

The generalized data on glass transformation heating T_g , crystallization T_x , and also $\Delta T = T_x - T_g$ and crystallization heating ΔH for investigated multi-component alloys of A type of obtained ultraspeed tempering from the melt. The

foils have different structural states after ultraspeed tempering (in initial state), for example A0 and A1 alloys are in shifted (amorphously-crystal), and A2 and A5 alloys are totally in amorphous state are given in the table 4.

Table 4

T_g , T_x , ΔT temperatures and also temperature of crystallization heating of ΔH amorphous phase of quick-tempered foils of (Ti,Hf)(Ni,Cu) and (Ti,Hf,Zr)[(Ni,Co)(Cu,Ag)] systems, the data are obtained at heating rate 20 K/m.

Alloy calling and nominal chemical composition, at. %	Relations A:B	T_g , °C	T_x , °C	$\Delta T = (T_x - T_g)$, °C	ΔH , J/g
A0-Ti ₃₂ Hf ₁₈ Ni ₅₀	50:50	480	520	40	7
A1-Ti ₃₂ Hf ₁₈ Ni ₄₅ Cu ₅	50:50	483	511	28	16
A2-Ti ₃₂ Hf ₁₈ Ni ₃₅ Cu ₁₅	50:50	456	500	44	17
A3-Ti ₃₂ Hf ₁₈ Ni ₂₅ Cu ₂₅	50:50	490	515	25	27
A4-Ti ₃₂ Hf ₁₈ Ni ₁₅ Cu ₃₅	50:50	459	488	30	33
A5-Ti ₃₂ Hf ₁₈ Ni ₅ Cu ₄₅	50:50	435	474	40	29

The vitrification temperature T_g is the one of the more important characteristics of amorphous metals and alloys. It is fixed in the form of small endothermic peak preceding to crystallization beginning on the curves of differential thermal analysis. The temperature T_x , by definition, is temperature of crystallization beginning of amorphous phase at heating. It is accepted, that small volume (10^{-4}) of crystal phase appears in the crystallization beginning. T_x and T_g . That's why it is necessary to take into consideration at which velocity these values have been obtained at comparison of values of these temperatures. The interval $\Delta T = T_x - T_g$ is called by temperature interval of supercooled liquid [4-7].

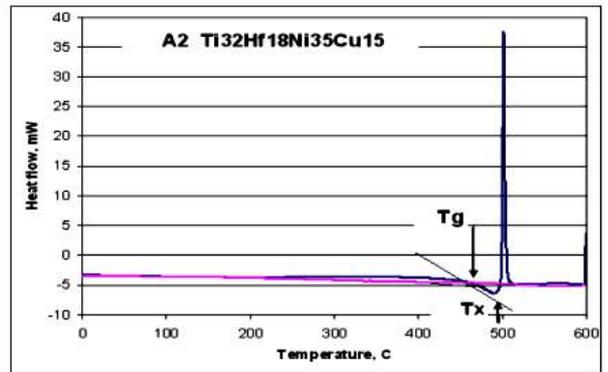


Fig.3. The calorimetric curve of quick-tempered foils of A2(Ti₃₂Hf₁₈Ni₃₅Cu₁₅) alloy in the initial state (first and the second cycle of heating), heating rate is 20 K/min.

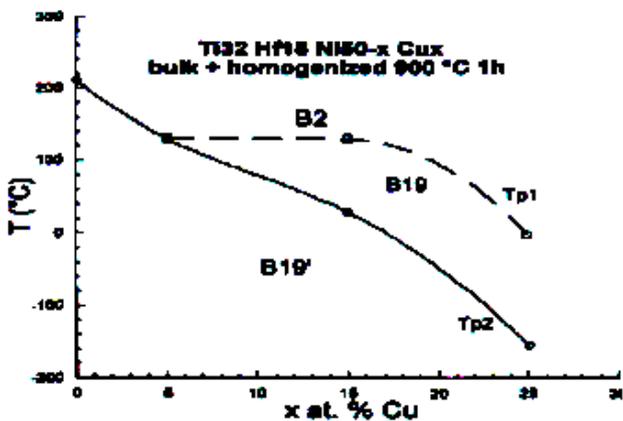
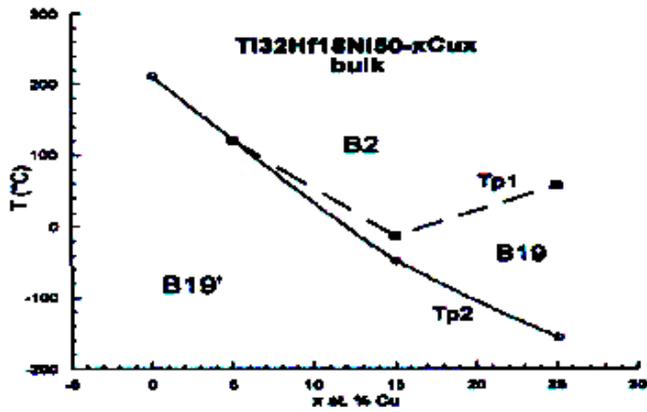


Fig.2. The diagram of metastable states of Ti₃₂Hf₁₈Ni_{50-x}Cu_x (0 < X < 45 at.%) alloy a) in initial state; b) after homogenized annealing 900°C, 1 hour.

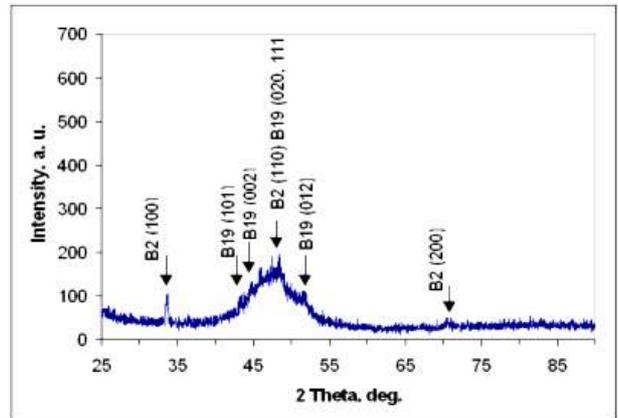


Fig.4. The diffractogram of quick-tempered foils of A1 (Ti₃₂Hf₁₈Ni₄₅Cu₅) alloy in the initial state at room temperature ("free" foil surface).

The foils with amorphous structure at heating demonstrate the set of peculiarities. These changes can be fixed by calorimeter investigations. The typical curve for A2 alloy in initial state is given on the fig.3. The weak variation of thermal current (exothermic reaction) is fixed at heating in the interval from $T = 200^\circ\text{C}$ till T_g (glass transition temperature), that is connected with carrying out of structural relaxation in amorphous phase. The transition through vitrification temperature is reversible one, i.e. amorphous metal, heated higher than T_g , but below than crystallization temperature it can be cooled with the formation of amorphous

structure. The set of thermal treatments in the following temperature intervals is carried out for the investigation of structural changes at heating of quick-tempered foils of multi-component alloys on NiTi basis with amorphous structure: below glass vitrification temperature T_g ; in interval $T_x - T_g$; higher than crystallization temperature T_x , that allows to consider all possible variants of microstructure formation in investigated alloys of A type.

The results of X-ray diffraction phase analysis of $Al(Ti_{32}Hf_{18}Ni_{45}Cu_5)$ alloy in initial state "after obtaining" at room temperature is presented on the fig.4. The diffractogram decryption shows, that there are amorphous and two crystal phases: B2 austenite and B19 martensite, that's why the given alloy is chosen for further investigations as model one. The structure evolution at heating is more detail investigated on the example of the given alloy.

The data, obtained with the help of transmission electron microscopy for alloy A1 ($Ti_{32}Hf_{18}Ni_{45}Cu_5$) in the initial "after obtaining" state at room temperature (bright-field image and electron diffraction) are presented on the fig.5. They prove the results of X-ray diffraction phase analysis and evidence about the fact, that amorphous and two crystal phases: B2 austenite and B19 martensite, indeed coexist in A1 in initial state at room temperature.

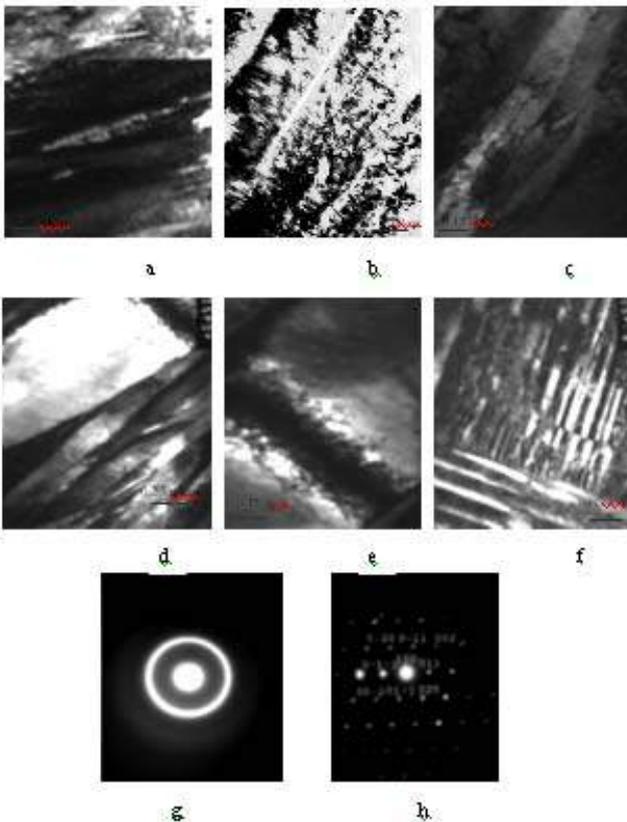


Fig.5. The bright-field a-f and electron diffraction g (amorphous and crystal phases), h (B19 martensite) the films, obtained with the help of PEM for $Al(Ti_{32}Hf_{18}Ni_{45}Cu_5)$ alloy in the initial state; a, b and c are B19 martensite plates (by the width $\sim 0,3-0,4$ μm); d is B19 martensite plates (bt the width $\sim 0,3-0,4$ μm , thin doubles; e is dislocation accumulation in martensitic phase; f is self-accomodated groups of martensitic plates.

The martensite has the plate morphology, moreover plate dimensions vary in wide interval from 0,05 till 0,73 μm . The following set of thermal treatments is carried out for this

alloy: 457°C, 2 min.; 467°C, 2 min.; 477°C, 2 min.; 487°C, 2 min.; 502°C, 2 min. at temperatures below T_g and in temperature interval $[T_g \div T_x]$. After it the samples are investigated with the help of calorimeter and the information relatively thermal stability of amorphous phase after carried out thermal treatments and characteristics of martensitic transformation in formed grains of crystal phase are obtained. The investigations are carried out on the following scheme: 20°C \rightarrow 200°C \rightarrow -150°C \rightarrow 600°C \rightarrow -150°C \rightarrow 600°C, cooling and heating rates $T' = 20$ K/min. The calorimeter curves are given on the fig.6-13.

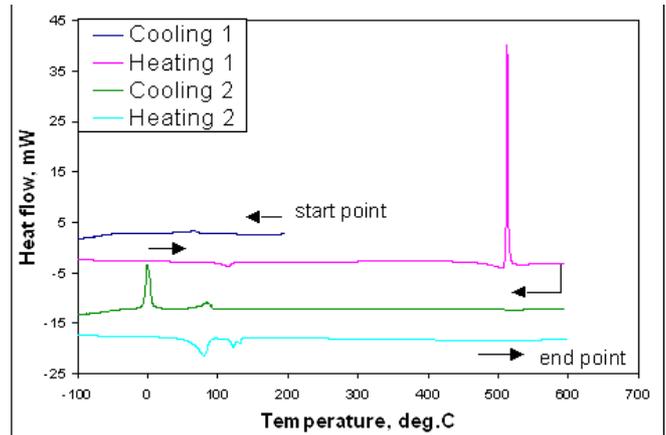


Fig.6. The calorimetric curves of rapid-tempered foils of $Al(Ti_{32}Hf_{18}Ni_{45}Cu_5)$ alloy in the initial state (upper curves are peaks of direct and reversal martensitic transformations $B2 \leftrightarrow B19$; lower ones are additional peaks of martensitic transformation $B2 \leftrightarrow B19'$ after heating till 600°C.

