

ISSN 0002-3108

AZƏRBAYCAN MİLLİ ELMLƏR AKADEMİYASI
AZERBAIJAN NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES

FİZİKA-RİYAZİYYAT VƏ TEXNİKA ELMLƏRİ SERİYASI
FİZİKA VƏ ASTRONOMİYA

XƏBƏRLƏR TRANSACTIONS

SERIES OF PHYSICAL-MATHEMATICAL AND TECHNICAL SCIENCES
PHYSICS AND ASTRONOMY

CİLD
VOLUME XXXII

№2

<<ELM>> NƏŞRİYYATI

<<ELM>>PUBLISHERS

BAKİ – 2012 - BAKU

REDAKSİYA HEYƏTİ

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

BURAXILIŞIN REDAKSİYA HEYƏTİ

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

MÜƏLLİFLƏRİN NƏZƏRİNƏ

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

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

1. TİTUL VƏRƏQİ.

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

2. ƏDƏBİYYAT.

Ədəbiyyat siyahısı məqalədə qeyd olunan ardıcılıqla və aşağıdakı qaydada yazılır:

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

3. XÜLASƏ.

Xülasə ayrı vərəqdə digər 2 dildə çap edilir.

4. ŞƏKİLLƏR.

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

5. CƏDVƏLLƏR.

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

6. ÜNVAN.

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

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

PACS 621.383.51

PHOTOVOLTAIC CHARACTERISTICS OF POROUS SILICON/(n⁺-p) SILICON SOLAR CELLS

**T.D.DZHAFAROV, S.S.ASLANOV, S.H.RAGIMOV, M.S.SADIGOV,
A.F.NABIYEVA, S.AYDIN YUKSEL***

*Institute of Physics, Azerbaijan National Academy of Sciences
AZ 1143, Baku, G.Javid ave., 33
Department of Physics, University of Kocaeli*
41380 Kocaeli, Turkey
caferov@physics.ab.az*

поступила 09.01.2012
принята к печати 27.02.2012

Abstract

The purpose of this work is to improve the photovoltaic parameters of the screen-printed silicon solar cells by formation the nano-porous silicon film on the frontal surface of the cell. The photovoltaic characteristics of two type silicon solar cells with and without porous silicon (PS) layer (PS/(n⁺-p)Si and (n⁺-p)Si cell, respectively) were measured and compared. A remarkable increment of short-circuit current density and the efficiency by 48% and 20%, respectively, have been achieved for PS/(n⁺-pSi) solar cell comparing to (n⁺-p)Si solar cell without PS layer.

Keywords: nanoporous silicon, silicon solar cell, efficiency

INTRODUCTION

The surface modification is an important to reduce the surface reflectance and thereby improve the conversion efficiency of silicon solar cells. For this purpose, technique widely used in industrial applications is anisotropic chemical texturization, using an alkaline solution (NaOH solution) etch [1]. However, the reflectance of the textured structures is usually over 10% in the range of wavelength from 300 to 1200 nm. Moreover, there are a few disadvantages of pyramid texturing that the results are not always reproducible, and it is difficult to apply the standard industrial process because the expense is very heavy. In recent years, tetramethylammonium hydroxide (TMAH) solution was used for random texturization [2].

In order to achieve a lower reflectance, antireflection coatings are widely used for silicon solar cell technology. ARC presents thin film of a transparent material with refractive index (n) between those of air ($n=1$) and Si ($n=3.84$). ARCs are generally fabricated by plasma-enhanced chemical vapor deposition (PECVD), resulting in an increase in the cost of solar cells [3].

The solar radiation spectrum is boarded from ultraviolet and visible to infrared wavelengths. A single layer antireflection coating (SLARC) allows a reduction in reflectance only in a narrow wave length region of the solar spectrum. Moreover, the effective reflectance of such coatings still represents about 11% of the incident photon flux [4]. SLARCs include SiN_x, Ta₂O₃, ZnS, Al₂O₃ etc. materials. A wider spectral range (between 450-700 nm) and lower effective reflectance may be obtained by increasing the number of layers, i.e. a double-layers antireflection coating (DLARC) [5]. The most efficient system is currently the ZnS/MgF₂, SiO₂/TiO₂ double-layer coatings. However, these layers are deposited in vacuum by PECVD which constitutes a major drawback for low cost industrial applications.

A promising technique is the formation of porous silicon on the frontal surface of silicon solar cell [6]. The crystalline structure of PS presents a network of silicon in nano (micro)-sized regions surrounded by void space with a very large surface-to-volume ratio

(up to $10^3 \text{ m}^2/\text{cm}^3$). The structure of porous silicon is like a sponge where quantum effects play fundamental role (a quantum sponge) [7]. The pore surfaces are covered with silicon hydrides and silicon oxides and therefore, they are chemically very active. These features of PS (a quantum system, a sponge structure and an extremely large pore surfaces) ensure many possibly applications, such as light emitting diode, antireflection coating in solar cell, hydrogen fuel cell, gas sensor and other applications [8].

A very important advantage of using PS in solar cell is that the surface roughness can reduce the reflectance to very low values. Moreover, adjusting of the band gap of nanoporous silicon by fabrication process is also possible [9]. These peculiarities of PS together with economy of fabrication process make this material very attractive for the industry of solar cells fabrication.

The effective refractive index of PS ($n \approx 2-3$) is lower than that of bulk silicon ($n=3.84$) and it can be altered by changing the porosity and, therefore be used as ARC for silicon solar cells [10].

The potential advantages of nano-porous silicon layer for silicon solar cells consist in a reducing of surface reflection, broadening of band gap and absorption spectrum, surface passivation and removal of the dead diffusion region, possibility to convert ultraviolet energy of solar radiation into visible light, which is absorbed more efficiently in silicon [11,12,13].

The purpose of this paper is to improve the photovoltaic parameters of the screen-printed silicon solar cells by formation the porous silicon layer on the frontal surface of the cell. For this, the structural properties, luminescence and integrated reflection spectra of PS layer have been investigated. The photovoltaic characteristics and the photosensitivity spectra of n^+ -pSi solar cells with and without PS layer on the frontal surface of the cell have been measured and compared.

EXPERIMENT

Monocrystalline p-type silicon wafers with orientation of (100), resistivity about of $3\Omega \text{ cm}$ and thickness of $250 \div 380 \mu\text{m}$ were used for fabrication of solar cells by screen-printed process [14]. The wafers were cleaned in $\text{NaOH}:\text{H}_2\text{O}$ (1:4 in volume) at 80°C for 10 min, in HCl at room temperature for 10min and then etched in $\text{HF}:\text{H}_2\text{O}$ (1:1 in volume) for 1 min. Then samples were dried in deionized (DI) water. Containing phosphorus spin-on dopant (SOD) (KFK-50-10T type) was used as phosphor source. Cleaned surface of wafer was coated with SOD by spin-on technique at room temperature with 2000rpm for 10 seconds. Then the coated samples were baked at 600°C for 2 min for destruction of the coating.

The n^+ -p junction was formed by phosphorus diffusion from SOD into p-type silicon substrate at 950°C for 25 min in a tube furnace. The phosphosilicate glass layer was removed from the silicon surface with hydrofluoric acid solution ($\text{HF}:\text{H}_2\text{O}$, 1:9). n^+ emitter layer with $0.5 \div 1.0 \mu\text{m}$ thickness and $15 \div 20 \Omega/\square$ sheet resistance was formed as a result of phosphorus diffusion. The electrical contacts were made by screen-printed process with a Du Ponte photovoltaic silver paste for front and silver with 3% aluminum paste for the back contact. Samples with silver contacts were baked at 200°C for 10 min and then metallization at 800°C for 10 min in the conventional annealing furnace was done (Fig. 1). Antireflection coating, texturization and surface passivation have not been made in this work.

Choice of optimal thickness of porous silicon layer as ARC on surface of n^+ -p silicon solar cell and the refractive index which strongly depends on porosity [15] was defined from conditions presented lower.

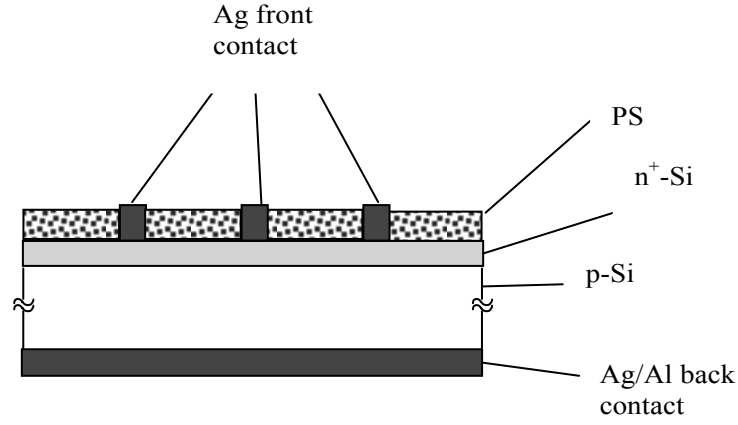


Fig. 1.
The structure of the PS/(n⁺-p) Si solar cell.

The optimization of parameters of ARC (the refractive index and thickness) was based on the stratified medium theory and the Bruggeman effective medium approximation (EMA) [16]

The zero-reflection for normal incidence of light on ARC/Si system is given [17]

$$n_{arc} = \sqrt{n_0 n_{Si}} \quad (1)$$

where, n_{arc} , n_{Si} and n_0 are the refractive indexes of antireflection coating, silicon and the ambient medium respectively.

The optimal single layer thickness (d_{arc}) for minimum reflection for wavelength λ is defined by equation [18]

$$d_{arc} = \frac{\lambda}{4n_{arc}} \quad (2)$$

If conditions (1) and (2) for air/ARC/Si system are to be satisfied ($n_0=1$ for air and $n_{Si}=3.84$ for Si), then the optimal values of refractive index and thickness (a quarter of wavelength) of porous silicon layer, playing the role of ARC must be (for $\lambda=650\text{nm}$) $n_{arc}=1.96$, and $d_{arc}=83\text{nm}$ respectively. For glass/PS/Si system with encapsulating glass refractive index of $n_g=1.55$, optimal values for n_{arc} and d_{arc} of PS are 2.45 and 65nm respectively.

Taking into account the refractive index, depending on porosity of porous silicon given in [15], one may conclude that the porous silicon layer of $80\div 90\text{nm}$ thickness and about of 55% porosity ($n=2$) can act as ARC having minimum reflectance, that in turn shall result in improve the photovoltaic parameters of PS/(n⁺-p)Si solar cells.

Formation of porous silicon layer on n⁺-surface of device was performed on the final step of the solar cell fabrication sequence. Fabrication of PS layer on n⁺-p junction was carried out in galvanostatic condition (constant current) under illumination, using the teflon electrochemical cell, which design provided for ohmic contact to metal back side of silicon. The n⁺-p junction was placed in an electrolyte solution HF:ethanol:water (1:1:1 in volume). A platinum wire electrode was used as a cathode at a distance of 3 cm from n⁺Si surface which acted as the anode. For obtaining PS layers with different thicknesses, a set of runs wase performed by using a constant current density for different anodization time. The growth rate of porous silicon on Si substrate, measured in our run for current density of 60mA/cm^2 , was about 8nm/s , that is close with data, presented in [19]. Therefore, the time of electrochemical etching under a constant current of 40, 50 or

$60\text{mA}/\text{cm}^2$ was $8\div 15$ seconds. As a result, blue colored PS layer between the grid fingers on the surface of n^+ -emitter silicon solar cell have been obtained (Fig.1).

Moreover, the porous silicon layers were formed also on silicon wafers. The electrical contact on back surface of n-type silicon wafers resistivity of $\rho=8\cdot 10^{-3}\Omega\cdot\text{cm}$ was made by screen-printed process with Ag/Al paste. Electrochemical etching of silicon wafers were carried out at the same condition, those for n^+ -p junction, but only the duration of etching of silicon wafers was more than that for ready solar cells. The anodization time ranged from 10 seconds to 30 minute. For some measurements, the PS layers were then detached from Si substrate by electropolishing process [20]. Free-standing PS layers were characterized by porosity, thickness, resistivity, luminescence and reflectance measurements. Resistivity measuring, carried out by Van der Pauw technique on the free-standing porous silicon layer of 60% porosity, gave $3\cdot 10^4\Omega\cdot\text{cm}$.

The average porosity (P) and thickness (d) of porous layer was obtained by gravimetry [20,21]. The fabricated solar cells (without and with porous silicon layers) were characterized by current-voltage (I-V) measurements under illuminated (AM 1.5), using Solar Analyzer ("Prova 200") and in the dark. The spectral distribution of photosensitivity (the short-circuit current) of cells was analyzed in the wavelength range $300\div 1100\text{nm}$ at 300K.

The surface morphology and structural properties of prepared samples were obtained by using scanning electron microscopy (SEM) (JSM-5410LV). The photoluminescence spectrum was done using SDL spectrometer. A beam of 337.1 nm from nitrogen laser was used for excitation. An examination of photoluminescence peak intensity (at 580 nm) distribution along PS layer thickness was performed by successive removal of thin films from PS (using KOH solution) and measuring photoluminescence intensity. The integrated reflectance of porous Si was measured at room temperature by UV-VI spectrometer ("Specord-250") in the wavelength range $300\div 1000\text{nm}$. The spectral response of solar cells analyzed in the wavelength range $300\div 1100\text{nm}$ at 300K.

RESULTS AND DISCUSSION

The gravimetry measuring of the average porosity for PF layers fabricated at current density of $40\div 60\text{mA}/\text{cm}^2$ showed that it varies from 50 to 70%. SEM micrograph of the front PS surface is shown in Fig. 2. Cross cut representation of nanoporous silicon layer showed that the pores have a conical form.

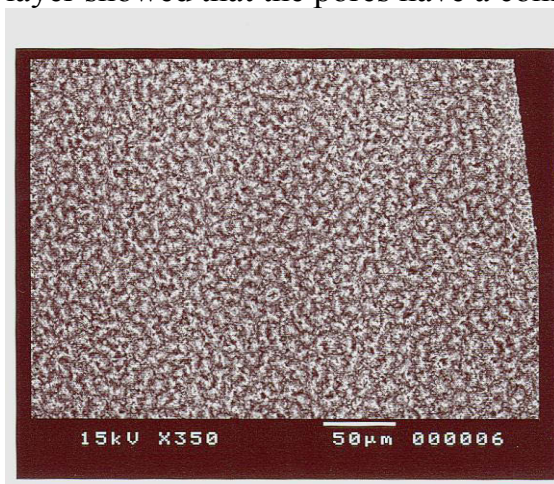


Fig. 2.

SEM micrograph of the porous silicon surface.

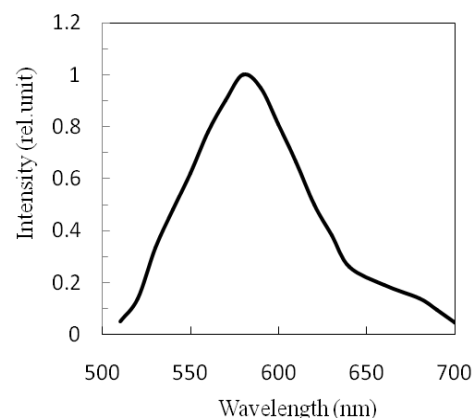


Fig. 3

The photoluminescence spectra for porous silicon layer.