From the given data it is followed, that thermal treatment of the given alloy in temperature interval till T_g doesn't influence on crystallization processes of amorphous phases and on carrying out of the martensitic transformation both before and after crystallization of initial amorphous phase. The process of partial crystallization of amorphous part of structure (value ΔH after preliminary thermal treatment decreases) at heating of crystallization temperature in $[T_g \div T_x]$ interval takes place.

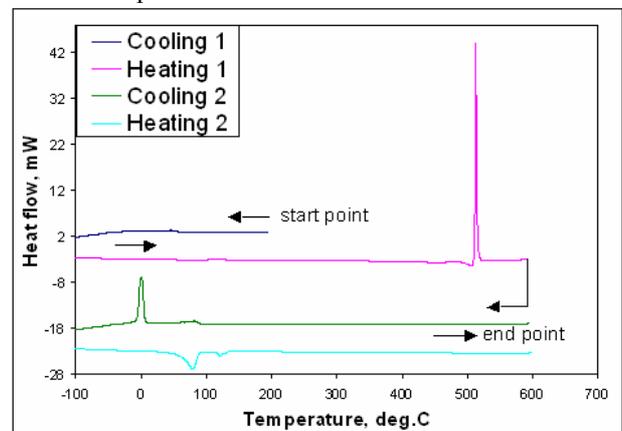


Fig.7. The calorimetric curves of rapid-tempered foils of $Al(Ti_{32}Hf_{18}Ni_{45}Cu_5)$ alloy after preliminary thermal treatment at 457°C, 2 min. (upper curves are $B2 \leftrightarrow B19$ transformations; lower ones are $B2 \leftrightarrow B19 \leftrightarrow B19'$ after heating till 600°C).

The investigation results (X-ray diffraction phase analysis and transmission electron microscopy) of these samples are presented on the fig.14-18.

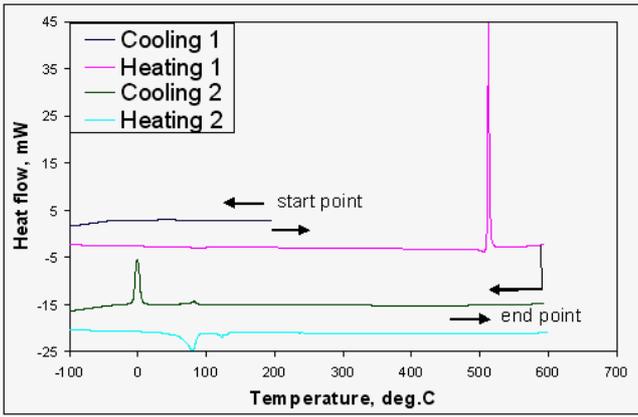


Fig.8. The calorimetric curves of quick-tempered foils of A1 ($Ti_{32}Hf_{18}Ni_{45}Cu_5$) alloy after preliminary treatment at 467°C, 2 min. (upper curves are transformations $B2 \leftrightarrow B19$; lower ones are $B2 \leftrightarrow B19 \leftrightarrow B19'$ after heating till 600°C).

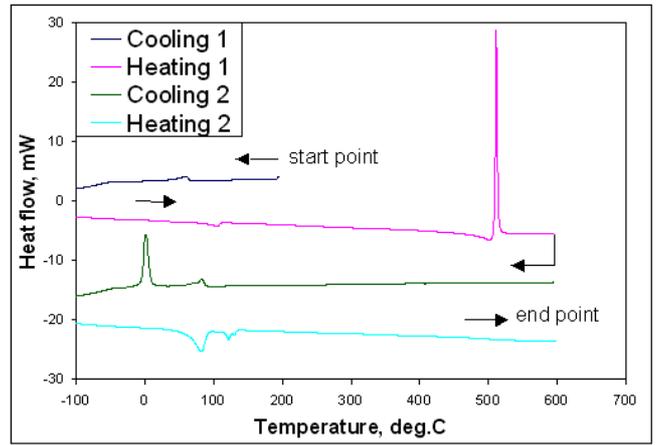


Fig.11. The calorimetric curves of quick-tempered foils of A1 ($Ti_{32}Hf_{18}Ni_{45}Cu_5$) alloy after preliminary thermal treatment at 497°C, 2 min. (upper curves are transformations $B2 \leftrightarrow B19$; lower ones are $B2 \leftrightarrow B19 \leftrightarrow B19'$ after heating till 600°C).

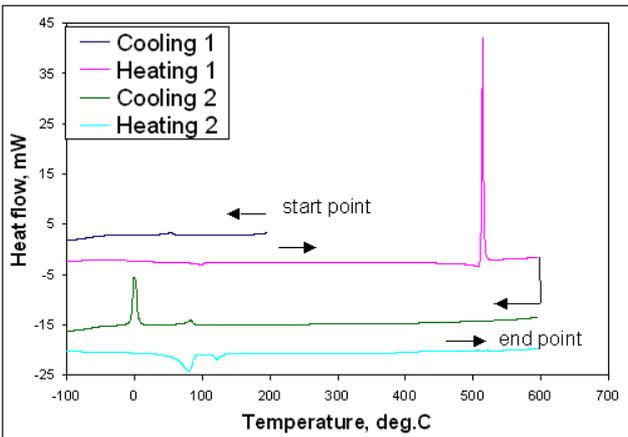


Fig.9. The calorimetric curves of quick-tempered foils of A1 ($Ti_{32}Hf_{18}Ni_{45}Cu_5$) alloy after preliminary thermal treatment at 477°C, 2 min. (upper curves are transformations $B2 \leftrightarrow B19$; lower ones are $B2 \leftrightarrow B19 \leftrightarrow B19'$ after heating till 600°C).

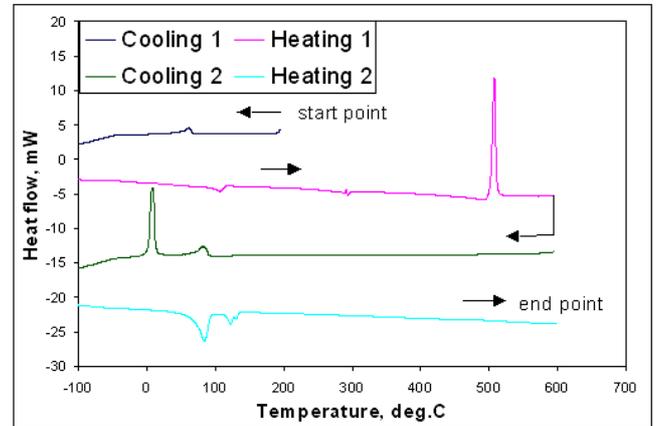


Fig.12. The calorimetric curves of quick-tempered foils of A1 ($Ti_{32}Hf_{18}Ni_{45}Cu_5$) alloy after preliminary thermal treatment at 502°C, 2 min. (upper curves are transformations $B2 \leftrightarrow B19$; lower ones are $B2 \leftrightarrow B19 \leftrightarrow B19'$ after heating till 600°C).

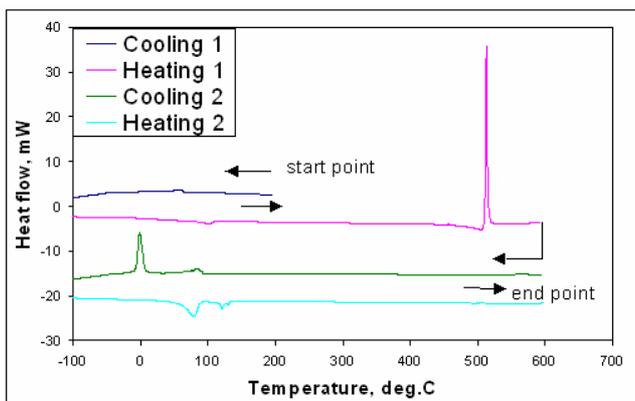


Fig.10. The calorimetric curves of quick-tempered foils of A1 ($Ti_{32}Hf_{18}Ni_{45}Cu_5$) alloy after preliminary thermal treatment at 487°C, 2 min. (upper curves are transformations $B2 \leftrightarrow B19$; lower ones are $B2 \leftrightarrow B19 \leftrightarrow B19'$ after heating till 600°C).

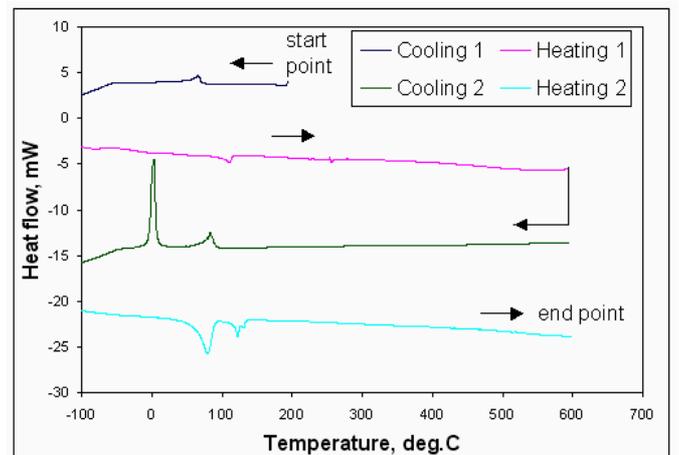


Fig.13. The calorimetric curves of quick-tempered foils of A1 ($Ti_{32}Hf_{18}Ni_{45}Cu_5$) alloy after preliminary thermal treatment at 507°C, 2 min. (upper curves are transformations $B2 \leftrightarrow B19$; lower ones are $B2 \leftrightarrow B19 \leftrightarrow B19'$ after heating till 600°C).

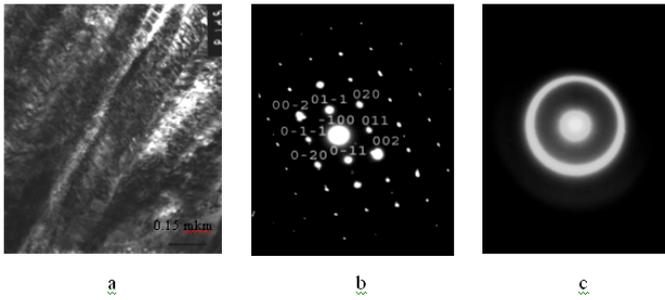


Fig.14. The martensite microstructure B19 (bright-field image (a)) and corresponding electron diffraction (b), and also diffraction from residual amorphous phase (c) of A1 alloy foils after thermal treatment at 497°C, 2 min.

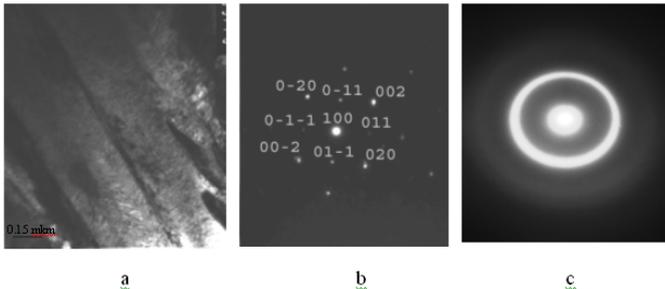


Fig.15. The martensite microstructure B19 (bright-field image (a)) and corresponding electron diffraction (b), and also diffraction from residual amorphous phase (c) of A1 alloy foils after thermal treatment at 502°C, 2 min.

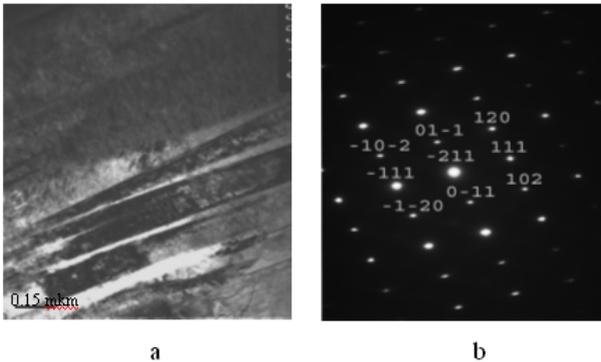


Fig.16. The martensite microstructure B19 (bright-field image (a)) and corresponding electron diffraction (b) of A1 alloy foils after thermal treatment at 507°C, 2 min.