Fig.3 shows the photoluminescence spectrum of PS layer (60% porosity) on Si substrate. One can see that the spectrum illustrates the peak at $\lambda=580\text{nm}$ (the orange region of solar spectrum). Measurements of distribution of photoluminescence intensity along the thickness of PS layer (of thickness $10\mu\text{m}$) showed that the intensity approximately linearly decreases from the surface into film thickness. These similar results were also obtained on investigations of samples with PS layers of different thickness. Observation of photoluminescence in PS at visible region of the spectrum can be interpreted by quantum confinement effect causing the confinement of the charge carriers in nano-crystalline silicon wall separating the pore [9].

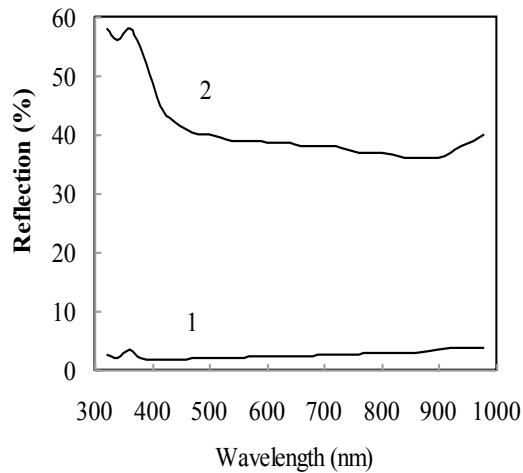


Fig. 4.

The reflection spectra of (1) porous silicon and (2) silicon substrate.

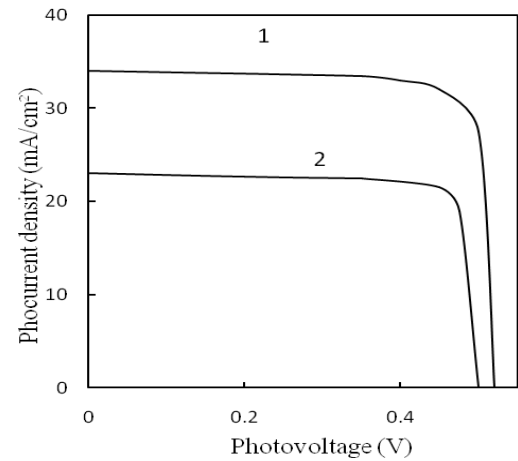


Fig. 5.

Photocurrent density-voltage characteristics of n⁺-p silicon solar cell (1) with and (2) without PS layer.

The integrated reflectance spectra of the polished silicon surface before and after porous silicon layer formation are plotted in Fig.4. It can be seen from Fig. 4 (3) that the PS layer illustrates the significant lowering the reflectance (about 4% in the range of $400\div1000\text{nm}$ wavelength) as compared to polished silicon (about $38\div45\%$). These data show that PS on n⁺-p silicon solar cell can be used as effective antireflection coating.

The current-voltage characteristic of PS/n⁺Si structure (without n⁺-p junction) discovered the ohmic behavior. The current-voltage characteristics of n⁺-p silicon solar cells without and with porous silicon layer (n⁺-pSi and PS/(n⁺-p)Si structures respectively), measured under AM1.5 illumination, have been presented in Fig. 5. As a result of the PS coating, the increase of the short-circuit current density from 23.1 to 34.2mA/cm^2 , the open-circuit voltage from 500 to 520 mV and the conversion efficiency from 12.1 to 14.5% have been observed. The experimental results of the photovoltaic parameters for thirty solar cells before and after formation of PS layer on n⁺-emitter surface showed that the mean increment of photocurrent density is about 48% (Table 1). At the same time, the open-circuit voltage increase is about 4% . The mean efficiency of photovoltaic conversion for solar cells with PS layer increased from 12 to 14.5% , what equals a relative increment about of 20%

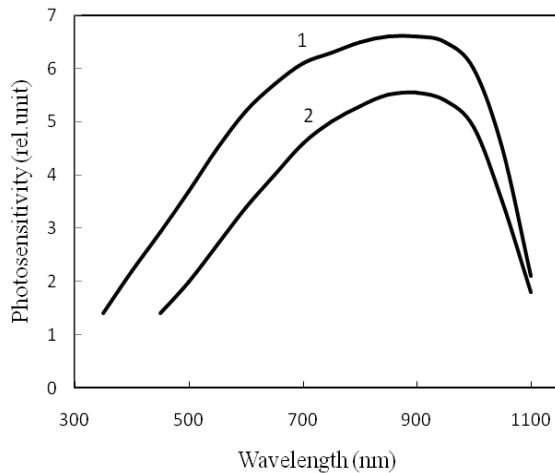
Analysis the current-voltage characteristics of solar cells without and with PS layer showed that the series resistance of the cell changes weakly (from 3.09 to 2.94Ω) and the parallel resistance increases (from 274 to 315Ω) as a result of formation of PS layer of 90nm thickness. The increase in the parallel resistance of cell, which defines the resistance of junction, can be attributed to gettering of non-controlled impurities by both

PS due to the gradient diffusion and electro-diffusion of impurities in PS/(n⁺-p)Si cell under electrical field, applied during PS fabrication in electrochemical setting [23].

Table 1.

The mean values of photovoltaic parameters for silicon solar cells before and after PS formation. J_{sc} is the short circuit current density, V_{oc} is the open-circuit voltage

Solar cell parameters	Without PS	With PS	Change%
J_{sc} (mA/cm ²)	22.5	33.4	48
V_{oc} (mV)	490	520	4
Eff (%)	12.1	14.5	20



The photosensitivity spectra of the solar cells with and without PS layer were presented in Fig. 6. The value of photosensitivity for PS/(n⁺-p)Si cell is larger (by about 25%) and the spectral photosensitivity region is considerably wider than that for (n⁺-p)Si cell without PS layer.

Fig. 6.

The photosensitivity spectra of (1) PS/n⁺-pSi and (2) n⁺-p Si solar cells.

To summarize, the following experimental facts related to influence of PS layer on the photovoltaic characteristics of PS/(n⁺-p)Si solar cells were solidly established:

- PS layer fabricated on n⁺Si shows the photoluminescence peak at wavelength of 580nm and intensity of this peak decreases along porous silicon thickness (Fig.3).
- The integrated reflectance between 400÷1000nm for porous silicon is significantly lower (about 4%) than that for Si polished surface (about of 40%) (Fig.4).
- An improvement in the short-circuit current of 48%, the open-circuit voltage of 4% and efficiency of 20% is achieved for PS/(n⁺-p)Si solar cell with PS layer comparing to cell without PS layer ((n⁺-p)Si solar cell) (Table 1).
- The increase of photosensitivity by about 25% and the broadening of the spectral photosensitivity region into the ultraviolet part of solar radiation spectrum for cell with PS layer was observed (Fig. 6).
- Formation of PS layer on silicon solar cell very weakly changes the series resistance and same time it significantly increases (by 15%) the parallel resistance of the cell.

Thus, formation PS layer on surface of n⁺-pSi solar cell (PS/(n⁺-p)Si cell) results in increase of short-circuit current by 48%, the open-circuit voltage by 4% and the conversion efficiency of 20%. The significant improvement of photovoltaic characteristics of PS/(n⁺-p)Si solar cell can be attributed twofold role of porous silicon layer on surface of n⁺-emitter. On the one hand, it discovers the role the antireflection coating, increasing the incident photon flow on p⁺-n junction and on the other hand, it plays the role wide-band gap optical window (about of 1.8÷2.0eV for PS of 60% porosity [21.24]), broadening the spectral region of photosensitivity of the cell to ultraviolet part of solar spectrum.

Change the porosity along of thickness of PS layer can also stimulates the improvement of the photovoltaic parameters of solar cells. Experimentally observed decrease of intensity of the photoluminescence peak at 580nm along thickness of PS layer, consisting from pores of conical form, can be circumstantial evidence for decrease

of porosity with thickness. Taking into account that the band gap energy of nanoporous silicon increases with increment of porosity due to quantum confinement of carrier charges [22], one can suppose that the porous silicon layer on (n⁺-p)Si cell is semiconductor with variable band gap width (changing from about 1.8÷2.0eV on front PS surface to 1.1eV on PS/n⁺Si interface). As a result, the internal electrical field of the varigap porous layer can also increase of photocurrent, generated in PS/n⁺-pSi solar cell.

The photovoltaic parameters of solar cell, as known, depend on the series resistance, resulting in worsening of characteristics. Our estimations showed that contribution of additional resistance of the PS layer (thickness of 90 nm, surface area of 10cm² and resistivity of 3·10⁴Ω·cm) is negligible small (about 3·10⁻²Ω) in comparing to series resistance of (n⁺-p)Si solar cell (about of 2Ω).

CONCLUSIONS

The comparative analysis of PS/Si and Si solar cells showed that the formation of nano-porous silicon layer onto the frontal surface of cell greatly improves performance. The increment of the short-circuit current density, the open-circuit voltage and the efficiency for PS/Si solar cells are 48%, 4% and 20%, respectively, as compared with those for Si cells. Moreover, the marked broadening of photosensitivity spectrum in ultraviolet region of the solar spectrum is observed for PS/Si cells. In additions, reduced reflection (up to 4%) of the incoming light is demonstrated. The improvement of the photovoltaic parameters of PS/Si solar cells can be attributed to three-fold role of porous silicon layer on the top surface of Si cell: (1) PS layer acts as antireflection coating, decreasing the optical losses and thereby increasing the short-circuit current, (2) PS layer acts as wide-band gap window (due to quantum confinement effect) on the silicon surface, broadening the spectral sensitivity region of the cell, and (3) The internal electric field of the varigap porous layer on n⁺-pSi cell, which stimulates an increase in short-circuit current. The simplicity and cheapness of the electrochemical fabrication of PS on Si surface make it as a suitable technique for high efficiently silicon solar cell manufacturing.

1. M.A.Green, *Limiting efficiency of bulk and thin-film silicon solar cells in the presence of surface recombination*, *Progress in Photovoltaic*, **7** (1999) 327-338.
2. P.Papet, O.Nichiporik, A.Kaminski et al., *Pyramid texturing of silicon solar cell with TMAH chemical anisotropic etching*, *Solar Energy Materials and Solar Cells*, **90** (2006) 2319-2325.
3. Z.Z.Chen, P.Sana, J.Salami et al., *A novel and effective PECVD SiO₂/SiN antireflection coating for Si solar cells*, *IEEE Trans Electron Devices*, **40** (1993) 1161-1168.
4. D.Bouhafs, A.Moussi, A.Chikouche, J.M.Ruiz, *Design and simulation of antireflection coating systems for optoelectronic devices: application to silicon solar cells*, *Solar Energy Mater. Sol. Cells*, **52** (1998) 79-93.
5. J.Zhao, A.Wang, P.Alternatt, M.A.Green, *24% Efficient Si solar cells*, *Appl. Phys. Lett.*, **66** (1995) 3636-3641.
6. P.Menna, G.Di Francia, V.La Ferrara, *Porous silicon in solar cell: A review and a description of its application as an AR coating*, *Solar Energy Mater. Solar Cells*, **37** (1997) 13-24.
7. O. Bisi, S.Ossicini, L.Pavesi, *Porous silicon: a quantum sponge structure for silicon based applications*, *Surface Science Reports*, **38** (2000) 1-126.
8. T.D.Dzhafarov, S.Aydin Yuksel, *Nano-porous silicon for gas sensor and fuel cell applications*, *Journal of Gafgaz University*, №25 (2009) 20-35.
9. M.A.Green, *Thin film solar cells: review of materials, technologies and commercial status*, *J. Mater. Sci: Mater. Electron.*, **18** (2007) S15-S28.

10. A.Krotkus, K.Grigoras, V.Pacebutas, *Efficiency improvement by porous silicon coating of multicrystalline solar cells*, *Solar Energy and Mater. Solar Cells*, **45** №.3 (1997) 267-273.
11. V.Y.Yerokhov, I.I.Melnik, *Porous silicon in solar cell structures: a review of achievements and modern directions of further use*, *Renewable and Sustainable Energy Rev.*, **3** (1999) 291-322.
12. S.Bastide, S.Strehlke, M.Cuniot et al., *Porous silicon emitter for silicon solar cells*, *Proc. 13 European Photovoltaic Solar Energy Conference, Nice*, (1995) 1280-1283.
13. A.Ramizy, Z.Hassan, K.Omar, Y.Al-Douri, M.A.Mahdi, *New optical features to enhance solar cell performance based on porous silicon*, *Appl. Surf. Science*, **257** (2011) 6112-6117.
14. D.Neuhauser, A.Munzer, *Industrial silicon wafer solar cells*, *Advances in Optoelectronics*, **2008** №4 (2007) 1-15.
15. J.Kim, *Formation of porous silicon anti-reflection layer for a silicon solar cell*, *Journal of the Korean Physical Society*, **50** (2007) 1168-1171.
16. M.Born, E.Wolf, *Principles of Optics*, Pergamon Press, (1970).
17. A.M.Goodman, *Optical interference method for measuring of refractive index and thickness of a transparent layer*, *Appl. Optics*, **17** (1978) 2779-2785.
18. B.L.Sopori, R.A.Pryor, *Design of antireflection coatings for textured silicon solar cells*, *Solar Cells*, **8** (1983) 249-254.
19. L.Ramache, A.Mahdjoub, E.Fourmond, J.Dkpuis, M.Lemiti, *Design of porous silicon/PECVD SiO_x antireflection coating for silicon solar cells*, *Proc. Inter. Conf. on Renewable Energies and Power Quality (ICREPO-10), Granada, Spain, March*, (2010).
20. T.D.Dzhafarov, C.Oruc, S.Aydin, *Humidity-voltaic characteristics of Au-porous silicon interfaces*, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **37** (2004) 404-409.
21. T.D.Dzhafarov, S.Aydin Yuksel, *Nano-porous silicon-based mini hydrogen fuel cells*, in: *Alternative Fuel* (Ed. M. Manzanera) Intech, Rijeka, Croatia, (2011) 309-346.
22. L.T.Canham, *Silicon quantum wire array fabrication by electrochemical and chemical dissolution of wafers*, *Appl. Phys. Lett.*, **57** (1990) 1046-1054.
23. G.B.Abdullaev, T.D.Dzhafarov, *Atomic Diffusion in Semiconductor Structures*, Harwood Academic Publisher, New York, (1987).
24. C.Pickering, M.I.J.Beale, D.J.Robbins, P.J.Pearson, R.Greef, *Optical studies of the structure of porous silicon films formed in p-type degenerate and non-degenerate silicon*, *J. Phys.*, **C17** (1984) 6535-6552.

MƏSAMƏLİ SILISIUM/(n⁺-p) SILISIUM GÜNƏŞ ELEMENTLƏRİNİN FOTOVOLTAİK XARAKTERISTİKALARI

T.C. CƏFƏROV, Ş.S.ASLANOV, Ş.X.RAHIMOV, M.S.SADIGOV, A.F.NƏBIYEVA, S.AYDIN YÜKSEL

Bu işin məqsədi, nano-məsamli silisium (MS) təbəqəsinin (n⁺-p) silisium günəş elementinin üzərində yaradılması ilə (MS/(n⁺-p) Si elementi), günəş elementinin effektivliyinin artırılmasından ibarətdir. Göstərilmişdir ki nano-məsamli silisium, anti-əksedirici təbəqə olaraq, (MS/ (n⁺-p) Si) günəş elementinin fotovoltaiik parametrlərini qısa devrə cərəyan sıxlığını 48% və effektivliyi 20% qədər artırır.

ФОТОВОЛЬТАИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОРИСТЫЙ КРЕМНИЙ/(n⁺-p)КРЕМНИЙ СОЛНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Т.Д.ДЖАФАРОВ, Ш.С.АСЛАНОВ, Ш.Х.РАГИМОВ, М.С.САДЫГОВ, А.Ф.НАБИЕВА, С.АЙДЫН ЮКСЕЛ

Целью настоящей работы является улучшение фотовольтаических параметров кремниевого солнечного элемента путем создания слоя нанопористого кремния на фронтальной поверхности элемента. Показано, что фотовольтаические параметры солнечных элементов с антиотражающим покрытием из нанопористого кремния значительно выше (плотность фототока короткого замыкания на 48%, эффективность преобразования на 20%), чем соответствующие параметры для солнечного элемента без покрытия.

Редактор: Г.Аждаров

РАСЧЕТ ИЗ ПЕРВЫХ ПРИНЦИПОВ ПАРАМЕТРОВ УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЙ СЛОИСТОГО ПОЛУПРОВОДНИКА $\epsilon - GaSe$

ЗАКИР А.ДЖАХАНГИРЛИ, Н.Т.МАМЕДОВ

*Институт Физики НАН Азербайджана
AZ 1143, Баку, пр. Г.Джавид, 33
Азербайджанский технический университет
AZ 1073, Баку, пр. Г.Джавид, 25
cahanzakir@yahoo.com*

поступила 12.12.2011
принята к печати 06.01.2012

РЕФЕРАТ

Используя расчеты из первых принципов в рамках пакет-программ ABINIT и LAPW, минимизацией полной энергии, оптимизирована кристаллическая структура слоистого полупроводника $\epsilon - GaSe$. Определены все параметры уравнений Мурнагана и Бирч-Мурнагана, описывающих равновесное состояние этой кристаллической структуры. На основе данных, полученных из расчетов и из уравнения состояния Мурнагана, построен график зависимости полной энергии от объема.

Ключевые слова: ABINIT, LAPW, уравнения состояния Мурнагана и Бирч-Мурнагана

Теоретическое и экспериментальное исследование колебательных спектров кристаллов представляет важное значение, поскольку оно является источником информации об их структуре, совершенстве, перестройках структуры при фазовых переходах, о характере межатомного взаимодействия. Важно упомянуть, что определение точной ионной и решеточной релаксации существенно для корректных вычислений динамики решетки. Для более детального исследования особенностей природы химической связи, электронной и фононной структуры необходимо найти оптимизированные значения параметров кристаллических структур - постоянные решетки и параметры, определяющие положение атомов в элементарной ячейке.

В настоящей работе приведены результаты расчета из первых принципов с помощью пакет-программ WIEN2k [1] с использованием метода линеаризованных присоединенных плоских волн [2] (LAPW- Linearized Augmented Plane Wave) атомных координат в элементарной ячейке и параметров уравнений состояния Мурнагана [3] и Бирч-Мурнагана [4] слоистого полупроводника $\epsilon - GaSe$. Оптимизированные параметры кристалла рассчитаны также из первых принципов с помощью пакет-программ ABINIT [5,6] на основе псевдопотенциалов Hartwigsen-Goedecker-Hutter (HGH) [7] и Troullier-Martins (TM) [8] с использованием приближения функционала плотности (DFT) [9] в приближении локальной плотности (LDA) [10]. Корреляционные эффекты учтены по схеме Ceperley-Alder-Perdew-Zunger [11]. В разложении волновой функции были использованы плоские волны с энергией меньше 40Ha. Результаты обоих расчетов хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Полупроводниковые кристаллы структурного типа $\epsilon - GaSe$ состоят из слабосвязанных слоев, каждый из которых включает в себя четыре атомные плоскости в последовательности Se-Ga-Ga-Se [12]. Внутри слоя атом металла тетраэдрически окружен тремя атомами халкогена и одним атомом металла и образует с ними химические связи ионно-ковалентного характера. Монокристалл $\epsilon - GaSe$ имеет гексагональную структуру с пространственной группой симметрии

D_{3h}^1 . Элементарная ячейка содержит два слоя по две формульные единицы в каждом.

Когда кристалл подвергается деформации, меняются и параметры решетки, и параметры, определяющие положение атомов. Известно, что давление определяется производной полной энергии от давления при постоянной энтропии S

$P = -\left(\frac{\partial E}{\partial V}\right)_S$, а модуль всестороннего сжатия – производной давления по объему при

постоянной температуре $B = -V\left(\frac{\partial P}{\partial V}\right)_T$. На эксперименте производная модуля

всестороннего сжатия находится при малых изменениях давления $B' = \left(\frac{\partial B}{\partial P}\right)_T$.

Если принять, что $B' = B'_0$, то $B = B_0 + B'_0 P$. Тогда

$$\frac{dV}{V} = -\frac{dP}{B_0 + B'_0 P}. \quad (1)$$

После интегрирования этого выражения имеем

$$P(V) = \frac{B_0}{B'_0} \left(\left(\frac{V_0}{V} \right)^{B'_0} - 1 \right) \quad (2)$$

$$P(V) = \frac{B_0}{B'_0} \left(\left(\frac{V_0}{V} \right)^{B'_0} - 1 \right), \quad (3)$$

откуда получим

$$V(P) = V_0 \left(1 + B'_0 \frac{P}{B_0} \right)^{-1/B'_0}. \quad (4)$$

Как известно, с изменением равновесного объема V_0 элементарной ячейки на малую величину полная энергия кристалла увеличивается. Уравнение состояния Мурнагана описывает зависимость полной энергии E от изменения объема V элементарной ячейки.

$$E(V) = E_0 + \left[\frac{B_0 V}{B'_0} \left(\frac{(V_0/V)^{B'_0}}{B'_0 - 1} + 1 \right) - \frac{B_0 V}{B'_0 - 1} \right] \frac{1}{14703.6}, \quad (5)$$

где $E_0 = E(V_0)$ – энергия, соответствующая равновесному объему V_0 , $B = -V(\delta P / \delta V)_T$ – модуль всестороннего сжатия, B_0 – тот же параметр в состоянии равновесия, соответствующий давлению $P = 0$, $B' = (\delta B / \delta P)_T$ – его первая производная по давлению при постоянной температуре.

Параметры, входящие в уравнение состояния Мурнагана, были подобраны таким образом, чтобы зависимость полной энергии от объема элементарной ячейки $E(V)$ (Рис.1), полученная из уравнения (сплошная линия), проходила через рассчитанные точки.

Согласно полученным результатам расчетов объем элементарной ячейки в состоянии равновесия $V_0 = 1377.4474$ а.е., модуль всестороннего сжатия $B_0 = 70.8908$ ГПа, его производная по давлению $B'_0 = 1.1534$. Эти результаты хорошо согласуются с расчетами, проведенными по уравнению Бирч-Мурнагана (таблица 3.1).

$$E(V) = E_0 + \frac{9V_0 B_0}{16} \left\{ \left[\left(\frac{V_0}{V} \right)^{\frac{2}{3}} - 1 \right]^3 B'_0 + \left[\left(\frac{V_0}{V} \right)^{\frac{2}{3}} - 1 \right]^2 \left[6 - 4 \left(\frac{V_0}{V} \right)^{\frac{2}{3}} \right] \right\} \frac{1}{14703.6}$$

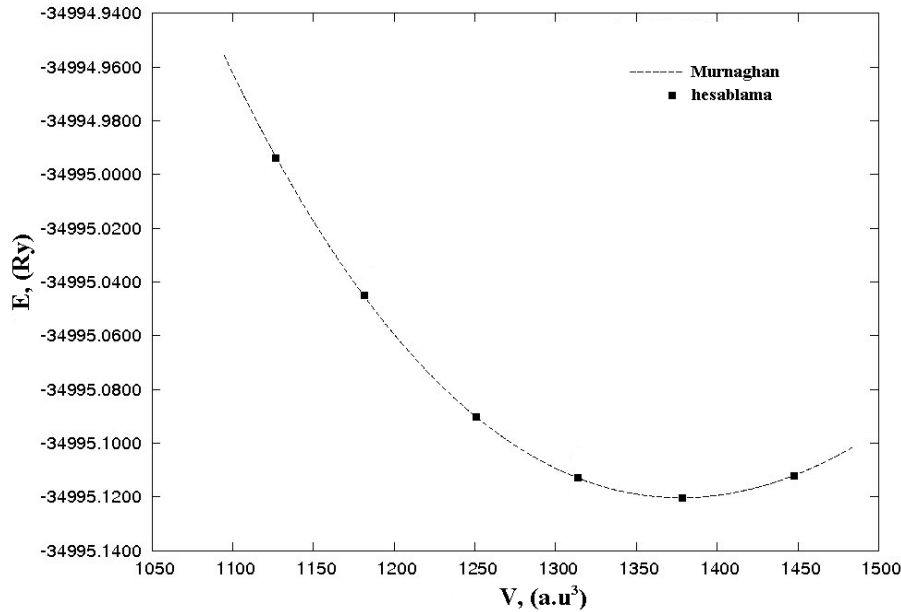


Рис. 1.
Зависимость полной энергии
от объема элементарной
ячейки.

Таблица 1.

Параметры уравнения Мурнагана и Бирч-Мурнагана для $\varepsilon - GaSe$

параметры	$\varepsilon - GaSe$	
	Мурнагана	Бирч-Мурнагана
V_0 (a.u.)	1377.4474	1375.7241
E_0 (Ry)	-34995.120325	-34995.121251
B_0 (GPa)	70.8908	70.7312
B'_0	1.1534	1.2248

Расчеты координат атомов проводились PORT методом (пакет-программ WIEN2k) минимизации сил, действующих на каждый атом. Процесс минимизации осуществлялся до тех пор, пока модули сил $|\vec{F}| < 2 \frac{mRy}{a.u.}$.

Расчеты параметров осуществлялись и с помощью пакет-программ ABINIT, в приближении линейного отклика, псевдопотенциалами NGH и TM сохраняющими нормы. В разложении волновой функции были учтены плоские волны с энергией до 40Ha, которые обеспечивают хорошую сходимость полной энергии. Интегрирование по 3Б совершено разбиением 8x8x4 согласно схеме Монкхорста-Пака. Равновесная структура определена минимизацией полной энергии относительно параметров решетки, а внутренние параметры структуры оптимизированы с помощью сил Гельмана-Фейнмана. Процесс минимизации осуществлялся до тех пор, пока модули сил $|\vec{F}| < 10^{-7} \text{Ha/Bohr}$. Вычисления

параметров в равновесном состоянии проводились с учетом постоянства отношения параметров решетки a и c . При определении параметров кристаллической решетки, изменение объема элементарной ячейки составляло $\pm 8\%$.

В Таблице 2. приведены рассчитанные параметры решетки и координаты атомов, расположенных в неэквивалентных положениях в равновесном положении вместе с экспериментальными данными.

Таблица 2.

Параметры решетки рассчитанные ABINIT и LAPW для $\varepsilon - GaSe$.

Qəfəs parametrləri	LAPW	ABINIT		Эксперимент [12]
		HGH	TM	
$a, \text{\AA}$	3.653	3.674	3.598	3.755
$c, \text{\AA}$	15.562	15.574	15.561	15.946
$z (Ga_I)$	0.074	0.074	0.074	0.075
$z (Ga_{II})$	0.574	0.574	0.574	0.575
$z (S_I)$	0.149	0.149	0.148	0.150
$z (S_{II})$	0.649	0.649	0.648	0.650

Рассчитанные нами параметры кристаллической решетки и координаты атомов в элементарной ячейке хорошо согласуются с литературными данными [12]. Следует отметить, что полученные результаты дают возможность рассчитать в дальнейшем фононный спектр и изучить влияние деформации на электронные и оптические свойства $\varepsilon - GaSe$.

1. K.Schwarz, P.Blaha, G.Madsen, *Electronic structure calculations of solids using the WIEN2k package for material science, Computer Physics Communications*, **147** (2002) 71-76.
2. K.Schwarz, P.Blaha, *Quantum Mechanical Computations at the Atomic Scale for Material Sciences, WCCM V, Vienna, Austria*, (2002), ISBN 3-9501554-0-6.
3. F.D.Murnaghan, *The Compressibility of Media under Extreme Pressures, Proceedings of the National Academy of Sciences*, **30** (1944) 244-247.
4. F.Birch, *Finite Elastic Strain of Cubic Crystals, Physical Review*, **71** (1947) 809-824.
5. X.Gonze, J.M.Beuken, R.Caracas et al., *First-principles computation of material properties: the ABINIT software project, Comput. Mater. Sci.*, **25** (2002) 478-492.
6. *The ABINIT code is a common project of the Universite Catholique de Louvain, Corning Incorporated, and other contributors* ([http:// www.abinit.org](http://www.abinit.org)).
7. C.Hartwigsen, S.Goedecker, J.Hutter, *Relativistic separable dual space Gaussian pseudopotentials from H to Rn, Phys. Rev. B*, **58** (1998) 3641-3662.
8. N.Troullier, J.Martins, *Efficient pseudopotentials for plane - wave calculations, Phys. Rev. B*, **43** (1991) 1993-2006.
9. P.Hohenberg, W.Kohn, *Inhomogeneous electron gas, Phys. Rev.*, **136** (1964) B864- B871.
10. W.Kohn, L.Sham, *Self-Consistent Equations Including Exchange and Correlation Effects, Phys. Rev.*, **140** (1965) A1133-A1138.
11. J.Perdew, A.Zunger, *Self interaction correction to density functional, Phys. Rev. B*, **23** (1981) 5048-5078.
12. A.Kuhn, A.Chevy, R.Chevaller, *Crystal structure and interatomic distances in GaSe, Phys. Stat. Sol.(a)*, **31** (1975) 469-475.

**TƏMƏL PRİNSİPLƏRDƏN $\varepsilon - GaSe$ KRİSTALI ÜÇÜN HAL TƏNLIYI PARAMETRLƏRİNİN
TƏYİNİ**

Z.A.SAHANGIRLI, N.T.MAMEDOV

Təməl prinsiplərdən ABINIT proqramlar paketi və LAPW metodu istifadə olunmaqla tam enerjinin minimuma gətirilməsi yolu ilə $\varepsilon - GaSe$ laylı yarımkəçiricisi üçün kristal quruluşu optimizasiya olunmuşdur. Bu kristalın Murnaghan və Birch-Murnaghan hal tənliklərinin bütün parametrləri təyin edilmişdir. Hesablamadan alınmış və Murnaghan hal tənliyinə görə təyin edilmiş qiymətlər əsasında tam enerjinin həcmdən asılılıq əyrisi qurulmuşdur.

**CALCULATION OF THE PARAMETERS OF THE EQUATION OF STATES FOR $\varepsilon - GaSe$
FROM FIRST PRINCIPLES**

Z.A.JAHANGIRLI, N.T.MAMEDOV

The crystal structure of layered semiconductor $\varepsilon - GaSe$ has been optimized using first principle calculations within ABINIT and LAPW program packages. All parameters of Murnaghan and Birch-Murnaghan equations defining the equilibrium state of the crystal structures have been determined. The dependence of total energy from volume has been drawn using results received from calculations and from the equation of states of Murnaghan

Редактор: М.Бабаев

УДК 621.315.59

ВЛИЯНИЕ ПЛОЩАДИ ЗАТВОРА НА СВОЙСТВА $\text{Al-SiO}_2\text{-Si}$ СТРУКТУР

Э.А.ДЖАФАРОВА, З.А.ИСКЕНДЕРЗАДЕ*, Л.А.АЛИЕВА, Э.С.ТАПТЫГОВ

*Институт физики НАН Азербайджана
AZ 1143, Баку, пр. Г.Джавида, 33
Азербайджанский технический университет*
AZ 1073, Баку, пр. Г.Джавида, 25
celmiral@rambler.ru*

поступила 12.12.2011
принята к печати 06.01.2012

РЕФЕРАТ

Исследованы реактивные свойства $\text{Al-SiO}_2\text{-(n,p)Si}$ структур в исходном высокоомном состоянии и после переключения в низкоомное состояние. В высокоомном состоянии эта структура ведет себя как обычная МДП-структура. Вычислена величина поверхностного заряда на границе Si-SiO_2 ($Q_s \sim 3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$). Оценено значение диэлектрической проницаемости окисла SiO_2 ($\epsilon = 3.46$). Изучено влияние площади дискретного контакта (Al) на емкость р-п перехода. С ростом площади верхнего контакта величина начальной емкости возрастает.