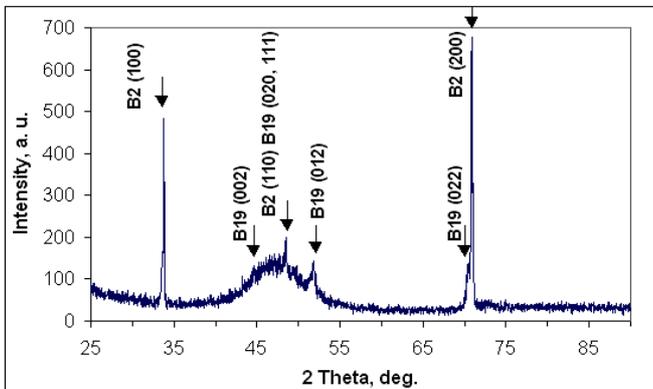


Fig.17. The diffractogram of quick-tempered foils of $A1(Ti_{32}Hf_{18}Ni_{45}Cu_5)$ alloy after preliminary thermal treatment at 502°C, 2 min (“free” foil surface).

The obtained results of complex investigation of structural changes at heating of multi-component alloys on TiNi basis of A type: $(Ti, Ni)(Ni,Cu)$ allow to construct the evolution of the structure for following positions:

1. In the case, when foils have initially amorphous structure the alloy heating from room temperature till glass transition temperature T_g doesn't lead to crystal formation in amorphous matrix and other changes of phase composition isn't observed. But by the other hand it can influence on processes of structural relaxation of amorphous alloys [8,13] during heating and at delay of the given temperatures below T_g .

Some authors instead the term “ T_g vitrification temperature” use the term “ T_f dummy temperature”, but physical meaning of these terms is similar.

At the same time the alloy heating with amorphous structure in $[T_g-T_x]$ interval leads to creation and growth of crystal phase in amorphous matrix. The type of crystal phase B2 is ordered by body-centered cubic structure of CsCl type. The dimension of once again formed crystals depends on heating temperature and time of isothermic delay at these temperatures.

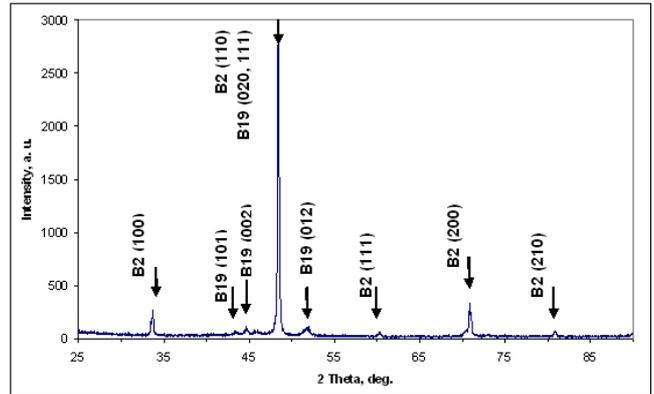


Fig.18. The diffractogram of quick-tempered foils of $A1(Ti_{32}Hf_{18}Ni_{45}Cu_5)$ alloy after preliminary thermal treatment at 507°C, 2 min (“free” foil surface).

In alloys, where the more than one crystallization peak is fixed at calorimetric investigations, then this result is explained by the process of phase off-orientation in amorphous alloys.

2. In the case, when foils have mix structure (amorphous + crystal phases), the alloy heating leads to the following results: the behavior of amorphous structure carries out analogically to actions, described in point 1. If we take into consideration the fact, that there is crystal phase besides amorphous one (let's call it crystal phase №1), then structure evolution at heating has the following form (fig.19):

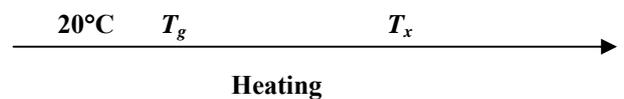
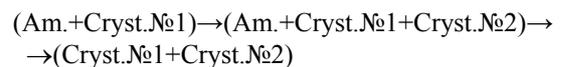


Fig.19. The scheme of structure evolution at heating. The alloy with shifted initial structure: amorphous and crystal phases.

For the final revealing of the presence of martensitic transformation into quick-tempered foils of investigated alloys of A type we carry out the one more set of thermal treatments. The obtained results are given in the table 5 (the more interesting results are taken: one alloy (A2-Ti₃₂Hf₁₈Ni₃₅Cu₁₅) has the initially amorphous structure, and other alloy (A1-Ti₃₂Hf₁₈Ni₄₅Cu₅) has the shifted structure: amorphous and crystal phases). In that alloys (A4 and A5), where there is no martensitic transformation in massive state one can't fix the martensitic transformations. These alloys transform into crystal state, but they don't have martensitic transformations at thermal treatment at 900°C during 1 hour.

Conclusion.

Thus, analyzing the obtained data, we can make several conclusions:

1. Not all elaborated multi-component alloys on TiNi basis, where relation «A(Ti):B(Ni)» 50:50 of A:Ti₃₂Hf₁₈Ni_{50-x}Cu_x type (where x=0; 5; 15; 25; 35; 45 at.%) show the martensitic transformations in initially massive state (after arc smelting). One can't fix the martensitic transformation in A4 and A5 alloys even after homogenized annealing at temperature 900°C during 1 hour.
2. All investigated multi-component alloys if A type are obtained of ultra-speed tempering from the melt. The some foils in the initial state ("after obtaining") have shifted structure (amorphous and crystal phases), these are A0 and

A1 alloys. But other alloys (A2-A5) have totally amorphous structure in the initial state.

3. The type of martensitic phase at room temperature in the initial state ("after obtaining") in A1 alloy (Ti₃₂Hf₁₈Ni₄₅Cu₅), and also after thermal treatments in temperature interval 457°C-507°C is following: B19 (orthorhombic one).

4. The same martensitic phase (B19) has the plate morphology at room temperature in the initial state ("after obtaining") and doesn't endure any change after thermal treatments in temperature interval 457°C-507°C.

5. The quick-tempered foils of A1 alloy (Ti₃₂Hf₁₈Ni₄₅Cu₅) endure the martensitic transformation B2↔B19 in the initial state ("after obtaining") and after thermal treatment in T_g - T_x interval. The alloy has the martensitic transformation B2↔B19↔B19' after heating till 600°C. This change can be explained by the increase of austenite grain (dimension effect) (crystal phase №1 – B2 phase) and by formation of crystal phase of №2 – B2 structure or by alloy heating in the region of stable β-phase B2.

6. The thermal treatment in the temperature interval T_g-T_x doesn't practically change the temperature of martensitic transformation in A1 (Ti₃₂Hf₁₈Ni₄₅Cu₅) alloy.

7. The martensitic transformation isn't observed in alloys A4-Ti₃₂Hf₁₈Ni₁₅Cu₃₅ and A5-Ti₃₂Hf₁₈Ni₅Cu₄₅, obtained by ultra-speed tempering from the melt and additionally thermally elaborated at temperature 900°C during 1 hour.

Table 5

The main characteristics of martensitic transformation in alloys on NiTi basis of A type: (Ti,Hf)(Ni,Cu) in the form of quick-tempered foils after different modes of thermal treatment.

Alloy	Characteristics of martensitic transformation						
	Transformation type	M _s , °C	M _p , °C	M _f , °C	A _s , °C	A _p , °C	A _f , °C
Thermal treatment at 570°C 1 min							
A1	B2↔B19↔B19'	83	64	20	98	111	132
		1	-9	-39	-8	71	92
A2	-	It is not revealed in temperature interval -150÷600°C					
Thermal treatment at 700°C 1 hour							
A1	B2↔B19↔B19'	87	81	53	113	127	133
		53	33	1	57	98	113
A2	B2↔B19	-51	-56	-59	-6	5	11
Thermal treatment at 800°C 1 hour							
A1	B2↔B19↔B19'	71	64			122	124
			5	-1	60	65	
A2	B2↔B19	-44	-47; -77	-79	-24	-22; 4	7
Thermal treatment at 900°C 1 hour							
A1	B2↔B19↔B19'	112	87			140	146
			64	48	98	119	
A2	B2↔B19	-38	-43	-63	-12	10	13

- [1] M.B. Babanli. Tekhnologiya polucheniya mnogokomponentnikh splavov $(Ti,Hf)_{50}(Ni,Cu)_{50}$ i $(Ti,Hf,Zr)_{50}[(Ni,Co)(Cu,Ag)]_{50}$ /Sb. stately Fiziko-khim. analiz i neorgan. materialovedenie, Baku, 1999, s. 218-223 (in Russian).
- [2] M.B. Babanli. Bistrozakalyonnie splavi. Baku: «ELM», 2004, 441s (in Russian).
- [3] M.B. Babanli, M.Kh. Sharifov, V.A. Lobodyuk. Strukturnie sostoyaniya, voznikayushie v splavakh sistemi $TiNi-TiSi$ pri zakalke iz rasplava i vliyaniye na nikh posleduyushyey termoobrabotki /Sb. nauch. tr. konfer. AzTU, Baku, 2001, s.219-221.
- [4] V. Kolomytsev, M. Babanly, R. Musienko, A. Sezonenko. Structure and functional properties of some multicomponent $TiNi$ -based Shape Memory melt-spun ribbons// Sb. stately «Fundamentalnie i prikladnie problemi fiziki» g.Ternopol (Ukraina), 2000, p.159-160
- [5] V. Kolomytsev, M. Babanly, R. Musienko, A. Sezonenko, P. Ochin, A. Dezellus, P. Plaindoux, F. Dalle, P. Vermaut, R. Portier. Phys J. IV, France 11, 2001, Pr8, p.475-480.
- [6] V. Kolomytsev, M. Babanly, R. Musienko, A. Sezonenko, P. Ochin, A. Dezellus, P. Plaindoux, R. Portier, P. Vermaut. The transformation kinetics of the multikomponent $TiNi$ based melt spun ribbons from the amorphous to nanocrystalline state. Metallofizika i noveyshie texnologii Kiev, 2001, v.23, p. 124–137.
- [7] A. Inoue. High Strength Bulk Amorphous Alloys with Low Critical Cooling Rates (Overview), Mater. Trans. JIM 36 (1995), 866-875.
- [8] C.T. Liu, L.Heatherly, D.S.Easton, C.A. Carmichael, J.H. Schneibel, C.Y. Chen, J.L. Wright, M.H. Yoo, J.A. Horton, A. Inoue. Test Environments and Mechanical Properties of Zr-base Bulk Amorphous Alloys, Metal. Mater. Trans. A 29A (1998) 1811-1820.
- [9] H.A. Bruck, T. Christman, A.J. Rosakis, W.L. Johnson. Scripta Metall. 30 (1994) 429.
- [10] M.B. Babanli, Z.E. Salimov. Strukturnie izmeneniya v splavakh na osnove $TiNi$. Sb. nauch. tr. konfer. AzTU, Baku, 2001, s.217-219 (in Russian).
- [11] N.M. Matveeva, V.A. Lobodyuk, V.I. Kolomytsev, I.D. Lovzova, Izvestiya Academy of Sciences USSR, Metals 3 (1991) 164-168.
- [12] M.B. Babanly, V.A. Lobodyuk, N.M. Matveeva, Proc. Conf. “Martensite-91”, Kiev, 1992, pp. 338-341; M.B. Babanly, V.A. Lobodyuk, N.M. Matveeva, Izvestiya Academy of Sciences USSR, Metals 5 (1993) 171-177.
- [13] V. Kolomytsev, A. Pasko, R. Portier, P. Ochin, A. Seerneys, W. Moorlegheem, E. Cesari, C. Segui and J. Van Humbeeck, The Ti-Ni-Me and Cu-Al-Me melt-spun shape memory ribbons: Relation between the microstructure and functional properties, Proc. SMM'99, Materials Science Forum 327-328 (2000) 307-310.
- [14] M.B. Babanli. Martensitnie prevrasheniya v splavakh $TiNiZr$. Uchyoniye zapiski AzTU, №4, 2004, s. 31-34 (in Russian).
- [15] T. Zhang, A. Inoue, T. Masumoto. Amorphous $(Ti,Zr,Hf)-Ni-Cu$ ternary alloys with a wide supercooled liquid region, Mater. Sci. Eng. A181/A182 (1994) 1423-1426.
- [16] M.B. Babanli. Splavi s efektom pamyati formi. Baku:«ELM»,2006, 280s (in Russian).
- [17] M.B. Babanli, V. Kolomitsev, A. Sezonenko. Osobennosti vliyaniya termomekhanicheskoy obrabotki na kharakteristiki martensitnogo prevrasheniya v splavakh $TiNiSi$. Sb. stately Fiziko-khim. analiz i neorgan. materialovedenie, Baku, 2002, s.235-239 (in Russian).
- [18] M.B. Babanli, V. Kolomitsev, A. Sezonenko. Fazovie i strukturnie sostoyaniya voznikayushie v splavakh $TiNiSi$. Sb. stately Fiziko-khim. analiz i neorgan. materialovedenie, Baku, 2002, s.240-246 (in Russian).
- [19] M.B. Babanli. Nekotore voprosi polucheniya amorfnykh i nanokristallicheskiykh materialov. Sb. nauch. tr. konfer. AzTU, Baku, 2006, s.153-156 (in Russian).
- [20] M.B. Babanli. Osobennosti martensitnykh prevrasheniy v mnogokomponentnikh splavakh na osnove $TiNi$. Uchyoniye zapiski AzTU, №1, 2007, s. 97-101 (in Russian).