Ключевые слова: кремний, МДП-структура, переключение, р-п переход, вольт-емкостные характеристики.

ВВЕДЕНИЕ

Известно, что тонкая пленка двуокиси кремния является перспективным материалом для создания переключателей и элементов памяти, а также широко применяется в планарной технологии в качестве изоляции и защиты поверхности кремниевых интегральных микросхем и для создания пассивных элементов. Использование тонкой пленки двуокиси кремния в качестве активного слоя в МДП-структурах является его новым применением. Интерес к исследованию свойств границы раздела Si-SiO_2 не иссекает и по сегодняшний день [1-4].

Ранее при исследовании эффекта переключения и памяти в $\text{Al-SiO}_2\text{-n-Si}$ структуре электрическими измерениями и на растровом электронном микроскопе [5] было показано, что путем приложения критического электрического поля возможно получить р-п переход благодаря переносу материала электрода, содержащего акцепторную примесь, в подложку n-Si через тонкую пленку SiO_2 . В структурах же на основе р-Si наблюдалась термостабильная линейная вольт-амперная зависимость, характерная для закороченного диэлектрика.

Метод вольт-емкостных характеристик позволяет изучить физические процессы, происходящие в р-п структурах на основе различных полупроводников, на границе раздела окисная пленка-полупроводник, а также влияние внешних факторов на свойства исследованных структур.

Цель данной работы - исследование реактивных свойств $\text{Al-SiO}_2\text{-(n,p)Si}$ структур в исходном высокоомном (закрытое состояние), после переключения в низкоомное состояние (когда создается р-п переход), а также изучение влияния размеров дискретного контакта-затвора (Al) на эти свойства.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

МДП структуры получены на основе n-и р-Si, легированного фосфором и бором, соответственно, с исходным удельным сопротивлением $\rho = 0.05 \div 200 \text{ Ом} \cdot \text{см}$. В процессе изготовления структур выдержаны все технологические операции по обработке поверхности пластин. Окисел SiO_2 с толщиной $0.1 \div 0.8 \text{ мкм}$ получен термообработкой Si пластин последовательно в сухом, влажном и сухом кислороде

ВЛИЯНИЕ ПЛОЩАДИ ЗАТВОРА НА СВОЙСТВА $\text{Al-SiO}_2\text{-Si}$ СТРУКТУР («составной» окисел). Напыление Al электрода проведено при давлении $1.3 \cdot 10^{-3}$ Па (что предотвращало окисление алюминия) и температуре подложки 470К. С целью выявления технологических факторов, а также площади верхнего дискретного контакта на измеряемые параметры, методом фотолитографии изготовлены структуры с различными площадями дискретного контакта $S=7.85 \cdot 10^{-5} \div 3.14 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2$. Для формирования омического контакта в планарном исполнении для структуры на основе n-Si осуществлялась диффузия фосфора в «окна», «прорубленные» в слое окисла при $T=1320\text{K}$. Контрольные измерения ВАХ Al-p-Si и Al-n-Si контактов установили их омичность и отсутствие влияния Al_2O_3 .

Емкость $\text{Al-SiO}_2\text{-Si}$ измерялась на мосте полных проводимостей МПП-300 и измерителе емкости Л2-7 в интервале частот $f=5 \div 465 \text{ кГц}$ при амплитуде тестирующего сигнала 25мВ. Измерения проводились в исходном высокоомном состоянии, а также после переключения структуры в низкоомное состояние.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Исследуемые структуры состоят из полупроводниковой подложки, покрытой изолирующим слоем (SiO_2), на который напылен металлический Al электрод (затвор). Таким образом, образуется система с двумя границами раздела металл-окисел и окисел-полупроводник, между ними находится слой окисла, толщиной которого нельзя пренебречь. Окисную пленку можно рассматривать как некоторую поверхность, со связанными с ней локализованными поверхностными электронными состояниями (ПС). Кроме поверхностных состояний существуют еще неподвижные заряды в самом окисле. Заряд, вносимый ПС, изменяется в зависимости от приложенного напряжения. Полная емкость структуры соответствует последовательно соединенным емкости окисла и дифференциальной емкости пространственного заряда полупроводника [1].

Измерения зависимости приведенной емкости C/C_0 (где C_0 -емкость SiO_2) от приложенного напряжения показали, что при положительном напряжении на затворе измеряемая величина емкости целиком определяется емкостью окисной пленки, и поэтому не зависит от приложенного напряжения $U_{\text{обр}}$. При отрицательном значении напряжения на затворе образуется обедненный слой и его емкость уменьшается с ростом $U_{\text{обр}}$, в интервале напряжений $U_{\text{обр}}=1 \div 10 \text{ В}$ для структур на основе n-Si зависимость емкости от напряжения подчиняется закону $C \sim U_{\text{обр}}^{-\gamma}$, где $\gamma \approx 3$, при еще большем увеличении напряжения емкость становится почти независимой от значения $U_{\text{обр}}$.

С ростом удельного сопротивления исходного n-Si наблюдалось уменьшение минимальной величины емкости, что связано с тем, что в данном случае основную роль играет емкость обедненного слоя полупроводника, которая определяется концентрацией основных носителей в подложке.

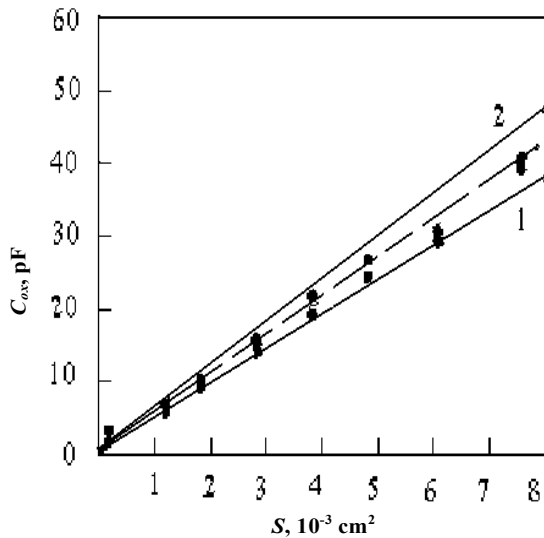
Свойства границы раздела Si-SiO₂ изучаемых структур исследовались измерением $C(U)$ характеристик при различных частотах переменного сигнала в интервале температур 300÷473К. Наблюдалось возрастание минимальной емкости с ростом температуры.

Структуры подвергались электротермообработке в течение 3 часов при $T=473\text{K}$ и напряжении на затворе $U_3=35\text{В}$, наблюдался незначительный сдвиг $C(U)$ характеристики относительно исходной кривой. Из этих данных была вычислена величина поверхностного заряда на границе Si-SiO₂, которая составила $Q_s=3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$.

Известно, что одним из фундаментальных параметров твердого тела является величина диэлектрической проницаемости ϵ , которая зависит от метода получения окисла SiO₂. Так, для термического окисла, полученного в атмосфере сухого

кислорода $\varepsilon=3.2$ (измерения проведены при $f=10\text{кГц}$), а в атмосфере влажного кислорода $\varepsilon=3.8$ ($f=1\text{МГц}$) [6].

Из экспериментально установленной линейной зависимости емкости структуры (в высокоомном состоянии при нулевом смещении) от площади дискретного контакта (затвора) была вычислена величина ε (Рис.1). На рисунке



прямые 1 и 2-расчетные для случая $d_{ox} \sim 0.5\text{мкм}$ и двух значений диэлектрической проницаемости термического окисла, взятых из [6]. Для «составного» окисла величина ε , оцененная из зависимости $C_{ox}(S)$, равна 3.46. Экспериментальные данные (точки) на Рис. 1 приведены для структур на n-Si с $\rho=0.2$ и $1.4\text{Ом}\cdot\text{см}$, $d_{ox} \sim 0.5\text{мкм}$.

Рис. 1.

Зависимость емкости Al-SiO₂-Si структур в высокоомном состоянии при нулевом напряжении от площади верхнего контакта (затвора), сплошные прямые - расчетные для случая $\varepsilon=3.2$ (прямая 1) и $\varepsilon=3.8$ (прямая 2); пунктирная линия - экспериментальные данные для структур на основе n-Si с $\rho=0.05$ и $0.2\text{Ом}\cdot\text{см}$, $d_{ox} \sim 0.5\text{мкм}$.

Как отмечалось выше, при приложении электрического поля $E_{кр}$ структура Al-SiO₂-Si переходит в открытое низкоомное состояние [5,7]. Структуры на основе p-Si в таком состоянии обладают лишь активной проводимостью, а для структур на n-Si измеренная емкость определяется емкостью p-n перехода, образованного в локальной области подложки под дискретным контактом и слоем окисла SiO₂. Зависимость $C(U)$ Al-SiO₂-n-Si структуры после переключения при различных значениях площади затвора представлена на Рис.2. Незначительный рост емкости C_f с прямым смещением U_f сменяется резким ее уменьшением и при $U_f=U_{inv}$ емкость проходит через нуль. При этом структура ведет себя как чисто активное сопротивление.

Величина начальной емкости возрастает с увеличением площади затвора. При $U_f < U_{inv}$ исследуемые структуры обладают реактивностью емкостного характера, а при $U_f > U_{inv}$ - индуктивного типа. Пользуясь формулой

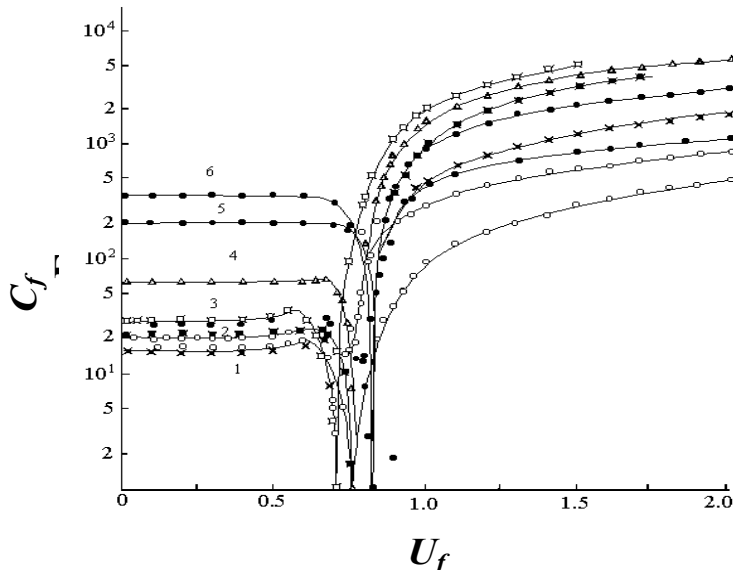
$$U_{inv} = \frac{2kT}{q} \ln \frac{N}{n_i} \quad [8], \quad \text{здесь } N - \text{концентрация основных носителей в исходном}$$

кремнии, n_i - концентрация собственных носителей, остальные обозначения общепринятые, определили концентрацию основных носителей. Так, для n-Si с $\rho=0.2\text{Ом}\cdot\text{см}$, $U_{inv}=0.73\text{В}$ ($f=465\text{кГц}$, $T=300\text{К}$) и $N=3.6 \cdot 10^{16}\text{см}^{-3}$.

Для структур, созданных путем электродиффузии, при больших $U_f=U_{inv}$ емкостное сопротивление равно индуктивному (отрицательная емкость), и полное сопротивление структуры не имеет реактивной составляющей.

Независимо от величины протекающего тока через p-n переход структуре Al-SiO₂-n-Si присуща емкостная реактивность, а толще полупроводника - индуктивность. При малых токах индуктивный импеданс толщи мал, и реактивность структуры определяется импедансом окисла и p-n перехода. При этом величина начальной емкости возрастает с увеличением площади верхнего контакта (затвора). По мере роста тока индуктивная составляющая сопротивления p-n перехода становится все более заметной. При некотором значении тока она

сравнивается с емкостной составляющей структуры, а при дальнейшем росте тока



при высоких уровнях инжекции, она становится доминирующей (Рис.2).

Рис.2.

Зависимость емкости в открытом (низкоомном) состоянии от прямого напряжения для структур на основе n-Si с $\rho=0.2$ Ом·см с различной площадью верхнего контакта: 1- $S=7.85 \cdot 10^{-5}$; 2- $7.08 \cdot 10^{-4}$; 3- $1.96 \cdot 10^{-3}$; 4- $7.85 \cdot 10^{-3}$; 5- $2 \cdot 10^{-2}$; 6- $3.14 \cdot 10^{-2}$ см².

С ростом же температуры наблюдается линейное уменьшение напряжения инверсии по закону $U_{inv} = U^* - \alpha T$, причем температурный коэффициент напряжения инверсии $\alpha=1.32$ мВ·град⁻¹, а значение U^* , экстраполированное к нулю температур, составляет 1.13эВ, что приблизительно соответствует ширине запрещенной зоны кремния.

Показано, что U_{inv} не зависит от частоты переменного сигнала в исследуемом интервале $f=0.465 \div 10$ МГц; при больших прямых токах (высокий уровень инжекции) значение отрицательной емкости (индуктивности) уменьшается с ростом частоты по закону $C \sim f^{-1}$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследованы реактивные свойства Al-SiO₂-Si структур с различной площадью дискретного контакта (Al) в закрытом высокоомном состоянии и после переключения при приложении критического электрического поля в низкоомное состояние. Слой окисла SiO₂ получен термообработкой Si пластин последовательно в сухом, влажном и сухом кислороде («составной» окисел).

Показано, что в высокоомном состоянии приведенная величина емкости при положительном напряжении на затворе не зависит от приложенного напряжения. В обратном направлении, за счет образования обедненного слоя, емкость уменьшается с ростом напряжения. Вычислена величина поверхностного заряда на границе Si-SiO₂, которая составила $Q_s \approx 3 \cdot 10^{10}$ см⁻². Из экспериментально наблюдаемой линейной зависимости емкости в закрытом состоянии от площади дискретного контакта (затвора) оценена величина диэлектрической проницаемости «составного» окисла ($\epsilon=3.46$). Экспериментально показано, что после переключения структуры на p-Si обладают лишь активной проводимостью, для структур же на n-Si наблюдаемый незначительный рост емкости с напряжением сменяется резким ее уменьшением и переходом в отрицательную емкость ($U_f=U_{inv}$).

1. Л.С.Берман, Е.И.Белякова, Л.С.Костина, *Анализ зарядов и поверхностных состояний на границе раздела структур полупроводник-диэлектрик*, ФТП, **34** (2000) 814-817.
2. В.А.Гриценко, *Структура границ раздела кремний/оксид и нитрид/оксид*, УФН, **179** (2009) 921-930.

3. И.А.Антонова, М.Б.Гуляев и др., *Сопоставление электрических свойств и фотолюминесценции в зависимости от состава слоев SiO_x , содержащих нанокристаллы кремния*, *ФТП*, **40** (2006) 1229-1235.
4. Е.Ф.Вегнер, С.И.Кириллова, Н.Е.Корсунска, *Исследование границы раздела слой- подложка в структурах $\text{Si-SiO}_2\text{-p-Si}$ с кремниевыми квантовыми точками методом температурных зависимостей фотоэдс*, *ФТП*, **44** (2010) 1224-122.
5. Э.А.Джафарова, *Нестационарные электронные процессы в барьерных структурах и разработка новых приборов на их основе*, *Технология и конструирование в электронной аппаратуре, Украина, Одесса*, №6 (2006) 39-42.
6. Р.М.Бургер, Р.П.Донован, *Основы технологии кремниевых интегральных схем. Окисление. Диффузия. Эпитаксия*. Москва: Мир, (1969) 315.
7. А.А.Величко, Н.А.Кулдин и др., *Управление динамикой переключения в структуре $\text{Si-SiO}_2\text{-VO}_2$* , *Письма в ЖТФ*, **29** №12 (2003) 49-53.
8. Л.И.Баранов, Импульсные характеристики диодов при больших уровнях инжекции, *Радиотехника и электроника*, **7** (1962) 1427-1429.

İDARƏEDİCİ ELEKTRODUN SAHƏSİNİN Al-SiO₂-Si QURULUŞLARININ XASSƏLƏRİNƏ TƏSİRİ

E.Ə.CƏFƏROVA, Z.Ə.İSGƏNDƏRZADƏ, L.Ə.ƏLİYEVƏ, E.S.TAPDIQOV

Al-SiO₂-(n,p)Si quruluşlarının ilkin yüksəkmüqavimətli halda və kiçikmüqavimətli hala keçəndən sonra reaktiv xassələri öyrənilmişdir. Göstərilmişdir ki, yüksəkmüqavimətli halda bu quruluş özünü adi metal-dielektrik- yarımkeçirici kimi aparır. Elektrotablamanın təsirindən sonra Volt- tutum C(U) xarakteristikasından Si- SiO₂ sərhəddində səthi yüklərin sıxlığı ($Q_s \sim 3 \cdot 10^{10} \text{cm}^{-2}$) hesablanmışdır. Al-SiO₂-Si quruluşunun tutumunun diskret idarəedici kontaktın sahəsindən təcrübi müşahidə olunmuş xətti asılılığından SiO₂-nün ("mürəkkəb" oksid) dielektrik nüfuzluğu ($\epsilon=3.46$) qiymətləndirilmişdir. Göstərilmişdir ki, aşırma hadisəsindən sonra idarəedici kontaktın sahəsi artdıqca Al-SiO₂-Si quruluşunun ilkin tutumunun qiyməti artır.

THE INFLUENCE OF THE AREA OF GATE ON PROPERTIES OF Al-SiO₂-Si STRUCTURES

E.A.JAFAROVA, Z.A.ISKENDERZADE, L.A.ALIEVA, E.S.TAPDYQOV

The reactive properties of Al-SiO₂-(n,p)Si structures in the initial high-resistivity state and after switching to low-resistivity state has been investigated. It has been shown that this structure in high-resistivity state behaved as usual MDS-structure. The value of the space-charge on the edge of Si-SiO₂ ($Q_s \sim 3 \cdot 10^{10} \text{sm}^{-2}$) has been calculated from volt-capacitance characteristics C(U) after electrothermal treatment. The dielectric constant of SiO₂ oxide ($\epsilon=3.46$) has been estimated from experimental observed linear dependence of the capacitance of structure in high-resistivity state from the area of the top discrete contact gate at zero voltage. It has been shown that after switching with rising of area of the top contact the value of the initial capacitance of Al-SiO₂-n-Si structures has been also rising.

Редактор: Т.Джафаров

**УСЛОВИЯ РОСТА ПОЛНОСТЬЮ ОДНОРОДНЫХ МОНОКРИСТАЛЛОВ
ТВЁРДЫХ РАСТВОРОВ InAs-GaAs МЕТОДОМ ДВОЙНОЙ ПОДПИТКИ
РАСПЛАВА**

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

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

поступила 12.12.2011
принята к печати 06.01.2012

РЕФЕРАТ

В пфанновском приближении решена задача определения условий роста однородных монокристаллов твёрдых растворов InAs-GaAs методом двойной подпитки расплава. Получены математические соотношения, определяющие оптимальные технологические параметры и режимы получения однородных кристаллов с заданным составом во всём непрерывном ряду квазибинарных твёрдых растворов InAs-GaAs.

Ключевые слова: твёрдые растворы, подпитка расплава, коэффициент сегрегации, InAs, GaAs, пфанновское приближение, однородный кристалл.

Для получения крупных и совершенных монокристаллов полупроводниковых материалов наиболее часто используемым является метод Чохральского. Однако в случае твёрдых растворов бинарных систем использование традиционного метода Чохральского приводит к росту кристалла с переменным составом в связи с сегрегацией компонентов в процессе кристаллизации расплава [1]. Существует ряд методов, компенсирующих влияние сегрегации на состав расплава и растущего кристалла бинарной системы [1-7]. Сущность этих методов заключается в непрерывной подпитке бинарного расплава одной или обеими его компонентами с целью поддержания состава постоянным в процессе всего цикла кристаллизации.

Известно, что алмазоподобные полупроводниковые соединения InAs и GaAs образуют непрерывный ряд твёрдых растворов [8]. Интерес к этой квазибинарной системе определяется возможностью прецизионного управления параметрами решётки и шириной запрещённой зоны путём изменения состава матрицы. Существенное различие в ширинах запрещённых зон составных компонентов этой системы (0.41эВ в InAs и 1.52эВ в GaAs) позволяет прецизионно управлять величиной этого фундаментального параметра в кристаллах их твёрдых растворов путём простого изменения их состава. В настоящей работе в пфанновском приближении показана возможность получения полностью однородных монокристаллов InAs-GaAs модифицированным методом Чохральского при двойной подпитке расплава составными компонентами системы. Определены оптимальные соотношения скоростей кристаллизации и подпитывания расплава для выращивания однородных монокристаллов твёрдых растворов InAs-GaAs с заданным составом. Аналогичная задача была решена ранее для системы Si-Ge в работе [3], результаты которой указывают на перспективность использования метода двойной подпитки расплава для выращивания однородных кристаллов твёрдых растворов.

На Рис.1 представлена концептуальная схема выращивания монокристаллов твёрдых растворов InAs-GaAs методом двойной подпитки расплава. С момента роста монокристалла InAs-GaAs (1) из расплава (2) в него вводятся стержни из InAs (3) и GaAs (4). В течение всего цикла выращивания монокристалла скорости кристаллизации и подпитывания расплава подпитывающими стержнями поддерживаются постоянными.

Введём следующие обозначения: V_m^0 и V_m – объёмы расплава в тигле в начальный и текущий моменты; V_c – объём кристаллизующегося расплава в единицу времени; V_1 и

V_2 – объёмы подпитывающих слитков из первого (InAs) и второго (GaAs) компонентов, вводимые в расплав в единицу времени; C – общее количество второго компонента в расплаве; C_{2m} и C_{2c} – молярные доли второго компонента в расплаве и кристалле соответственно; $K=C_{2c}/C_{2m}$ – равновесный коэффициент сегрегации GaAs; t – время.

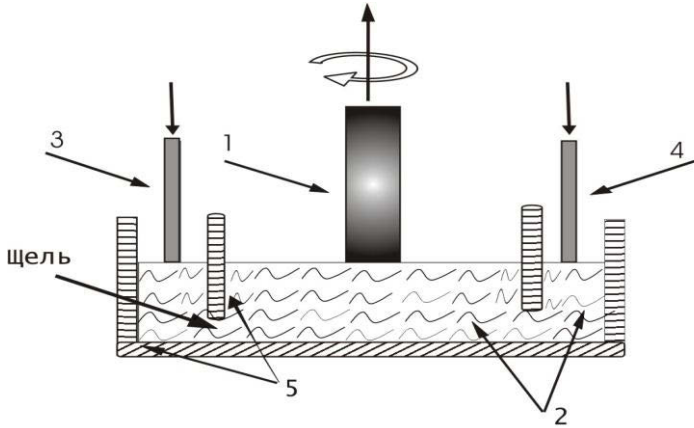


Рис.1.

Концептуальная схема выращивания монокристаллов твёрдых растворов InAs-GaAs методом двойной подпитки расплава. 1 – растущий монокристалл; 2 – расплав; 3, 4 – подпитывающие стержни из первого – InAs и второго – GaAs компонентов; 5 – тигель.

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

С учётом вышепринятых обозначений имеем:

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

По условию задачи V_c , V_1 и V_2 не зависят от времени и, в этом случае, справедливы следующие уравнения:

$$V_m = V_m^0 - (V_c - V_1 - V_2)t, \quad \dot{V}_m = -V_c + (V_1 + V_2), \quad \dot{C} = -V_c C_m K + V_2. \quad (2)$$

Согласно диаграмме фазового состояния системы InAs-GaAs, рост кристаллов твёрдых растворов однородного состава может происходить при неизменности состава расплава со временем. В этом случае $dC_{2m}/dt = 0$ и тогда из (1) и (2) имеем:

$$\dot{C} - \dot{V}_m C_{2m} = 0 \quad \text{и} \quad C_{2m}^* = \frac{\alpha}{K - 1 + \alpha + \beta}, \quad C_{2c}^* = \frac{K\alpha}{K - 1 + \alpha + \beta}, \quad (3)$$

здесь введены обозначения: $\alpha = V_2/V_c$ и $\beta = V_1/V_c$, определяющие соотношения скоростей подпитывания и кристаллизации расплава.

В отличие от метода подпитки расплава вторым компонентом, когда рост однородных кристаллов возможен только при $K > 1$ [5], в случае двойной подпитки расплава выращивание таких кристаллов, согласно (3), может быть обеспечено как при $K > 1$, так и при $K < 1$.

Условием роста полностью однородного по составу кристалла твёрдого раствора является удовлетворение значения концентрации второго компонента в расплаве C_{2m}^* , в стартовый момент и в процессе всего цикла кристаллизации, уравнениям (3). Как следует из (3), определение зависимостей C_{2m}^* и C_{2c}^* от α и β во всём интервале концентраций компонентов требует знания коэффициента сегрегации второго компонента K , зависящего сложным образом как от состава расплава, так и растущего кристалла. На Рис.2 представлены зависимости коэффициента распределения GaAs от состава расплава и

УСЛОВИЯ РОСТА ПОЛНОСТЬЮ ОДНОРОДНЫХ МОНОКРИСТАЛЛОВ ТВЁРДЫХ
РАСТВОРОВ InAs-GaAs МЕТОДОМ ДВОЙНОЙ ПОДПИТКИ РАСПЛАВА

кристалла, вычисленные по данным диаграммы фазового состояния системы InAs-GaAs [8]. Как видно, коэффициент сегрегации арсенида галлия, который составляет 20.3 при $x \rightarrow 0$ изменяется весьма существенно с составом и достигает значения равного 1 при $x \rightarrow 1$. Для определения конкретных технологических параметров и условий для выращивания однородных кристаллов твёрдых растворов системы InAs-GaAs требуемого состава поступаем следующим образом. Задав значение $\alpha + \beta$, для конкретного значения C_{2c}^* из данных Рис.2 определяем соответствующее значение K . Затем с помощью уравнения (3) находим α и β . Рассчитанные таким образом значения α и β для различных заданных значений C_{2c}^* в интервале $0 < x < 1$ определяют график зависимости равновесной концентрации кристалла C_{2c}^* (или $C_{2m}^* = C_{2c}^*/K$) от α и β .

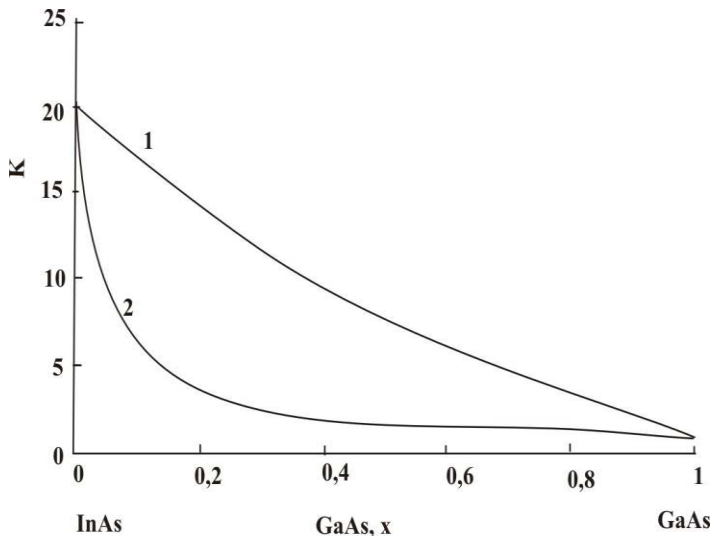


Рис.2.

Зависимость коэффициента сегрегации GaAs (K) от состава кристалла (1) и расплава (2).

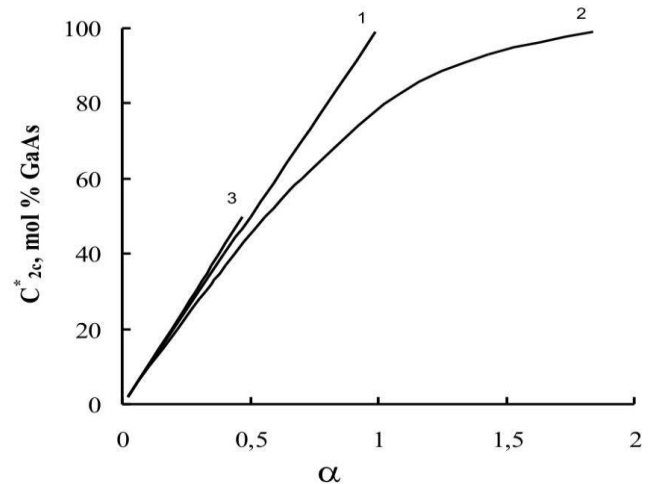


Рис.3.

Зависимость состава C_{2c}^* (α) однородного кристалла $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$ при выращивании методом двойной подпитки расплава: 1 - $\alpha + \beta = 1$; 2 - $\alpha + \beta = 2$; 3 - $\alpha + \beta = 0.5$

На Рис.3 для примера приведены графики зависимости $C_{2c}^*(\alpha)$ для трёх различных значений $\alpha + \beta$. Графики определяют стартовый состав расплава и соотношение скоростей подпитывания и кристаллизации расплава для выращивания однородного кристалла $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$ с заданным составом ($C_{2c}^* = x$). Как видно, варьированием значений α , β и $\alpha + \beta$ можно в различных режимах получать полностью однородные кристаллы твёрдых растворов во всём ряду концентраций компонентов. Заметим, что практическая реализация получения однородных монокристаллов $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$ может быть осуществлена на установке, описанной в работе [9].

Как отмечалось в работе [3], метод двойной подпитки обладает рядом преимуществ перед известными методами Петрова [2] и подпитки расплава вторым компонентом [5,9] для выращивания однородных монокристаллов твёрдых растворов. В методе Петрова изменение состава расплава, происходящее в процессе роста кристалла по Чохральскому, непрерывно компенсируется введением в него подпитывающего слитка твёрдого раствора заданного состава. Существенным недостатком этого метода является необходимость предварительного изготовления гомогенных подпитывающих поликристаллических стержней различного состава, что составляет довольно сложную задачу [9]. Кроме этого, в процессе изготовления в подпитывающие стержни неминуемо вводятся дополнительные неконтролируемые примеси. В случае двойной подпитки расплава стержнями составных

компонентов однородность материала, вводимого в расплав, полностью гарантируется. При этом, состав растущего монокристалла управляется простым изменением скоростей введения подпитывающих стержней в расплав. По сравнению с методом подпитки расплава вторым компонентом обсуждаемый метод обладает более широкими возможностями для управления как составом, так и массой растущего монокристалла твёрдого раствора.