M.B. Babanli

$Ti_{32}Hf_{18}Ni_{50-x}Cu_x$ ƏRİNTİLƏRİNDƏ MARTENSİT ÇEVİRİLMƏLƏRİNİN PARAMETRLƏRİ

$TiNi$ əsaslı çoxkomponentli ərintilər «A(Ti):V(Ni)» 50:50 nisbətində $Ti_{32}Hf_{18}Ni_{50-x}Cu_x$ ($x=0; 5; 15; 25; 35; 45$ at.%) işlənmişdir. Bütün ərintilər müxtəlif üsullarla hazırlanmış və tədqiq edilmişdir. Məlum olmuşdur ki, öyrənilmiş ərintilərdə bircinsli B2 bərk məhlul yalnız tərkibdə misin miqdarı 28 at.% -nə qədər olduqda saxlanılır. Ərintidə misin konsentrasiyasını artırırdıqda ifrat doyma halı qeyd olunur və nəticədə evtektik çevrilmə baş verir: V2- $TiNi$ və V11- $TiCu$.

М.Б. Бабанлы

ПАРАМЕТРЫ МАРТЕНСИТНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ В СПЛАВАХ $Ti_{32}Hf_{18}Ni_{50-x}Cu_x$

Разработаны многокомпонентные сплавы на основе $TiNi$, где соотношение «A(Ti):B(Ni)» 50:50, серия A: $Ti_{32}Hf_{18}Ni_{50-x}Cu_x$ (где $x=0; 5; 15; 25; 35; 45$ ат. %). Все сплавы получены и исследованы разными методами. Выяснили, что область однородного B2-твердого раствора сохраняется лишь при концентрациях меди, не превышающих 28 ат.%. При больших концентрациях меди сплавы оказываются пересыщенными и испытывают эвтектическое превращение с образованием смеси фаз B2- $TiNi$ и B11- $TiCu$.

Received: 10.04.07

ADSORPTION TREATMENT OF TANNERY WASTEWATER UNDER THE ELECTRICAL DISCHARGES EFFECT

A.M. HASHIMOV, M.A.GASANOV, K.B. GURBANOV, R.N. MEKHTIZADEH

Institute of Physics, Azerbaijan National Academy of Sciences

H. Javid ave., 33, Az-1143, Baku, Azerbaijan

It is known that tanning industry wastewater represents a danger to an environment because it contains a great deal of harmful organic and inorganic substances. The clearing of these waters from harmful pollutants is an important task.

The investigation results of the adsorption clearing of tanning industry wastewater from impurities with use the barrier kind electric discharge are presented in this paper.

The comparison of the wastewater chemical analysis results before clearing and after it has shown the significant decrease of the harmful impurities in the result of the electrical discharge action during an adsorption clearing process.

It was supposed that increase of the wastewater adsorption clearing intensity under effect of the electrical discharge is connected with the electrical charging of the solid adsorbent material. The experimental research of the thermostimulated relaxation (TSR) currents curves has shown that during the electrical discharge effect on the solid adsorbent the big electric charge accumulation is took place in it. The diffusion mechanism of the electric charge penetration into adsorbent material has been suggested. The theoretical analysis has shown the possibility of diffusion mechanism realization. The quantitative characteristics of electric charge diffusion process in the adsorbent material are got.

Introduction

One of the main features of tannery production is the intensive consumption of water and use the wide spectrum of chemical materials of various structures. For 1 ton of tannery processing it is required 45-50 m³ of water that with proteins, suspended particles, trivalent and much more dangerous hexavalent chrome, sulphides, phenyl carboic acid, chlorides, colors, fat, different organic compounds and many other materials forms the multi-component wastewater, which requires the integrated treatment [1].

To remove suspended particles there have been used methods of primary treatment allowing decreasing their content by 54-60%. Usually the chemical treatment of wastewater from above-mentioned impurities by alkali processing is more available and power-intensive. However, efficiency of purification carried out by the alkali processing is not more than 70%.

Biological treatment is the integral part of treatment plants of tannery production. The effective method of biological treatment is mixing of wastewater with biologically active deposit changing the organic compounds, nitrogen compounds and sulphides accordingly into bacterium deposit, carbonic acid gas, nitrates, nitrogen and sulphates.

Therefore, treatment of the tannery wastewater is impeded by a number of materials including it. It causes to the necessity of simultaneous use of several treatment methods [2,3].

It is known that porous adsorbents such as silica gel are use widely for adsorption treatment of the various liquids [4]. Moreover, the joint application of adsorbents and electrical discharges leads to the effective result [5].

We also suppose that use of silica gel and action by the electrical discharge will simplify considerable the technological processes and increase effectiveness of tannery wastewater treatment.

Experimental technique

In this paper the results of experimental study of the adsorption clearing of tannery production wastewater with

the use of macroporous fine-grained synthetic silica gel are presented.

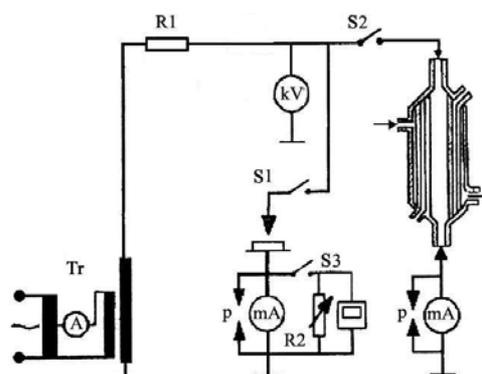


Fig. 1. Schematic electric circuit.

To increase the adsorptive capacity of adsorbents their activation by the electrical discharge of barrier type has been carried out.

Earlier it was shown that after activation of silica gel by the electrical discharge it absorbs impurities from hydrocarbon liquids more actively and proves the barrier role with respect to the number of oil products – xylene, toluene, benzol, phenolic acids and etc. [6,7].

At activation of adsorbent by the electrical discharge the filter cycle is increased and accordingly consumption of water for filter layer washing is decreased. There also decrease of full rate of filtration at repeat cycles has been shown.

At preparation stage of investigations the thermal treatment of silica gel at 200⁰C with evacuation for 5 hours has been carried out. Later adsorbent samples were subjected to the activation by the electrical discharge. The schematic electric circuit is presented in figure 1.

Electric discharge activation of adsorbents was made in special discharge chamber, in which an electrical discharge of barrier type in interelectrode space to be excited. Treatment by barrier discharge was carried out at alternating voltage 15kV, discharge current 40mA, treatment duration 60 min.

Table 1.

Analysis results of sewage samples

Name of indexes	Unit	Initial	Untreated	Pretreatment
PH (hydrogen ion exponent)	mg/l	12.5	10.1	8.7
Electric conductivity	mS/cm	46400	44100	32000
TDS (total dissolved solids)	Ppm(mg/l)	40600	35300	2000
Σ_{ions} mineralization	mg/l	43188	43160	41516
Solid residue (105%)	mg/l	42425	40500	35950
Solid residue (150%)	mg/l	35575	32352	30000
Solid residue (600%)	mg/l	25285	22172	20780
PPP burning %	mg/l	40.4	35.6	30.4
PPP losses	mg/l	43.4	35.6	30
Cr	mg/l	4.8	2.9	0.05
Turbidity	unit/cm	3.8	2.6	0
HCO ₃ ⁻	mg/l	18.4	16	0
CO ₃ ²⁻	mg/l	6000	420	120
OH ⁻	mg/l	272	170	100
Ca ²⁺	mg/l	521	315	200
Mg ²⁺	mg/l	0	0	0
Na ⁺	mg/l	17377	17377	800
NH ₄ ⁺	mg/l	870	450	0.68
NaHCO ₃	mg/l	10388	5000	150
Na ₂ CO ₃	mg/l	10388	1875	800
NaOH	mg/l	10388	1000	120
Ca(OH) ₂	mg/l	592.6	216	10
NH ₄ Cl	mg/l	2846.7	12598	1570
Sulfur compounds, oxidable by iodine (by H ₂ S)	mg/l	328.46	184.6	100
Σ H ₂ S + HS + S ²⁻	mg/l	6166	5178	2694
Cl	mg/l	90000	565.7	2000
S ²⁻	mg/l	667	462	150
HS ⁻	mg/l	5499	5142	1500

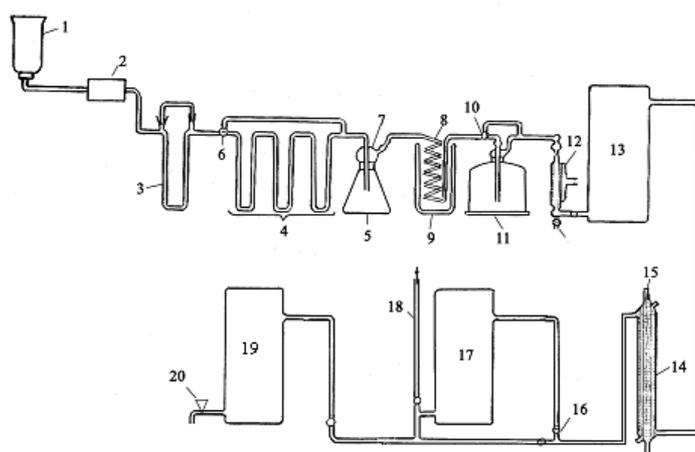


Fig. 2. Technological scheme of experiment
 1 – balloon; 2 – reducer; 3 – capillary rheometer; 4 – capillary;
 5 – 14 – elements of wastewater treatment system; 14 – reactor;
 15 – high voltage electrode; 16 –cock; 17,19 – sedimentation tanks;
 18 – atmosphere output; 20 - discharge cock.

Initial wastewater from balloon 1 through reducer 2, capillary rheometer 3 and capillaries 4 enters into the wastewater clearing system 5-14 where is cleared by the adsorption. After sedimentation in tanks 17 and 19 water through the discharge cock 20 enters in a reception container.

After the adsorption treatment processes the chemical analysis was done for the samples of treated and initial wastewater. Results of analysis are given in the table 1.

Results and their discussion

Comparing the chemical analysis results we can note that the content of impurities such as NH₄, S, HS, Cl, NaOH, Ca, NH₄Cl, Ca(OH)₂, Na₂S, PO₄, Na₂SO₃ and others is decreased considerably during the treatment process. For example, as it is seen from table, in initial wastewater the NH₄ content is 870 mg/l, after the adsorption clearing by silica gel without the electrical discharge treatment the NH₄ content is 450 mg/l

and after the adsorption clearing by silica gel at the electrical discharge treatment the NH₄ content decreases till 0.68 mg/l.

We supposed that increase of absorption capacity of porous adsorbents under the effect of electrical discharge is caused by formation of charged state in adsorbents. To reveal charged state in adsorbent the method of thermo-stimulated relaxation (TSR) is used [8].

Figure 3 presents the TSR spectrum of silica gel at the linear heating of adsorbent from room temperature up to 450°C is shown [9]. From TSR spectrum it is noted that electrical discharge treatment leads to the formation of space charges of both signs in adsorbents. The presence of three signs indicates the low temperature (38°C) and high temperature (300°C and 438°C) relaxation of electric charge in samples. A number of charge corresponding to the first peak is $Q_1=2,9 \times 10^{-7} C$, the second peak is $Q_2=8,4 \times 10^{-6} C$, the third peak is $Q_3=3 \times 10^{-7} C$.

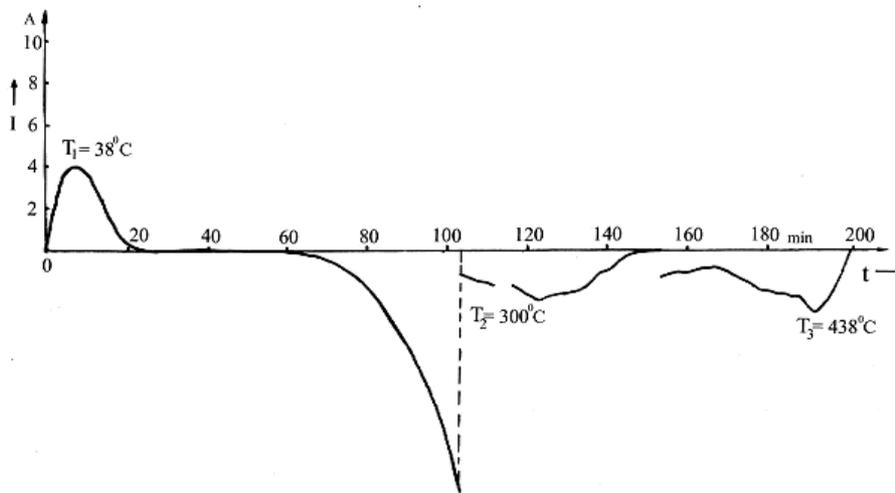


Fig. 3. Thermogram of electric charge in silica gel treated by the barrier discharge.

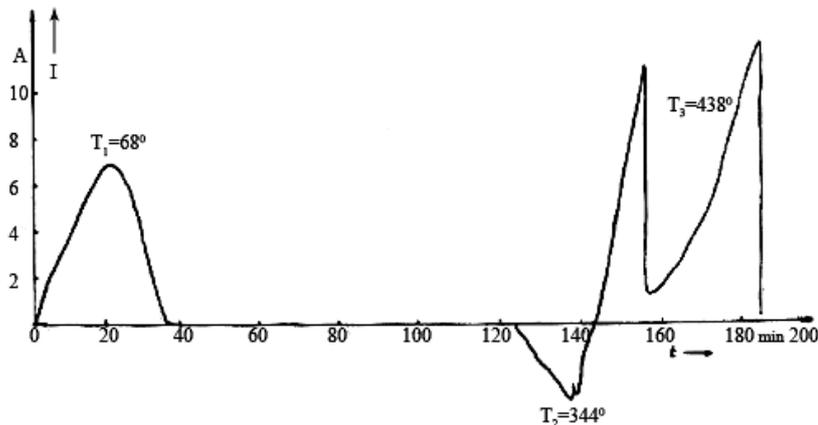


Fig.4. Thermogram of charge in silica gel in 5 months after the treatment by barrier discharge.

Our aim was to reveal whether save the electric charge on some time, introduced into adsorbent sample. For this purpose, the silica gel sample, previously treated in the identical conditions in the barrier discharge was put into hermetic ampoule, where it has been endured at the room conditions during 5 months. After it, the sample was treated by the investigations on the charge existence.

As it is seen from the spectrum comparison on fig.4, treated after the extract, the spectrum character and quantity of the relaxed charge practically hasn't changed during 5 months. This is evidence about the fact, that the charge, introduced into sample totally has saved, at least on 5 months.

It is need especially to note the following detail: repeatedly experiments on fixation of TSR spectrums, treated

in the barrier discharge (over 20 spectrums) have shown, that three peaks are revealed in all spectrums.

At that the charge quantity, corresponding to I- and III-*d* peaks coincides in all spectrums practically, and the charge quantity, corresponding to II-*d* peak is different in different spectrums.

Thus, it has been established, that activated state of adsorbents, acquired in the result of the short-time influence by the electric discharge on it, is saved during long time.

The investigations of the mechanism of the intensification influence of the electric discharge on the sorption have shown, that the adsorbent charging, established in the paper plays the significant role. The theoretical analysis of the formation of the charged state in the investigated porous dielectric adsorbents has shown that such charges state is created through diffusion mechanism of charge introduction into material structure. The values of diffusion coefficient, the value of which is between diffusion of neutral molecules, known from literature, in the investigated adsorbents and ion diffusion in non-porous identical materials, have been obtained.

This allows proposing the model of the process of adsorbent charging, according to which ions, captured by the external surface of adsorbent, diffuse into depth of the adsorbent along interstice, leading it to the charging.

The predominance of the injected charge means, that the definite mechanism of the movement of this charge into depth of silica and fixation of it inside interstice on long time exists. At the same time the significant width of TSR peaks shows, that spectrum of activation energy of the introduced carriers is also wide enough, that means in fact, that charge fixation can carry out not only inside the structure of silica substance, but on the surface of the interstice of the different sizes (micro – mezzo – macrointerstice). The mechanism of the diffusion or diffusion drift of ions is the more possible mechanism of the charge introduction inside and output of them at the thermal activation from the physical point of view.

The porous adsorbents, activated by electric discharge can be used either in pure form on direct purpose, or as the component of the compositional structures. In this and other case too for the estimation of their behavior in the electric fields it is need the value of diffusion coefficient and mobility one of ions in the structure of the porous adsorbent. In [10] on the base of the equation solution the diffusion and the comparisons of the results of the calculation with experimental data on velocity of the ion introduction into silica gel at its treatment by the corona charge has been shown, that the values of the diffusion coefficient of D_i ions in silica corresponds to the value 10^{-5} cm²/s. In [11] the values $D_0=(1-20) \cdot 10^{-5}$ cm²/s are given for the diffusion coefficient of neutral molecules. The [11] and [10] data don't contradict to each other, i.e. they are belong to neutral or ion state of the adsorbent. It is obvious, that in the case of the surface diffusion the corresponding coefficients D_i should be less, than D_0 because of the more strong connection of the ions with the surface. Thus, this fact, that $D_i < D_0$ on one-two orders can show on the prevailing role of especial surface diffusion in the process of ion transfer inside silica. As it is known, the silica presents itself the complex transformation and should be considered as the aggregate of at least three phases: the solid body with unordered structure, gas in interstice and adsorbed layer on the internal surface of

interstice. The additional meaning in favor of the surface-diffusion mechanism of ion transfer inside silica is the following: the values D_i are characteristic for the total structures of that substance, from which the silica consists on $D_i=10^{-11}+10^{-13}$ cm²/s [10,12]. The values for the gas phase at normal conditions of the diffusion coefficient are equal to $10^{-1}+10^{-2}$ cm²/s [13]. If the diffusion in the particle would be simply the imposition of two processes, then at character times of the experiments, described in [10] and in present paper and consisting the decades and hundreds minutes for D_i the following values $10^{-11}-10^{-13}$ cm²/s have been obtained, i.e. that characterizes the solid phase, i.e. at $D_i=10^{-2}$ cm²/s and sizes of the object not more 0,5 cm the diffusion processes in the gas are characterized by the times not more decades of the seconds. As D_i have intermediate values 10^{-6} cm²/s, then it is naturally to consider, that we have the matter with ion diffusion in the adsorbed layer.

In the capacity of the theoretical base we use the solution of the diffusion equation:

$$\frac{d_n}{d_t} = D_i \Delta n, \quad (1)$$

obtained in [10,13] for the spherical grain in the form:

$$n = n_0 \left\{ 1 + \frac{2a}{\pi r} \cdot \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(-1)^k}{k} \sin \frac{k\pi r}{a} e^{-t/k} \right\}, \quad (2)$$

where n_0 is charge concentration on the surface, a is particle radius. From the value of the constant of process time

$$\tau = a^2 / D_i \cdot k^2 \pi^2$$

In the first approximation we obtain

$$D_i = \frac{a^2}{\tau}. \quad (3)$$

In the experiments on TSR of the introduced charges the front and the slump of the peaks forms at the simultaneous influence of the temperature activation of the charges and their diffusion drift to the marked electrodes; it is difficult to separate the influence of these factors in sum current at the temperature increase. However, if the sample can be thermostated near peak maximum, then we can consider that the further output of the charges to the electrodes has the pure diffusion character. Some quantitative error can appear in the result of the fact that the charges drift on the surface of the "transfer" interstice [11], i.e. mezzo interstice and macrointerstice, though ion adsorption itself can take place in micro interstice also. In the given article this error doesn't considered, that is equally to the fact of the prevailing role of mezzo interstices in adsorption by silica.

According to ratio (3) for D_i estimation it is enough to know the character size of the grain a and time constant τ . The experiment was carried out by the following way: the chosen particles of silica were regenerated for the creation of the equal conditions, weighted, measured as ellipsoid of revolution and further treated by discharge, the middle density in discharge current was 10mkA/cm² in the band of

the particle location on the electrode. The charge, taking from the discharge on the sample was estimated as 10^{-2} - 10^{-3} C1, later the electrodes were marked on the grain across short axes. Further, the grains were heated on TSR device, and the heating was switched off before the output of the maximum of the first peak and the sample was thermostated at maximum temperature. The time constant of current slump were measured on TSR current curves.

The typical curves of TSR current are presented on the fig.5. The experimental and calculative data are introduced in the table 2. Here N is sample's number, a is the half of the least size of the sample/interelectrodes space/, m and p are mass and seemed density of the sample, Q is sum charge/peak square/, T_m is maximum temperature of the first peak, $\Delta\tau$ is time of the heating till maximum, τ is time constant of current slump in minutes.

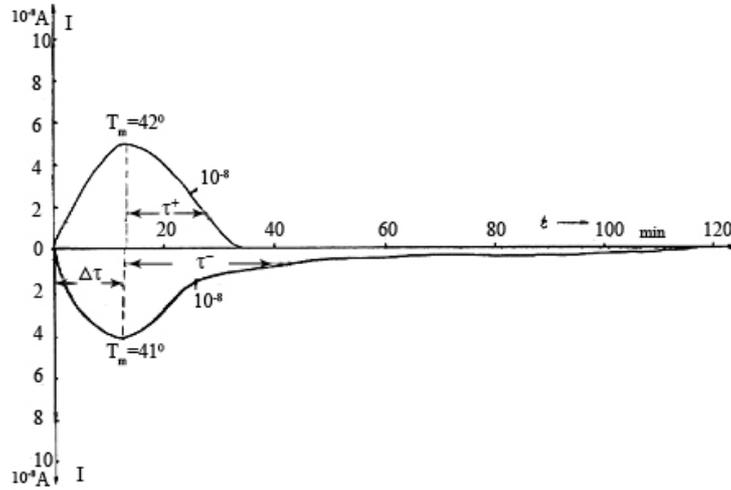


Fig.5. The curve of TSR current.

Table 2.