Резюмируя вышеприведенные данные, можно сделать следующие выводы:

- метод двойной подпитки расплава обеспечивает получение полностью однородных кристаллов $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$ во всём непрерывном ряду твёрдых растворов;
- графики теоретических зависимостей состава однородного кристалла InAs-GaAs от соотношения скоростей кристаллизации и подпитки расплава составными компонентами определяют оптимальные технологические режимы для получения кристаллов с заданным составом и размерами.

1. В.М.Глазов, В.С.Земсков, *Физико-химические основы легирования полупроводников*, М., Наука, (1967) 371.
2. Д.А.Петров, *Получение однородных полупроводниковых кристаллов твердых растворов Ge-Si*, Изв. АН СССР, Отд. Тех. Наук, **11** (1956) 82-84.
3. G.Kh.Azhdarov, Z.M.Zeynalov, Z.A.Agamaliev, A.I.Kyazimova, *Growth of single crystals of semiconductor solid solutions by double feeding of the melt method*, *Crystallography Reports*, **55** № 4 (2010) 716-719.
4. Н.А.Агаев, В.В.Мир-Багиров, Г.Х.Аждаров, *О возможности получения однородных монокристаллов бинарных твердых растворов методом подпитки расплава вторым компонентом*, Изв. АН СССР. Неорганические материалы, **25** (1989) 1131-1134.
5. G.Kh.Azhdarov, T.Kucukomeroglu, A.Varilci, M.Altunbas, A.Kobyay, P.G.Azhdarov, *Distribution of components in Ge-Si bulk single crystals grown under the continuous feeding of the melt with the second component (Si)*, *Journal of Crystal Growth*, **226** (2001) 437-442.
6. T.A.Campbell, M.Schweizer, P.Dold, A.Croll, K.W.Benz, *Float zone growth and characterization of $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ ($x \leq 10$ at. %) single crystals*, *Journal of Crystal Growth*, **226** (2001) 231-239.
7. K.Nakajima, T.Kusunoki, Y.Azuma, N.Usami, K.Fujima, T.Ujihara, G.Sazaki, T.Shishido, *Compositional variation in Si-rich SiGe single crystals grown by multi-component zone melting method using Si seed and source crystals*, *Journal of Crystal Growth*, **240** (2002) 373-381.
8. В.С.Земсков, *Физико-химические свойства полупроводниковых веществ*, М., Наука, (1979) 329.
9. N.V.Abrosimov, S.N.Rossolenko, W.Thieme, A.Gerhardt, W.Schroeder, *Czochralski growth of Si- and Ge-rich SiGe single crystals*, *Journal of Crystal Growth*, **174** (1997) 182-186.

BİRCİNSLİ InAs-GaAs BƏRK MƏHLUL MONOKRİSTALLARININ ƏRİNTİNİ İKİQAT QİDALANMA ÜSULU İLƏ ALINMA ŞƏRTLƏRİ

P.H.ƏJDƏROV, V.K.KAZIMOVA, M.Ə.ƏKBƏROV, Ə.İ.ƏLƏKBƏROV

Pfann yaxınlaşmasında bircinsli InAs-GaAs bərk məhlul monokristallarının ərintini ikiqat qidalanma üsulu ilə alınma şərtləri təyyin edilib. Verilən tərkibdə bircinsli InAs-GaAs bərk məhlulunun alınması üçün optimal texnoloji parametrləri və rejimləri müəyyən edən riyazi tənliklər alınıb.

GROWING CONDITIONS OF FULLY UNIFORM InAs-GaAs SOLID SOLUTION SINGLE CRYSTALS BY DOUBLE FEEDING OF THE MELT METHOD

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

The growing uniform single crystals of InAs-GaAs solid solutions by double feeding of the melt method has been solved in Pfann approximation. Mathematical equations for determination of optimum technology parameters and regimes for obtaining uniform crystals of InAs-GaAs alloys with desired composition have been derived.

Редактор: С.Мехтиева

GaSb-FeGa_{1.3} və GaSb-CoGa_{1.3} EVTEKTİK KOMPOZİTLƏRİN RENTGEN-QRAFİK VƏ MİKROSTRUKTUR TƏDQIQI

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

*Azərbaycan MEA Fizika İnstitutu,
AZ 1143, Bakı ş., H.Cavid pr., 33
*Azərbaycan Milli Aviasiya Akademiyası
AZ 1045, Bakı ş., Binə, 25
rashad@physics.ab.az*

daxil olub: 14.02.2012
Çapa verilib: 15.03.2012

REFERAT

GaSb-FeGa_{1.3} və GaSb-CoGa_{1.3} evtetik kompozitlərin difraktoqrammaların analizi ilə hər iki kompozitdə intensiv xətlərin GaSb birləşməsinə uyğun olduğu müəyyən edilmişdir. GaSb-FeGa_{1.3} kompozitində zəif xətlər əsasən Fe₃Ga₄ birləşməsinə uyğun gəlir, GaSb-CoGa_{1.3} kompozitində isə identifikasiya olunmur. GaSb-FeGa_{1.3} və GaSb-CoGa_{1.3} kompozitlərin mikrostruktur və EDX analizlərin müqayisəsi GaSb-CoGa_{1.3} evtetik kompozitin qatmalarında sürmənin miqdarının GaSb-FeGa_{1.3} nisbətən 3 dəfə çox olduğunu göstərmişdir. Atom qüvvət mikroskopunda GaSb-FeGa_{1.3} üçün alınmış təsvirlərdə kompozitin səthinin relyefi nano- miqyaslıdır.

Açar sözlər: difraktoqramma, rentgen-faza analizi, evtetik kompozit, mikrostruktur və EDX analizi, səthin relyefi

GİRİŞ

III-Y qrup elementləri və 3d keçid metalların müəyyən konsentrasiyası ilə istiqamətli kristallaşaraq alınan evtektik kompozitlərin öyrənilməsi yarım əsrdir ki davam edir [1-4]. Lakin, qalvanomaqnit, tenzometrik çeviricilərin və spintronik cihazların yaradılmasında perspektivli material sayılan bu maddələrin fiziki xassələrinə yaranan bir çox xüsusiyyətlər elmi izahını tam tapmamışdır. Matrisa içərisində paralel düzülmüş qatmaların daşınma hadisələrində anizotrop luq yaratması və onun qatmaların ölçülərindən və formasından asılılığı göstərilmiş, hesablamalarla metal qatmaların həcmi fraksiyasının effektiv qiyməti müəyyənləşdirilmişdir.

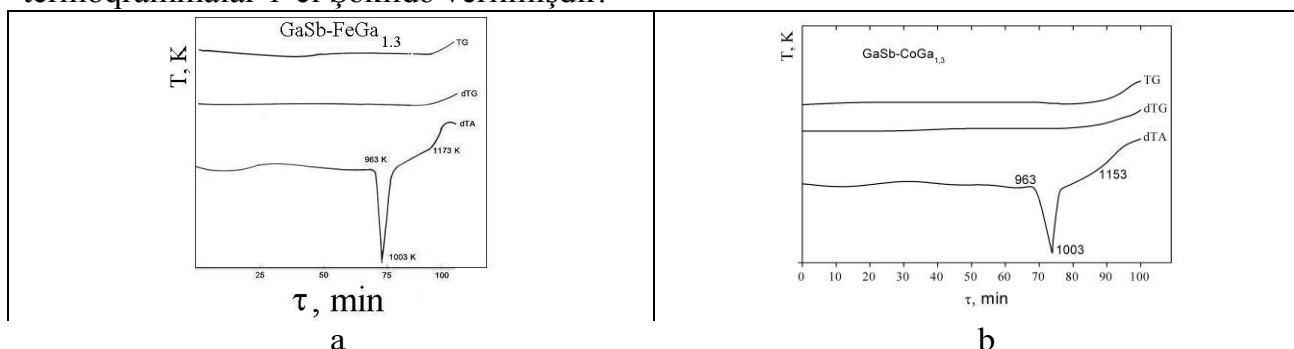
Belə evtektikalarda 3d keçid metalların miqdarı az olduğundan, onlar az qatılıqlı maqnit yarımkeçiricilər sayıla bilər. Onlarda maqnit xassələrin öyrənilməsi baxımından 3d keçid elementlərin matrisada hansı fazada paylanması dəqiqləşdirilməlidir. Hazırda ayırdetmə qabiliyyəti yüksək olan yeni cihazlar meydana gəldiyindən belə sistemlərdə kristal strukturun və mikrostrukturun yenidən öyrənilməsi bir çox məsələlərin aydınlaşmasına gətirə bilər. Bu işdə GaSb-FeGa_{1.3} və GaSb-CoGa_{1.3} evtetik kompozitlər üçün müxtəlif temperaturalarda rentgen difraksiya spektrlərin analizi aparılmış, elektron mikroskopu ilə mikrostruktur və fazaların element tərkibi, atom qüvvət mikroskopu ilə səthin relyefi öyrənilmişdir.

EKSPERİMENT

GaSb-FeGa_{1.3} və GaSb-CoGa_{1.3} evtektik kompozitlərin sintezi [1] işdə təsvir olunmuş texnologiya üzrə aparılmışdır. Yük daşıyıcıların konsentrasiyası $1,7 \cdot 10^{17} \text{cm}^{-3}$ olan GaSb kristalı stexiometrik miqdarda götürülmüş komponentlərin birgə əridilməsi ilə alınmış, daha sonra isə 15 dəfə zona ərinti üsulu ilə təmizlənmişdir. GaSb-FeGa_{1.3} və GaSb-CoGa_{1.3} evtektik kompozitlərini almaq üçün GaSb birləşməsinə, uyğun olaraq 3çəki faizi Fe, 3.1çəki faizi Co və FeGa_{1.3}, CoGa_{1.3} formullarına uyğun Ga əlavə olunmuşdur. Qarışıqlar 1.3mPa təzyiqədək havası sovrulmuş ampulada 900K

temperaturda 3 saat vibrasiya olunmaqla əridilmişdir. Daha sonra ərinti 1300K temperaturadək qızdırılmış və tam homogenləşmə getdikdən sonra sobadan çıxarılaraq soyudulmuşdur. Sonrakı mərhələdə alınmış külçə şaquli Bricmen üsulu ilə yenidən kristallaşdırılmışdır. Metal iynələrin nizamlı düzülüşünü poza biləcək titrəyişin qarşısını almaq üçün ampula tərpənməz saxlanılmış, elektrik sobasını 1mm/dəq. sürətlə yuxarı qaldırmaqla kristallaşma cəbhəsi hərəkət etdirilmişdir. Sintez zamanı bərk və maye fazaların sərhədi müstəvi şəklində olmuş və xəlitənin bütün kəsiyi boyunca hərəkət istiqamətinə perpendikulyar qalmışdır. Qeyd etmək lazımdır ki, GaSb dəmir əlavə etdikdə, kristallaşmadan sonra GaSb-FeGa_{1.3} kompozitinin sonunda dəmir tərkibli fazalar yaranır. Ona görə də külçənin 2/3 hissəsindən istifadə olunur. İstifadə olunan külçə işıqlı-boz rəngdə alınır və HCl turşusu ilə reaksiyaya girmir. İstiqamətlənmiş kristallaşmadan sonra alınmış GaSb-CoGa_{1.3} külçəsinin 85÷90% hissəsi həmin kompozitdən ibarət olur.

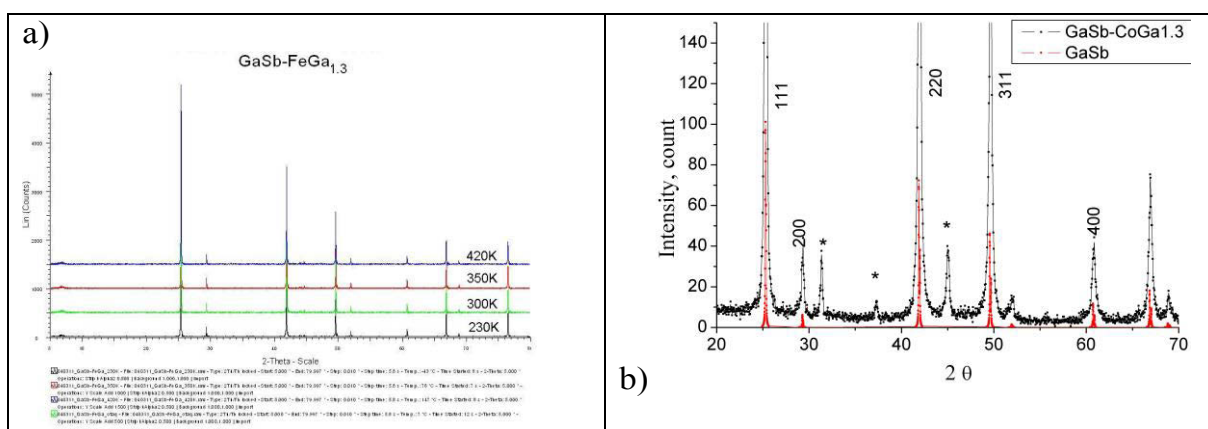
“Derivatograph” cihazında aparılmış diferensial termik analiz zamanı nümunələr 10K/dəq. sürəti ilə 1300K temperaturadək qızdırılmışdır. Kompozitlər üçün alınmış termoqrammalar 1-ci Şəkilə verilmişdir.



Şəkil 1.

GaSb-FeGa_{1.3} (a) və GaSb-CoGa_{1.3} (b) kompozitlərin termoqrammaları.

GaSb-FeGa_{1.3} kompozit üçün “Advance D8” difraktometrində T=210K, 300K, 350K və 420K temperaturlarda alınmış rentgen difraksiya mənzərələri Şəkil 2(a)-da göstərilmişdir. Spektrlərin analizi TOPAZ və EVA proqramları əsasında aparılmışdır. GaSb-CoGa_{1.3} kompoziti üçün “Dron-2” difraktometrində otaq temperaturunda alınmış rentgen difraksiya mənzərələri isə Şəkil 2(b)-də verilmişdir. Tədqiqatlarda CuK_α-şüalanması tətbiq olunmuş və spektrlər 2θ=20÷80 dərəcə bucaq bölümündə alınmışdır.