Experimental and calculation data									
Sample No.	α cm	m g	ρ g/cm ³	Q 10 ⁻⁵ C	T_m °C	$\Delta\tau$ min	τ min	P_i cm ² /s·10 ⁻⁶	μ_E cm ² /V·s·10 ⁻⁴
6	0,22	0,069	0,89	+4,2	38	-	11	7,3	2,7
10	0,20	0,084	1,16	+6,9	46	17	14	4,8	1,74
4	0,24	0,089	0,88	-6,6	46	19	21	4,6	1,67
5	0,23	0,087	1,04	-8,4	43	16	21	4,2	1,54
9	0,21	0,099	1,10	-9,8	41	16	20	3,7	1,37

Though the charge value is high, but is common for TSR silica gel. The drift times depend on sign, for the positive ions $\tau^+ \approx 12$ min, for the negative ions $\tau^- \approx 20$ min. The diffusion coefficients and equivalent mobilities, calculated on (3) and (1) are different correspondingly. It is need to note, the obtained values D_i at the output of the charges from silica at the temperature near 40-45°C on value order coincide with values D_i obtained by [10] for the introducing ions at the room temperature. The temperature factor because of the low difference in experiment temperatures in the given case isn't significant [11]. The coincidence of the values, obtained at the introduction and the output of the charges show, that in both cases the one and the same mechanism of the diffusion drift takes place. It is need to note, that internal electric fields in silica gel are enough big. The equivalent ion mobility is equal $(1,2 \div 2,7) \cdot 10^{-4}$ cm²/V·s, at that the some difference in the mobility of the positive and negative ions is significant. As it was noted in the [10], such motilities are equal to the energies of the charge activation in hundredth and tenth parts of the electron-volt.

The calculated diffusion coefficients D_{is} in the adsorbent layer and surface mobility μ_s are needed the consideration of the real structure of silica. The values D_i and μ_E , given in the table are in fact the calculative values, which

are useable for the integral estimations, but inapplicable for the detail analysis.

As it is known, the macroporous silica gels have the sizes of the mezzointersice near 10 nm, micro porous have 2-3 nm [11]. From the ration of the initial density/density of the solid phase/silica gel (2,25g/cm³)/ and seemed density (1,1g/cm³) of silica gel grain is followed, that the linear sizes of the pores should be equal to the widths of the "walls" between them in almost any model image [11,14]. We can obtain for such models:

$$\frac{2dc\Lambda}{d_n + d_{ct}} = \frac{D_i}{Dis - Di}$$

where d_{ct} is width of the adsorbent layer, $d_n + d_{cA}$ is sum of the linear sizes of the pore and wall.

Designated $2dc\Lambda/(d_n + d_{cA}) = Z$, we obtain

$$D_{is} = D_i + \frac{D_i}{Z} \tag{4}$$

If in (4) $Z \approx 0,5$, that corresponds to polymolecular adsorption in 5-10 layers and practically total filling all

mezzo interstice space by the adsorbent layer, the $D_{is}=3D_i$ and $\mu_s \approx \mu_E$. If it relatively doesn't big, for example, $\mu_s=0,3nm$ $Z \approx 0,1$, that corresponds to the monomolecular or to the layer, close to it, then $D_{is} \approx 10D_i$ and the values of the surface mobility μ_s are higher on the order, than equivalent mobility μ_E in the table correspondingly, i.e. $\mu_s^+ \approx 2 \cdot 10^{-3} cm^2/V \cdot s$ for the positive and $\mu_s^- < 1.5 \cdot 10^{-3} cm^2/V \cdot s$ for the negative ions.

Conclusions

1. Thus, it has been established, that the influence of the electric discharges is intensified, processes of the liquid adsorption by solid adsorbents leads to the investigation of

the selectivity of the adsorbents and their maximal adsorbent ability.

2. It has been established, that activated state of the adsorbents, obtained in the result of the short-time influence on it by the electric charge, is saved during long time.

3. The analysis of the experimental curves of TSR current of silica gel samples, treated to the working by the barrier discharge, allows measuring the values of the diffusion coefficient in silica gel, and also quantitative estimate the diffusion in adsorbent layer and ion mobility along the surface at the presence of the adsorbent layer on it.

- [1] *F. Maink, G. Shtogg, G. Kolshuter.* Cleaning of industrial wastewater. Leningrad, 1963, pp. 535-555 (in Russian).
- [2] *P. Mijaylova Nacheva, G. Moeller Chavez and M. Juarez Herrera.* Alternative treatment strategy for tannery water reuse and material recovery, Water Science and Technology, 2004, 50, pp 121–130.
- [3] *G.D. Parfitt, C.H. Rochester.* Adsorption from Solution at the Solid/Liquid Interface. London, Academic Press. 1983, 488 p.
- [4] *B. Armagan.* Factors Affecting the Performances of Sepiolite and Zeolite for the Treatment of Textile Wastewater, Journal of Environmental Science and Health A, 2003, 38, pp 883 - 896.
- [5] *D. Vujevic, N. Koprivanac, A.L. Bozic and B.R. Locke,* The removal of Direct Orange 39 by pulsed corona discharge from model wastewater, Environ Technol., 2004, 25, pp 791-800.
- [6] *Ch.M. Juvarli, A.A. Buniyatzadeh, G.V. Vechkhayzer, M.A. Gasanov, M.A. Babayeva, K.B. Gurbanov, R.N. Mekhtizadeh.* Intensification of sorption clearing of hydrocarbon liquids from impurities by means of electrical discharge of barrier type. Surface Engineering and Applied Electrochemistry. Kishinev, 1990, 1, pp.43-45 (in Russian).
- [7] *A.M. Hashimov, K.Kh. Jalalov, Ye.V. Dmitriyev, R.N. Mekhtizadeh.* Clearing of the wastewater by the adsorbents subjected to electrical discharge activation. Surface Engineering and Applied Electrochemistry. Kishinev, 2000, 4, pp.57-58 (in Russian).
- [8] *G.M. Sessler.* Electrets. Laplacian Press, 1998, pp.108-134.
- [9] *M.A. Gasanov.* Adsorptive clearing of water at effect of electrical discharge of flame type. Power Engineering Problems. Baku, 2004, 4, pp.22-26 (in Russian).
- [10] *Ch.M. Juvarli, G.V. Vechhayzer, K.B. Kurbanov et al.* Change of adsorption and electric properties of adsorbents at effect of the electrical discharge. Surface Engineering and Applied Electrochemistry. Kishinev, 1987, No.3, pp. 59-62 (in Russian).
- [11] *N.V. Keltsev.* Basis of adsorption technique. Moscow, 1984, pp. 262-291 (in Russian).
- [12] *K.K. Yevropiyev.* Diffusion processes in glasses. Leningrad, 1970 (in Russian).
- [13] *I. Mc-Daniel.* Collisions processes in ionized gases. Moscow, Mir, 1967, 832 p. (in Russian).
- [14] *S. Brounour.* Adsorption of gases and vapours. v.1, Moscow, 1948, 784 p. (in Russian).

ELEKTRİK TƏSİRİ ŞƏRAİTİNDƏ ADSORBSIYA PROSESİ

A.M. Həşimov, M.Ə. Həsənov, K.B. Qurbanov, R.N. Mehdizadə

Məqalədə dəri emalı sənayesinin tullantı sularının yeni üsulla təmizlənməsinin nəticələri təqdim edilmişdir. Kimyəvi analizin nəticələrindən məlum olur ki, tətbiq olunan yeni üsul kifayət qədər müsbət cəhətlərə malikdir. Müəyyən edilmişdir ki, elektrik təsirləri nəticəsində adsorbentlərin həcmində kifayət qədər elektrik yükləri toplanır. Nəzəri olaraq göstərilmişdir ki, materialın elektrik yüklü vəziyyəti diffuziya mexanizmi vasitəsilə reallaşır.

A.M. Гашимов, М.А. Гасанов, К.Б. Гурбанов, Р.Н. Мехтизаде

АДСОРБЦИОННЫЙ ПРОЦЕСС В УСЛОВИЯХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ВОЗДЕЙСТВИЙ

В статье представлены результаты исследования процесса адсорбционной очистки сточных вод кожевенного производства с использованием воздействий электрических разрядов барьерного вида на адсорбент. Химический анализ очищенной воды показал, что имеет место значительное уменьшение вредных примесей по сравнению с исходной водой. Методом термостимулированной релаксации выявлено образование в объеме адсорбента, обработанного электрическим разрядом, значительного количества электрического заряда. Теоретическим анализом показано, что зарядка материала адсорбента осуществляется через диффузионный механизм.

Received: 12.04.07

METHODS OF BUILD-DOWN VARIANCE OF THE SIMULATION MODEL

E.M. FARHADZADEH, A.Z. MURADALIYEV, Y.Z. FARZALIYEV
Azerbaijan Scientific-Research and Design-Prospecting Institute of Energetic
Zardabi ave., 94

The new method of build-down of a variance of the simulated random quantities, based on application of the filter of Kolmogorov is suggested.

The solution of some operating problems at the factories of electro power systems (EPS) assumes selection of the version responding presented increased requirements. Thus, a natural condition is the minimum risk of an erratic solution. With a special urgency the problem of objectivity of a solution originates by selection of the versions, one of principal demands to which is reliability of activity of the particular equipment, systems or of the equipments, which in the further we shall agree to name in plants EPS. The fundamental obstruction for an error-free solution is decrease of number of data about failures of the same type plants in process of reflecting "individuality". Aftereffects of erratic solutions directly mirrored in magnifying of working costs.

The simplest mode of selection of version is the intuitive approach. However would be erratic to assume, that the intuitive solution, on the average, justifies itself. The awkwardness and complexity of compared versions is more, the ability of technicians to cover all aspects of a problem, including the information describing reliability of versions, - less.

Among mathematical modes of selection of version, the greatest propagation received with the methods based on matching of boundary values of a confidence interval. Moreover, absolutely fairly it supposed that if confidence intervals at the preset confidence coefficient not combined, difference of versions could accept with the certain reliance. The analogous supposition could accept, if a spacing of variation of a difference of indexes on which versions compared, does not switch on a zero value.

Analytically to calculate boundary values of a confidence interval it is possible seldom enough since the law of allocation of random quantities, as a rule, it is unknown. Alternatively, for a quantitative assessment of a confidence interval it is necessary to do such suppositions which reliability is quite often doubtful and it yet all. At small number of data about reliability of particular plant confidence intervals appear so greater, that are necessarily combined on a scale of measurement and the answer is in most cases univalent: the information has not enough for an adoption of a decision.

One of the most perspective directions at a solution of similar problems is development of simulation models. Conducting "experiments" on a simulation model, we receive a range and we can evaluate a spacing of their variation which for simplification we shall name accuracy of a simulation model (ASM). If compared indexes represent an average arithmetical value of random quantities (for example, average down time in emergency repair) ASM matches to a confidence interval. If probability rates (for example, an operational readiness coefficient) are simulated – that ASM matches to a tolerant spacing. ASM depends on a mode of

simulation analysis of random numbers and structure of a simulation model. In the present paper, we shall survey dependence ASM on a mode of simulation analysis of random quantities.

To this problem known in theory, simulation modeling as modes of build-down of a variance, are devoted numerous probing. Series of approved methods of build-down of a variance offered. Positive takes of sharing of some methods known. In [1], in particular, it noted about positive takes of sharing of a method of common random numbers and a method of complementary values. In [2] it noted that boosting ASM for this combination reached more often not at matching versions, and at determination of indexes of particular version. Difficulties of shaping of univalent references caused by their essential dependence on a type of a solved problem and, in particular, availability positive (or negative) correlations between simulated values. The special notice at probing given simulation models of queuing systems, and compared indexes represent an average arithmetical of continuous random quantities. This problem has been surveyed and in [3].

We survey a little bit other model requiring boosting ASM. Mean a solved problem – comparison of the averaged indexes of reliability (AIR) with indexes of individual reliability (IIR). Such comparison simplifies selection most (least) safe of the same type plants and by that a solution of particular operating problems. For example, comparison AIR and IIR power-generating units of the power stations, separate turbines and boiler units allows to secrete plants which reliability is more (less) AIR.

In [4] authors the criterion of the supervision of imposing appearance of sampling (IAS) Δ_m , has been offered, allowing to evaluate divergence AIR and IIR. Errors of the first and second stem, risk of an erratic solution determined. By comparison, AIR and IIR three outcomes possible:

- separation of a data set to the preset indication is expedient, i.e. assessment AIR and IIR differ was nonrandom
- separation of a data set to the preset indication is illogical, i.e. assessment AIR and IIR can differ random
- it is not enough data of sampling for the certain inference, the data striping is illogical

These outcomes largely determined by spread of implementation of the same type AIR and IIR. Therefore and for Δ_m , build-down of probability of an inference about a failure of the information also is actual.

First it was necessary to evaluate a degree of build-down of an assessment of a variance $D^*(\Delta_m)$, is more exact than an average quadratic deflection $\sigma^*(\Delta_m)$, at usage of the known simulation methods of random quantities approved on

METHODS OF BUILD-DOWN VARIANCE OF THE SIMULATION MODEL

other problems. To the greatest degree to approximate solved problems we indexes of reliability that also represent an average arithmetical random quantities surveyed.

Already first outcomes of simulation analysis at number of iterations $N_i=500$ indexes, that:

- outcomes of accounts of the implementation Δ_m having the discrete character, are largely determined by number of random quantities of sampling (n) duration of estates (τ). The n it is less, the $\sigma^*(\Delta_m)$ it appears greater; that completely matches to physical nature of an assessment Δ_m ;

- the essential spread as means $\Delta_{m,cp}$ is watched, and $\sigma^*(\Delta_m)$. In these conditions comparison $\sigma^*(\Delta_m)$ became aberrant and required junction of analysis of variation $\sigma^*(\Delta_m)$ for analysis of variation of a coefficient of variation $k^*(\Delta_m) = \sigma^*(\Delta_m) / \Delta_{m,av}$;

- as one would expect application of a method of common random numbers, eliminating one of radiant of spread of implementation (Δ_m), has ensured appreciable build-down $k^*(\Delta_m)$;

- application of a method of complementary random quantities together with a method of common random numbers practically has not rendered appreciable build-down on the reached value $k^*(\Delta_m)$.

- appreciable build-down $\sigma^*(\Delta_m)$ has been reached

by application recommended by authors a method, which short is reduced to the supervision Kolmogorov's by criterion of correspondence simulated by a program mode (RAND (x)) random numbers of sampling to the uniform law in the interval [0,1]. With the purposes of simplification in the further, this method we shall name Kolmogorov's filter.

- at small value of number of implementation of sampling $\{\tau\}_n$ the parity $k^*(\Delta_m) > 0,3$ that bears to some asymmetry of allocation $F(\Delta_m)$ is watched.

Application of the filter of Kolmogorov especially effectively at small value n and generally not only diminishes $\sigma^*(\Delta_m)$, i.e. spread of deflections $F^*(\Delta_m)$ from $F(\Delta_m)$, but also spread of value of evolution of risk of an erratic solution $\gamma(\Delta_m)$ and a best value of criterion IAS ($\Delta_{m,opt}$).

In the illustrative purposes in table 1 some outcomes of accounts of distribution parameters for two similar criteria are reduced: IAS (Δ_m) and Smirnov ($D_{m,n}$), of some value of number of implementation of sampling (n) and number of a data set, peer 19.

Given tables 1 evidently confirm the simulation analysis of random numbers noted above a singularity and, in particular, intuitively a clear inference about build-down of effect of application of the filter of Kolmogorov with body height of number of implementation of sampling and immutability of conclusions at magnifying of number of iterations N_i with 500 up to 1000.

Table 1

Comparative assessment of methods of build-down a variance at imitative simulation analysis of statisticians Δ_m and $D_{m,n}$

Simulation method of random numbers	Type statisticians	Number of random quantities of sampling								
		3			5			15		
		Average value	Av. quadratic deflection	Quotient variations	Average value	Av. quadratic deflection	Quotient variations	Average Value	Av. quadratic deflection	Quotient variations
The standard program RAND (X)	Δ_m	0,293 0,319	0,132 0,141	0,452 0,442	0,26 0,26* 0,25*	0,110 0,107* 0,107*	0,423 0,412* 0,427*	0,14 0,14	0,053 0,051	0,37 0,36
	$D_{m,n}$	0,472 0,478	0,143 0,148	0,303 0,310	0,391 0,394 0,397	0,130 0,125* 0,124*	0,330 0,318 0,312	0,28 0,27	0,089 0,083	0,32 0,31
Method of complementary random quantities	Δ_m	0,312	0,143	0,458	0,24	0,10	0,43	0,14	0,050	0,36
	$D_{m,n}$	0,478	0,140	0,294	0,38	0,12	0,31	0,28	0,085	0,31
Kolmogorov's filter	Δ_m	0,256	0,903	0,353	0,18 0,182* 0,81	0,061 0,058* 0,059*	0,34 0,348* 0,326*	0,13	0,039	0,31
	$D_{m,n}$	0,378	0,857	0,227	0,28 0,277 0,275	0,059 0,058* 0,059*	0,021 0,021* 0,021*	0,25	0,068	0,27

Remarks: * matches $N_{i=1000}$; in remaining events $N_i = 500$.

On fig. 1 the graphical case history of allocations $F^*(\Delta_m)$ for the random numbers a thinning oscillated by a program mode $F_1(\Delta_m)$, a method of complementary values $F_2(\Delta_m)$ and generated by the supervision of correspondence a thinning Kolmogorov's $F_3^*(\Delta_m)$ to criterion is reduced

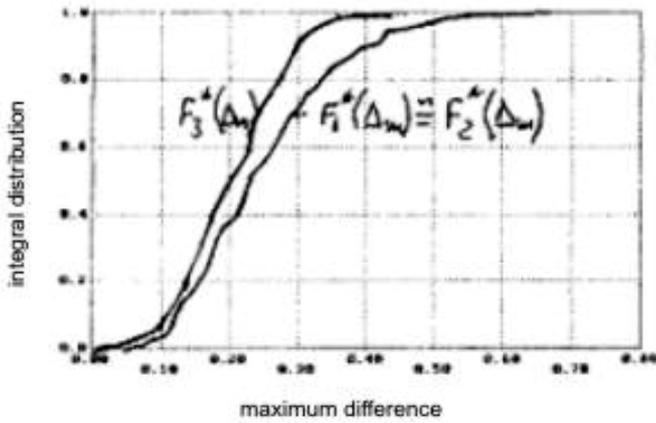


Fig. 1. A graphical case history of allocation $F^*(\Delta_m)$ depending on a simulation method of implementation a thinning of random quantities

As follows from fig.1, allocations $F_1^*(\Delta_m)$ and $F_2^*(\Delta_m)$ are practically indiscernible (complementary

random numbers have not reduced a variance) and is essential differ from the allocation $F_3^*(\Delta_m)$ having minimum value $\sigma^*(\Delta_m)$ from compared methods.

In table 2 the outcome of comparison of allocations $F^*(\Delta_m)$ displayed and $F^*(D_{m,n})$ at four, noted in table 2, simulation methods a thinning of random quantities.

As follows from table 2:

- as $K^*[D_{m,n} - \Delta_m] \gg 0,3$, comparison of spread of implementation Δ_m should be conducted on $\sigma^*[D_{m,n} - \Delta_m]$;
- application of the filter of Kolmogorov reduces value $M^*[D_{m,n} - \Delta_m]$. This effect speaks removal unpreventable a thinning of the random quantities causing "surges" of possible divergences $D_{m,n}$ and Δ_m ;
- the greatest effect for build-down $\sigma^*[D_{m,n} u \Delta_m]$ is reached by application of a method of the common random quantities which have been last through the filter of Kolmogorov.

On fig. 2 are displayed to regularity of variation of statisticians $D_{m,n}$ and (Δ_m) for simulation methods differing a thinning (fig. 2a) and a simulation method of common random quantities of the past through Kolmogorov's filter (fig. 2b) for 40 iterations.

Table 2

Comparative assessment of methods of build-down of a variance of a difference of statisticians $D_{m,n}$ and Δ_m at $n=5$ and $M=19$

	Methods of shaping of random quantities	$M^*[D_{m,n} - \Delta_m]$	$\sigma^*[D_{m,n} - \Delta_m]$	$K^*[D_{m,n} - \Delta_m]$
1	Simulation analysis differing a thinning	0,159	0,161	1,02
2	Simulation analysis differing a thinning, the past through Kolmogorov's filter	0,102	0,0836	0,818
3	Simulation analysis of common random quantities	0,141	0,0806	0,572
4	Simulation analysis of the common random quantities which have been last through the filter of Kolmogorov	0,097	0,060	0,62

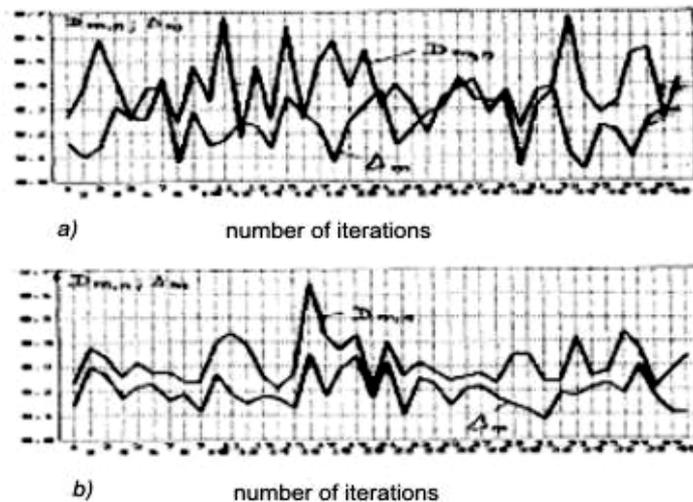


Fig. 2. Regularity of variation of implementation of statisticians $D_{m,n}$ and Δ_m .

Data fig. 2б. Evidently, bear to decrease of surges of a divergence of a statistician on matching from fig 2a.
 On fig. 3a and 3б parity $D_{m,n}$ and Δ_m , in each iteration for the same simulation methods are displayed. These graphs

evidently illustrate noted in table2 regularity, and explain reasons of an ineffectiveness of a method of complementary random quantities.

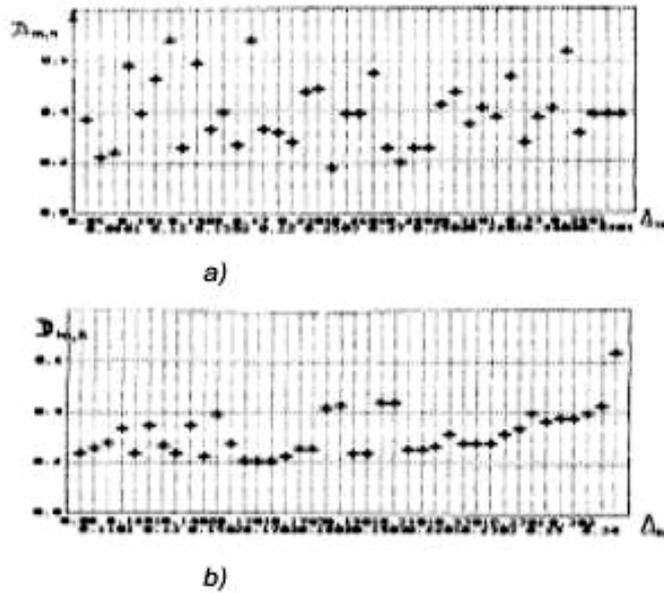


Fig.3. The Correlative field of intercoupling of statisticians $D_{m,n}$ and Δ_m at a – simulation analysis differing a thinning; b– simulation analysis common a thinning, the past through Kolmogorov's filter.

- [1] *J. Klainen.* Statistical methods in simulation modeling. M., "Statistician", 1978, 224 p.
- [2] *Averill M. Lou, V. David Kelton.* Simulation modeling. Classics CS, 3rd iss.; Kiev: Publishing bunch BHV, 2004 847 p.
- [3] *E.M. Farhadzadeh, V.K. Mamed-Veliyev.* Positive stability of problem solving of a reliability theory, M.; An electricity №5, 1980.
- [4] *E.M. Farhadzadeh, A.Z. Muradaliyev, Y.Z. Farzaliyev.* Criterion of the control of experimental data. Azerbaijan National Academy of Sciences, Department of Physical, Mathematical and Technical Sciences, Institute of Physics 3, 2006.

E.M. Fərhadzadə, A.Z. Muradəliyev, Y.Z. Fərzəliyev

İMİTASIYA MODELİNİN DİSPERSİYASININ AZALDIRILMASI ÜSULU

Kalmaqorov filtrinin tətbiqinə əsaslanan, yeni modelləşdirilmiş təsadüfi kəmiyyətlərin dispersiyasının azaldılması üsulu təklif olunmuşdur.