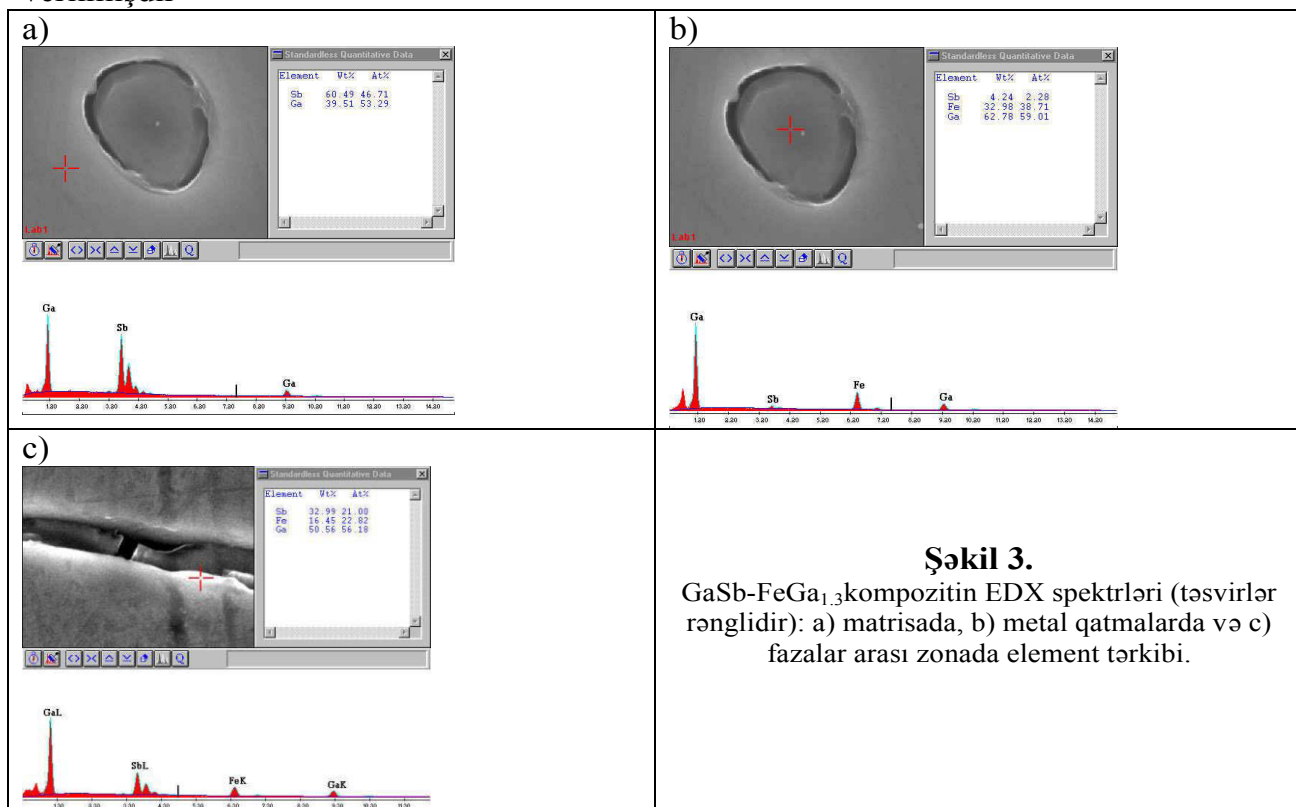


Şəkil 2.

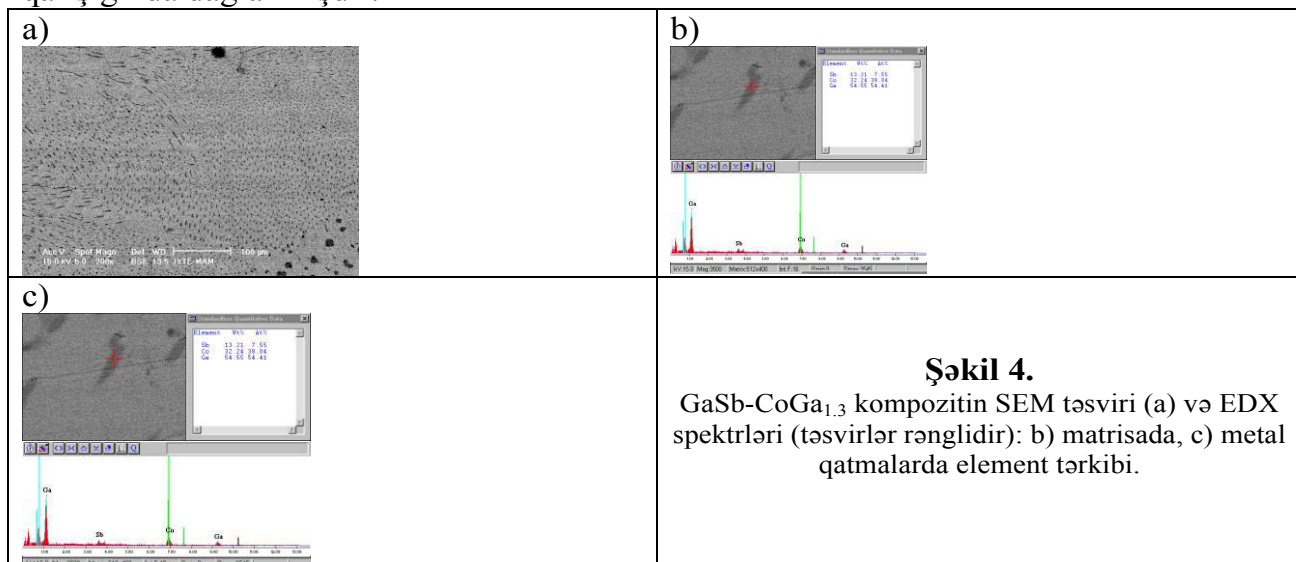
GaSb-FeGa_{1.3} (a) və GaSb-CoGa_{1.3} (b) kompozitlərin difraktoqrammaları (təsvirlər rənglidir).

Kompozitlərin kristallaşma istiqamətinə perpendikulyar və paralel istiqamətdə kəsilmiş nümunələrin mikrostrukturunu “PhilipsTM” markalı elektron mikroskopunda (SEM) və tərkib elementlərin təyini (EDX analizi) “EDAXTM” markalı rentgen spektrometrində aparılmışdır. EDX analizi zamanı sürətləndirici gərginlik 15 kV

olmuşdur. 3-cü və 4-cü Şəkillərdə, uyğun olaraq, mikroqrafik təsvirlər və EDX spektrləri verilmişdir



Evtetik kompozitlərin səthinin relyefi NC-AFM tipli atom qüvvət mikroskopunda öyrənilmişdir. GaSb-FeGa_{1,3} kompoziti üçün alınmış təsvirlər 5-ci şəkildə verilmişdir. Tədqiqatları aparmaq üçün nümunənin səthi cilalanaraq paradaqlanmış və SP-4 turşu qarışığında dağlanmışdır.



NƏTİCƏLƏRİN MÜZAKİRƏSİ

Derivatoqrafik tədqiqatlara əsasən (Şəkil 2) 2-3% dəqiqliklə GaSb-CoGa_{1,3} və GaSb-FeGa_{1,3} kompozitlərin əriməsinin başlanğıc və son nöqtələri, ərimə istiliyi və entropiya hesablanmış və 1-ci cədvəldə verilmişdir.

Cədvəl 1.

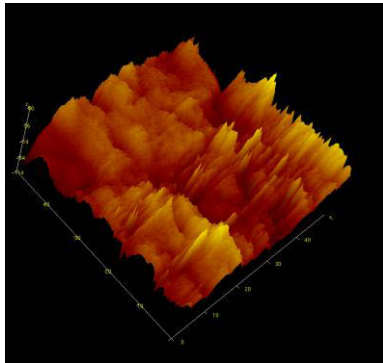
Evtetik kompozitlərin xarakteristik parametrləri.

	GaSb-FeGa _{1,3}	GaSb-CoGa _{1,3}
Yükdaşıyıcıların konsentrasiyası, (sm ⁻³)	p=1,2x10 ¹⁸	p=1.8x10 ¹⁸
Metal iynələrin uzunluğu (μm)	20-150	5-20
Metal iynələrin diametri, (μm)	1÷2	0.5÷2
Metal iynələrin sıxlığı, (mm ⁻²)	3 x10 ⁴	20 x10 ⁴
Ərimənin başlanğıc temperaturu, (K)	963	963
Ərimənin son temperaturu, (K)	1003	1003
Ərimənin istiliyi, (J/g)	32.4	31.768
Entropiya (J/K.mol)	6174	6048

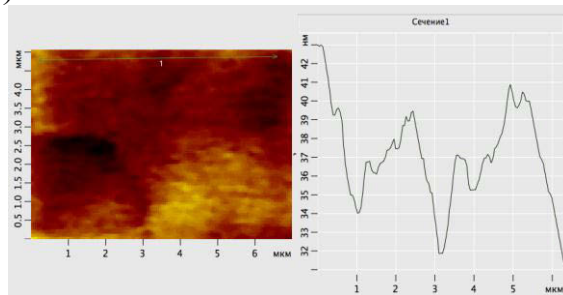
GaSb-FeGa_{1,3} kompoziti üçün rentgen difraksiya spektrlərin analizləri (Şəkil 1a) göstərir ki, matrisaya uyğun intensiv xətlər GaSb birləşməsinə aiddir. Zəif xətlərin əksəri Fe₃Ga₄ birləşməsinə [5] uyğun gəlir. TOPAS və EVA proqramları əsasında aparılan analiz göstərir ki, sistemin 97%-i matrisadan, 3%-i ikinci fazadan ibarətdir. İkinci faza əsasən Ga₄Fe₃ birləşməsindən təşkil olunmuşdur. 210, 300, 380 və 420K temperaturalarda alınmış rentgen difraksiya spektrləri (Şəkil 2a) göstərir ki, temperaturdan asılı olaraq sistemdə heç bir quruluş dəyişikliyi baş vermir.

GaSb-CoGa_{1,3} kompozitin rentgen difraksiya spektrin (şəkil 2b) analizi göstərir ki, əsas intensiv xətlər GaSb birləşməsinə uyğundur (onlar üçün Miller indeksləri göstərilmişdir), zəif intensiv xətlər (* işarələnmiş piklər) identifikasiya olunmamışdır, yəni nə CoGa birləşməsinə, nə də CoGa₃ birləşməsinə uyğun gəlmir.

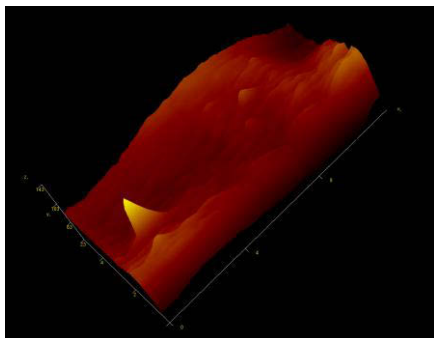
a)



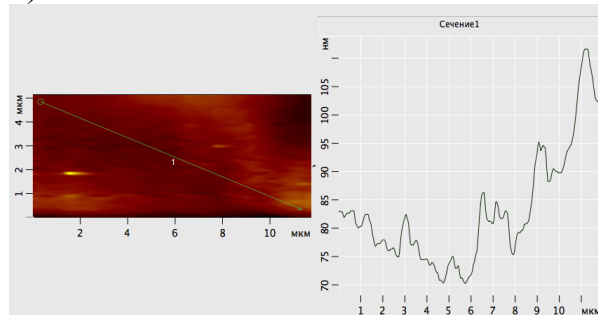
b)



c)



d)

**Şəkil 5.**

Kompozitin səthinin AFM təsvirləri (təsvirlər rənglidir): a) iynələrin paralel istiqamətində 3D miqyaslı təsvir; b) 2D kəsiyin profiloqramması; c) iynələrin perpendikulyar istiqamətində 3D- miqyaslı təsvir; d) 2D kəsiyin profiloqramması.

Darayıcı elektron mikroskopundan (SEM) alınmış təsvirlər göstərir ki, hər iki kompozitdə metal qatmalar matrisa içərisində iynələr şəklində paralel düzülür. Lakin qeyd etmək lazımdır ki, GaSb-FeGa_{1,3} kompozitində iynələr həm uzundur (20÷150μm),

həm də paralellik daha mükəmməldir, metal iynələr ətrafında kəskin fazalararası zona müşahidə olunur. GaSb-CoGa_{1.3} kompozitində isə qatmalar qısadır (5-20µm), bəzi bölgələrdə paralelliğin pozulması müşahidə olunur, fazalararası zona kəskin deyil.

Elektron dispersiyası ilə alınan rentgen şüaların (EDX) analizi göstərir ki, GaSb-FeGa_{1.3} kompozitində matrisa təxminən 58 çəki% sürmədən və 42 çəki% qalliumdan, metal faza isə 32,21 çəki % dəmirdən, 61,80 çəki % qalliumdan və 3,43 çəki % sürmədən ibarətdir. Fazalararası zonanın 16,45 çəki % dəmirdən, 32,99 çəki % sürmədən və 50,56 çəki % qalliumdan ibarət olduğu müəyyən edilmişdir.

GaSb-CoGa_{1.3} kompozitində aparılan EDX analizi göstərir ki, matrisa 61.30 çəki % Sb, 36.70% Ga ibarətdir, metal qatmalar isə 13.21 çəki % Sb, 32.24 çəki % Co və 54.55çəki % Ga elementindən ibarətdir. Diqqəti çəkən cəhət GaSb-CoGa_{1.3} kompozitin qatmalarında sürmənin miqdarı GaSb-FeGa_{1.3} kompozitinə nisbətən 3 dəfə çox olmasıdır. Fazalararası sərhədin o qədər də kəskin olmaması, çox güman ki, matrisanın və metal qatmaların hər ikisinin kubik quruluşa malik olması ilə bağlıdır.

5-ci Şəkildə GaSb-FeGa_{1.3} kompozitin səthinin atom qüvvət mikroskopundan (AFM) alınmış təsvirləri verilmişdir: a) metal iynələrin paralel istiqamətində səthin 3D miqyaslı təsviri, b) 2D ölçülü kəsiyin darama xətti boyunca profiloqramması, c) metal iynələrin perpendikulyar istiqamətində 3D miqyaslı təsviri və d) 2D ölçülü kəsiyin darama xətti boyunca profiloqrammasıdır.

Profilogrammadan (b) görüldüyü kimi nanofraqment metal iynələrin paralel istiqamətində 32-45nm arasında, metal iynələrin perpendikulyar istiqamətində isə 75-110nm arasında dəyişir. Beləliklə, GaSb-FeGa_{1.3} kompozitin səthi üçün atom qüvvət mikroskopundan alınmış təsvirlər və profiloqrammalar göstərir ki, FeGa_{1.3}, qatmaların daxil olduğu səth relyeflidir və onun ölçüləri nano-miqyaslıdır.

İş Azərbaycan Respublikasının Prezidenti yanında Elmin İnkişafı Fondunun maliyyə dəstəyi ilə yerinə yetirilmişdir – Qrant №EIF-2011-1(3)/82/05/1

1. A.Müller, M.Wilhem, *Über Den Gerichteten Einbau von Schwermetall phasen in A³B⁵-verbindungen*, *J.Phys.Chem.Solids*, **26** №12 (1965) 2029-2035.
2. M.I.Aliyev, A.A.Khalilova, D.H.Arasly, R.N.Rahimov, M.Tanoglu, L.Ozyuzer, *Features of electron and phonon processes in GaSb-FeSb_{1.3}*, *J.Phys.D: Appl. Phys.*, **36** (2003) 2627-2633.
3. Р.Н.Рагимов, И.Х. Мамедов, Д.Г. Араслы, А.А. Халилова, Р.М. Джаббаров, *Детектор теплового излучения на основе эвтектики InSb-FeSb*, Прикладная физика, (2006) №5 86-89.
4. M.I. Aliyev, A.A.Khalilova, D.H.Arasly, R.N.Rahimov, M.Tanoglu, L.Ozyuzer *Strain gauges of GaSb-FeGa_{1.3} eutectic composites*, *Appl.Phys.: A* **79** (2004) no 8, 2075-2079.
5. M.J.Philippe, B.Malaman, B.Roques, A.Courtois, J.Protas, *Structures cristallines des phases Fe₃Ga₄ et Cr₃Ga₄*, *Acta Crystallographica*, **B31** (1975) 477-482.