Э.М. Фархадзаде, А.З. Мурадалиев, Ю.З. Фарзалиев

МЕТОДЫ СНИЖЕНИЯ ДИСПЕРСИИ ИМИТАЦИОННОЙ МОДЕЛИ

Предложен новый метод снижения дисперсии моделируемых случайных величин, основанный на применении фильтра Колмогорова.

Received: 10.04.07

Fizika

**Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyası
Fizika-Riyaziyyat və Texnika Elmləri Bölməsi
Fizika İnstitutu**

M ÜNDƏ Rİ CAT

FeIn ₂ Se ₄ laylı monokristalının dielektrik xassələri.	3
. N.N. Niftiyev, O.B. Tağıyev, M.B. Muradov, F.M. Məmmədov	
Elementar hissəciklərin kütlə məhdudiyəti haqqında. A.İ. Muxtarov, R.M. İbadov, U.R. Xocayeva	6
Çoxnuklonlu hadisələrin seçilib ayrılması üçün lazım olan şərtlərin axtarılması	
. Y.H.Hüseynəliyev, M.K. Süleymanov, O.B. Abdinov, A.S. Vodopianov	11
Bircins sərhəd şərtlərini ödəyən elektron keçiricilikli yarımkeçiricinin impedansı.	
. R.H. Yazdanxan, E.R. Həsənov	16
Polyar maye təbəqəsində elektromaqnit şüalanmanın tam udulması şərtlərini müəyyənləşdirən alqoritm	
. R.M. Qasımov, İ.U. İbadzadə, V.V. Boqatov	18
Amorf silisium dioksid kiçik zərrəciklərin optik ekstinsiyası. T.C. İbrahimov, E.K. Hüseynov	22
Kiçik ölçülü spektral cihazlar üçün optik sistemin işıq gücü. N.Y. Yaqubzadə, T.H. Dilbazov	25
İşıq konsentrasiyaları ilə işləyən Bi ₂ Te ₃ – Bi ₂ Se ₃ əsaslı yüksək intensivlikli termofotovoltaik elementlər.	
. Q.M. Əhmədov	29
Yüksək effektivli Günəş enerjisi çevrilməsində silisium fotoelementlərinin temperatur xassələri.	
. V.D. Şükürova	32
Cu ₂ Se diodunun tutumunun təyin edilmə metodu. H.A. Abbasov, S.İ. Mehdiyeva, M.M. Cavadova	36
(PbSe) _{1-x} (CoSe ₂) _x sistemi ərintilərinin termoelektrik xassələrinin tədqiqi.	
. M.Ə. Əlicanov, N.M. Orucov, A.O. Mehrabov, S.M. Əlicanova, H.İ. İ bayev	39
Bir tip keçiriciliyə malik yarımkeçiricilərdə daxili dayanıqsızlıq nəzəriyyəsi.	
. M.B. Cəmşid, E.R. Həsənov	42
Ge-Si bərk məhlullarında gümüşün ikinci akseptor səviyyəsi. Z.Ə. Ağamalıyev	44
Cu – In – S(Te) sistemlərinin üçlü birləşmələr təbəqələrində yaxın atom məsafələri.	
. M.A. Nuriyev, E.E. Ələkbərova, D.İ. İsmayılov	47
Udan altlıq-şəffaflandırıcı örtük: ikilaylı sistemə bucaq altında düşən şaquli polarizasiyalı dalğanın əksi. S.R. Qasımova	50
UB güzgü əksolunma spektrlərində dispers ZrO ₂ -nin elektron altsistemlərində ölçü effektinin yaranması. M.M. Əliyev, E.A. Zelenkova, U.Q. Gözəlov	53
Ag ₂ Se monokristallarının polimorf çevrilmələrinin quruluş və termodinamik aspektləri.	
. Y.İ. Aliyev, Ə.Q. Babayev, C.İ. İsmayılov, Y.Q. Əsədov	56
Al _{0,8} Ni _{0,2} /nSi diodları ayrılma sərhəddinin elektron xassələri.	
. İ.M. Əfəndiyeva, Ş.Q. Əsgərov, L.K. Abdullayeva, M.N. Ağayev, M.H. Həsənov	62
Qeyri-xətti optika metodunun köməyiylə maddənin yüksək tərtibli qavrayıcılığının təyini.	
. Z.H. Tağıyev, R.C. Qasımova, Q.Ə. Səfərova, N.A. Aslanova	66
Ti ₃₂ Hf ₁₈ Ni _{50-x} Cu _x ərintilərində martensit çevrilmələrinin parametrləri. M.B. Babanlı	68
Elektrik təsiri şəraitində adsorbsiya prosesi.	
. A.M. Həşimov, M.Ə. Həsənov, K.B. Qurbanov, R.N. Mehdizadə	76
İmitasiya modelinin dispersiyasının azaldılması üsulu. E.M. Fərhadzadə, A.Z. Muradəliyev, Y.Z. Fərzəliyev	82

СОДЕРЖАНИЕ

Диэлектрические свойства слоистых монокристаллов FeIn_2Se_4	3
. Н.Н. Нифтиев, Ф.М. Мамедов, О.Б. Тагиев, М.Б. Мурадов	
Об ограничении масс элементарных частиц. А.И. Мухтаров, Р.М. Ибадов, У.Р. Ходжаева	6
Поиск критериев отбора многоуклонных событий.	
. Я.Г. Гусейналиев, М.К. Сулейманов, О.Б. Абдинов, А.С. Водопьянов	11
Импеданс полупроводника электронного типа носителей заряда с однородными граничными условиями. Р.Х. Язданхан, Е.Р. Гасанов	16
Алгоритм определения условий безотражательного поглощения электромагнитного излучения в слое полярной жидкости. Р.М. Касимов, И.У. Ибадзаде, В.В. Богатов	18
Оптическая экстинкция малых частиц аморфной двуокиси кремния.	
. Т.Д. Ибрагимов, Е.К. Гусейнов	22
Светосила оптической системы малогабаритного спектрального прибора.	
. Н.Я. Ягубзаде, Т.Г. Дилбазов	25
Высокоинтенсивные термофотовольтаические ячейки на основе Bi_2Te_3 - Bi_2Se_3 применяемые для работы в световых концентраторах. Г.М. Ахмедов	29
Температурные характеристики кремниевых фотоэлементов с высокой эффективностью преобразования солнечной энергии. В.Д. Шукюрова	32
Определение емкости диода на основе Cu_2Se Г.А. Аббасов, С.И. Мехтиева, М.М. Джавадова	36
Исследование термоэлектрических свойств сплавов системы $(\text{PbSe})_{1-x}(\text{CoSe}_2)_x$	
. М.А. Алиджанов, Н.М. Оруджев, А.О. Мехрабов, С.М. Алиджанова, Г.И. Ибаев	39
Теория внутренней неустойчивости в полупроводниках с одним типом носителей заряда.	
. М.Б. Джамшид, Е.Р. Гасанов	42
Второй акцепторный уровень серебра в твердых растворах Ge-Si. З.А. Агамалиев	44
Ближний атомный порядок в пленках тройных соединений систем Cu - In - S(Te).	
. М.А. Нуриев, Э.Э. Алекперова, Д.И. Исмаилов	47
Отражение поперечно-поляризованной волны при ее падении под углом на двухслойную систему: просветляющее покрытие-поглощающая подложка. С.Р. Касимова	50
Проявление размерного эффекта в электронных подсистемных процессах дисперсного ZrO_2 в спектрах УФ-отражения. М.М. Алиев, Е.А. Зеленкова, У.К. Гезалов	53
Структурные и термодинамические аспекты полиморфных превращений в Ag_2Se	
. Ю.И. Алыев, А.Г. Бабаев, Д.И. Исмаилов, Ю.Г. Асадов	56
Электронные свойства границы раздела диодов $\text{Al}_{0,8}\text{Ni}_{0,2}/\text{nSi}$	
. И.М. Эфендиева, Ш.Г. Аскеров, Л.К. Абдуллаева, М.Н. Агаев, М.Г. Гасанов	62
Определение методом нелинейной оптики восприимчивости высшего порядка веществ.	
. З.А. Тагиев, Р.Дж. Касумова, Г.А. Сафарова, Н.А. Асланова	66
Параметры мартенситных превращений в сплавах $\text{Ti}_{32}\text{Hf}_{18}\text{Ni}_{50-x}\text{Cu}_x$ М.Б. Бабанлы	68
Адсорбционный процесс в условиях электрических воздействий.	
. А.М. Гашимов, М.А. Гасанов, К.Б. Гурбанов, Р.Н. Мехтизаде	76
Методы снижения дисперсии имитационной модели.	
. Э.М. Фархадзаде, А.З. Мурадалиев, Ю.З. Фарзалиев	82

CONTENTS

The dielectric properties of layered monocrystals FeIn_2Se_4	3
. N.N. Niftiyev, F.M. Mamedov, O.B. Tagiyev, M.B. Muradov	
About limitation of elementary particles mass.	6
. A.I. Mukhtarov, R.M. Ibadov, U.R. Khodjaeva	
Search for the criteria to select of multinucleon collisions.	11
. Y.H.Huseynaliyev, M.K. Suleymanov, O.B. Abdinov, A.S. Vodopianov	
The semiconductor impedance of electron type charge carriers with homogeneous boundary conditions	16
. R.H. Yazdanxan, E.R. Hasanov	
Algorithm of determining conditions for non-catoptical absorption of electromagnetic radiation in polar liquid strata	18
. R.M. Kasimov, I.U. Ibadzadeh, V.V. Bogatov	
Optical extinction by small particles of amorphous silicon dioxide.	22
. T.D. Ibragimov, E.K. Huseynov	
Lightforce optical system of the small-sized spectral device.	25
. N.Y. Yagubzade, T.G. Dilbazov	
High intensity thermophotovoltaic cells on the basis Bi_2Te_3 - Bi_2Se_3 to light concentration applications	29
. G.M. Akhmedov	
The temperature characteristics of silicon photocells with a high performance of conversion of a solar energy.	32
. V.D. Shukurova	
The determination of diode capacity on the basis of Cu_2Se	36
. H.A. Abbasov, S.I. Mehdiyeva, M.M. Javadova	
Research of thermoelectric properties of $(\text{PbSe})_{1-x}(\text{CoSe}_2)_x$ system alloys.	39
. M.A. Alijanov, N.M. Orujov, M.O. Mehrabov, S.M. Alijanova, H.I. Ibayev	
Theory of internal instability in the semiconductors with one type of charge carriers.	42
. M.B. Jamshid, E.R. Hasanov	
The second acceptor level of argentums in solid solutions Ge-Si.	44
. Z.A. Agamaliyev	
The atomic short-range order parameters in the films of triple compounds of Cu – In – S(Te) system.	47
. M.A. Nuriyev, E.E. Alekperova, D.I. Ismaylov	
The reflection of transversely polarized wave at its incidence angularly on two-layer system: antireflection coating – absorptive substrate.	50
. S.R. Kasimova	
The revealing of dimension effect in electron subsystem processes of dispersed ZrO_2 in spectrums of ultraviolet reflection.	53
. M.M. Aliyev, E.A. Zelenkova, U.G. Gezalov	
The structural and thermodynamic aspects of polymorphic transformations in Ag_2Se	56
. Y.I. Aliyev, A.G. Babayev, D.I. Ismayilov, Y.G. Asadov	
Electronic properties of interface of $\text{Al}_{0.8}\text{Ni}_{0.2}/\text{nSi}$ diodes.	62
. I.M. Afandiyeva, Sh.G. Askerov, L.K. Abdullayeva, M.N. Agayev, M.H. Hasanov	
Determination of media high-order susceptibility by nonlinear optics method.	66
. Z.H. Tagiev, R.J. Kasumova, G.A. Safarova, N.A. Aslanova	
The parameters of martensitic transformations in $\text{Ti}_{32}\text{Hf}_{18}\text{Ni}_{50-x}\text{Cu}_x$ alloys.	68
. M.B. Babanli	
Adsorption treatment of tannery wastewater under the electrical discharges effect.	76
. A.M. Hashimov, M.A. Gasanov, K.B. Gurbanov, R.N. Mekhtizadeh	
Methods of build-down variance of the simulation model.	82
. E.M. Farhadzadeh, A.Z. Muradaliyev, Y.Z. Farzaliyev	