XRD AND MICROSTRUCTURE STUDY OF GaSb-FeGa_{1.3} AND GaSb-CoGa_{1.3} EUTECTIC COMPOSITES

**M.I.ALIYEV, D.H.ARASLY, A.A.KHALILOVA, R.N.RAHIMOV
I.Kh.MAMMADOV, A.S.AMIROV**

By the analysis of GaSb-FeGa_{1.3} and GaSb-CoGa_{1.3} eutectic composites diffractograms it has been established that the intensive lines in the spectra for both composites corresponds to GaSb lines. The weak lines in the GaSb-FeGa_{1.3} diffractogram, mainly, correspond to the lines of Fe₃Ga₄ compound; however, in the GaSb-CoGa_{1.3} spectra they are not identified. The compare of the eutectics microstructure and EDX analyses showed that the content of gallium in the metal inclusions of the FaSb-CoGa_{1.3} composite is thrice

M.İ.ƏLİYEV, D.H.ARASLI, A.Ə.XƏLİLOVA, R.N.RƏHİMOV, İ.X.MƏMMƏDOV, A.S.ƏMİROV
more than into GaSb-FeGa_{1.3}. The GaSb-FeGa_{1.3} surface relief obtained from the AFM images is manifest
at the nano-scale.

**РЕНТГЕНОГРАФИЧЕСКИЕ И МИКРОСТРУКТУРНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ
ЭВТЕКТИЧЕСКИХ КОМПОЗИТОВ GaSb-FeGa_{1.3} и GaSb-CoGa_{1.3}**

**М.И.АЛИЕВ, В.Г.АРАСЛЫ, А.А.ХАЛИЛОВА, Р.Н.РАГИМОВ
И.Х.МАМЕДОВ, А.С.АМИРОВ**

Анализом дифрактограмм эвтектических композитов GaSb-FeGa_{1.3} и GaSb-CoGa_{1.3} установлено, что интенсивные линии в дифрактограммах обеих эвтектик соответствуют линиям GaSb. Слабые линии в спектре GaSb-FeGa_{1.3}, в основном, соответствуют линиям соединения Fe₃Ga₄, однако в спектре GaSb-CoGa_{1.3} они не идентифицируются. Сравнение микроструктурного и EDX анализов эвтектик показало, что содержание галлия в металлических включениях эвтектики GaSb-CoGa_{1.3} в три раза больше, чем в GaSb-FeGa_{1.3}. Изображения рельефа поверхности композита GaSb-FeGa_{1.3}, полученные атомно-силовым микроскопом, проявляются на наномасштабном уровне.

OD: 81.40.Vw, 61.05.C-, 77.80.B-

NATRIUM NİOBATDA ANTİSEQNETOELEKTRİK – SEQNETOELEKTRİK FAZA KEÇİDİNƏ YÜKSƏK TƏZYİQİN TƏSİRİ

**S.H.CABAROV^{1,2}, D.P.KOZLENKO², Ə.İ.MƏMMƏDOV¹, R.Z.MEHDIYEVA¹,
S.E.KIÇANOV², K.LATE³**

*Azərbaycan MEA-nın Fizika İnstitutu¹
AZ 1143, Bakı şəh., H.Cavid pr., 33
ОИЯИ, ЛНФ²
141980 Россия, г.Дубна, ул. Жолито-Кюри, 6
Helmholtz Centre Potsdam³
D14473Germany, Telegrafenberg, Potsdam
sakin@jinr.ru*

Daxil olub: 16.01.2011
Çapa verilib: 15.03.2012

Abstract

$NaNbO_3$ birləşməsinin quruluşu 0–4.3 GPa təzyiq intervalında enerji dispersiyalı rentgen difraksiyası metodu ilə tədqiq edilmişdir. Məlum olmuşdur ki, normal şəraitdə, $Pbcm$ fəza qəfəslı ortorombik simmetriyaya malik antiseqnetoelektrikdir. Təzyiqin qiyməti artması ilə 1.6 GPa-da $R3c$ fəza qəfəslı romboedrik quruluşlu seqnetoelektrik fazaya keçid baş vermişdir. Elementar qəfəsin həcmnin və qəfəs parametrlərinin qiymətləri, hər bir fəza üçün onların təzyiqdən asılılığı alınmışdır.

Açar sözlər: dispersiyalı rentgen difraksiyası, yüksək təzyiq, antiseqnetoelektrik

GİRİŞ

Perovskitlər quruluşuna malik olan seqnetoelektriklər bərk cisimlər fizikasının ən çox öyrənilən bir hissəsini təşkil edir [1,2]. Sadə quruluşa malik olmalarına baxmayaraq, bu birləşmələrdə müxtəlif maqnit və elektrik hadisələri müşahidə olunur. Bu xassələrin hamısı maddələrin strukturu ilə əlaqədar olduğu üçün, uzun illərdir ki, temperatur və təzyiq kimi təsirlər altında onların strukturları tədqiq edilməkdədir [3,4]. Ən çox öyrənilən perovskitlərdən biri də, natrium niobatdır $NaNbO_3$. Onun böyük marağa səbəb olması, müxtəlif temperatur intervallarında həm seqnetoelektrik, həm antiseqnetoelektrik və həm də paraelektrik xassələrinə malik olmasıdır. Bundan başqa, son zamanlarda elektronikada ekoloji təhlükəsizliyə görə qurğusunsuz tərkibli birləşmələrdən daha çox istifadə olunması, bu birləşməyə olan marağı daha da artırmışdır [5].

$NaNbO_3$ marağ doğuran xüsusiyyətlərindən biri də, geniş temperatur intervalında bir neçə fəza keçidinə malik olmasıdır. Neytronoqrafiya [6] və rentgen difraksiyası [7] metodları ilə aparılmış tədqiqat işləri nəticəsində $NaNbO_3$ quruluşu kifayət qədər öyrənilmişdir. Məlum olmuşdur ki, normal şəraitdə otaq temperaturunda $Pbcm$ fəza qəfəslı ortorombik simmetriyalı antiseqnetoelektrikdir (P fazası) və qəfəs parametrləri $a \approx 3.914 \text{ \AA}$, $b \approx 4.914 \text{ \AA}$ və $c \approx 3.885 \text{ \AA}$ qiymətlərinə uyğundur [7]. 633 K temperaturda $Pnmm$ fəza qəfəslı ortorombik simmetriyaya malik antiseqnetoelektrik fazaya (R fazası) keçid baş verir. $T_C = 753 \text{ K}$ temperaturda S fazasına (ortorombik, $Pnmm$) antiseqnetoelektrik-paraelektrik fəza keçidi baş verir. Temperaturun sonrakı artması ilə, əvvəlcə ortorombik simmetriyalı $T1$ fazasına (paraelektrik, $Ccmm$), sonra isə tetraqonal simmetriyalı $T2$ fazasına (paraelektrik, $P4/mbm$) keçid baş verir. 913 K temperaturdan yuxarı temperaturalarda isə, kubik quruluşa malik U fazası (paraelektrik, $Pm \bar{3} m$) müşahidə olunur. $T > 948 \text{ K}$ temperatur oblastında L fazası müşahidə edilir ki, bu fəza ortorombik simmetriyaya malikdir və $Pmmm$ fəza qrupuna uyğun gəlir [8].

Temperatur intervalında kifayət qədər dəqiq öyrənilməsinə baxmayaraq, bu birləşmənin strukturuna yüksək təzyiqin təsiri kifayət qədər dəqiq öyrənilməmişdir və tədqiqata ehtiyacı vardır. Ona görə də bu işdə, $0\div 4.3\text{ GPa}$ təzyiq intervalında natrium niobatin quruluşu tədqiq edilmişdir.

TƏCRÜBƏ

NaNbO_3 keramik nümunələri standart metodla Nb_2O_5 və Na_2CO_3 oksidlərinin və oksigenin bərkfazlı reaksiyası nəticəsində alınmışdır. Sintez reaksiyası platin qabda (tiql), 3 aralıq mərhələdə aparılmışdır. Birinci mərhələ $1000\div 1300\text{ K}$ temperaturda 10 saat müddətində, ikinci mərhələ 1300 K temperaturda 8 saat müddətində, üçüncü mərhələ isə $1500\div 1600\text{ K}$ temperaturda 5 saat müddətində həyata keçirilmişdir.

Təcrübələr $0\div 4.3\text{ GPa}$ təzyiq intervalında sinxrotron şüalandırma metodu ilə, DORIS-III mənbəyinin F2.1 kanalında yerləşən MAX80 yüksək təzyiq aparatından istifadə edilərək yerinə yetirilmişdir (HASYLAB, Hamburg sinxrotron şüalanma laboratoriyası) [9,10]. MAX80 aparatında tədqiqat, sinxrotron şüalandırma metodu – enerji dispersiyalı rentgen şüalarının difraksiyası ilə yerinə yetirilmişdir. Sinxrotron şüalandırma metodu, ənənəvi rentgen difraksiyasından aşağıdakı üstünlüklərə malikdir:

- İnfraqırmızı oblastdan rentgen oblastına qədər kəsilməz spektr,
- Buraxılan şüanın hərəkət istiqamətində dağılma bucağının çox kiçik olması (bucaq dağılması 1 mrad tərtibində),
- Şüalandırmanın bütün xarakteristikalarının dəqiq hesablanması imkanı,
- Parlaqlığının yüksək olması hesabına, hətta çox kiçik ölçülü nümunələrin belə, yüksək təzyiq altında tədqiq etmək imkanı [11].

MAX80 aparatı, yüksək təzyiq və yüksək temperaturlarda tədqiqat aparmağa imkan verir. Yüksək təzyiq almaq üçün istifadə olunan zindanlar volfram karbiddən hazırlanırlar və bu zindanların köməkliyi ilə 5 GPa -a qədər təzyiq almaq mümkündür. Rentgen şüası, zindanların arasından, nümunənin üzərinə salınır.

Təzyiq, həcm və temperatur məlumatları, alınmış difraksiya xəttlərinin dəyişiklikliyi ilə təyin olunur. Rentgen difraksiyası təcrübələri üçün enerji dispersiyası eksperimental tərtibatı əvvəlcədən məlumdur. Nümunə rentgen şüası vasitəsilə şüalandırılır. Nümunədən səpilən şüa Ge – dan hazırlanmış bərk cisim detektoru vasitəsilə qeyd edilir. Qeyd edici detektorun Breq bucağı 9.093° -dir.

$3\div 5$ dəqiqə ərzində, $30\div 80\text{ keV}$ enerji intervalında spektrlər qeydə alınmışdır. Alınan spektrlər çoxkanallı analizatorda saxlanılmışdır və sonradan FullProf proqramı [12] vasitəsilə Ritveld metodu [13] ilə analiz olunmuşdur.

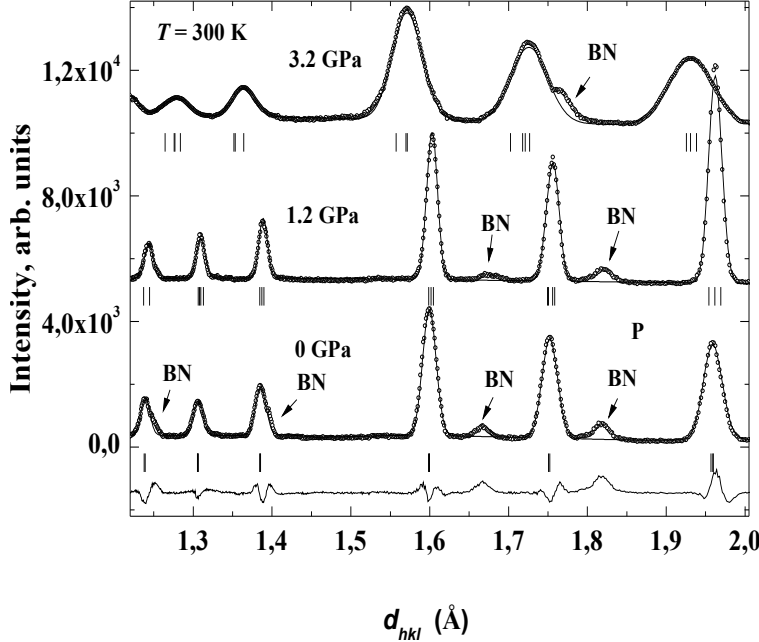
NƏTİCƏLƏRİN MÜZAKIRƏSİ

Enerji dispersiyalı rentgen difraksiyası ilə alınmış spektrlər şəkil 1-də göstərilmişdir.

Natrium niobatda quruluş dəyişmələrinin sayı çox olduğuna görə, temperatur intervalında sinxrotron şüalandırmada rentgen difaksiyası vasitəsilə alınmış spektrlərdə əsaslı dəyişikliklər yaranmır. Çünki, yeni fazanın parametrləri, əvvəlki fazanın parametrlərinə çox yaxın olur. Belə olan halda faza keçidlərini təyin etmək üçün maksimumların yarımhündürlükdə eninin və mövqeyinin temperaturdan asılılığından istifadə edirlər [8]. Amma, yüksək təzyiq altında strukturu öyrənərkən, spektrlərdən göründüyü kimi əsaslı dəyişikliklər yaranır. $(211)/(211)/(211)$ maksimumunda yarımhündürlükdə enin və mövqeyin təzyiqdən asılılığından istifadə etsək də, Şəkil 2-dən göründüyü kimi, $P=1.6\text{ GPa}$ -da faza keçidi baş verir.

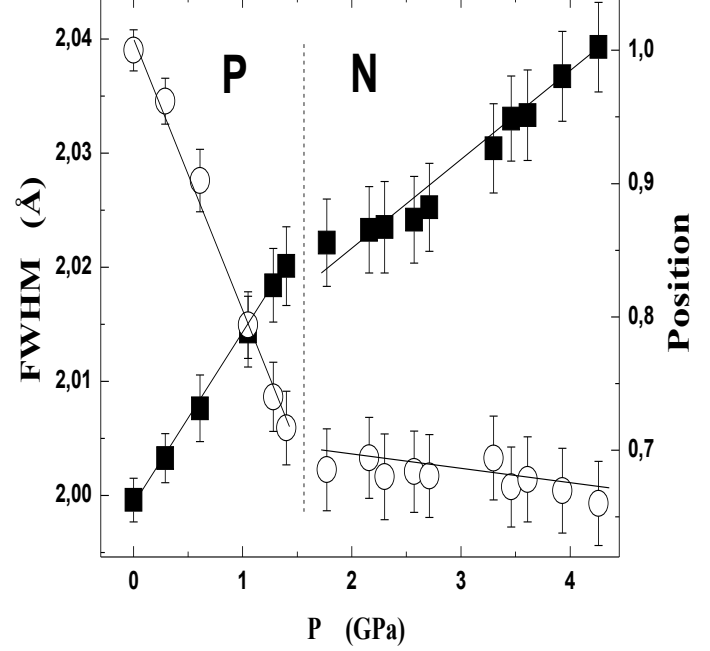
Alınmış spektrlərə əsasən $0\div 4.3\text{ GPa}$ təzyiq intervalında NaNbO_3 – in quruluşu təyin edildi və məlum olundu ki, otaq temperaturunda antiseqnetoelektrik P fazasına (ortorombik quruluşlu, $Pbcm$) malikdir. Qəfəs parametrləri və onların təzyiqdən

asilılıqları alındı (Şəkil 3.a). Qəfəs parametrləri: $a=3.91587\text{\AA}$, $b=3.90752\text{\AA}$, $c=3.91184\text{\AA}$ qiymətlərinə uyğundur ki, bu da əvvəlki nəticələrlə üst – üstə düşür [7]. Məlum oldu ki, təzyiqin qiyməti artdıqca qəfəs parametrlərinin qiymətlərində xətti qanunla azalma baş verir. $P=1.6\text{ GPa}$ təzyiqdə faza keçidi baş verir və romboedrik simmetriyaya malik N fazasına (seqnetoelektrik, $R3c$) keçir. Bu fazada qəfəs parametrləri: $a=3.875186\text{\AA}$, $c=3.86738\text{\AA}$ qiymətlərinə uyğun gəlir. Şəkil 3.b-də elementar qəfəsin həcmnin təzyiqdən asılılığı verilmişdir ki, bu asılılıqda da faza keçidi aydın görünür.



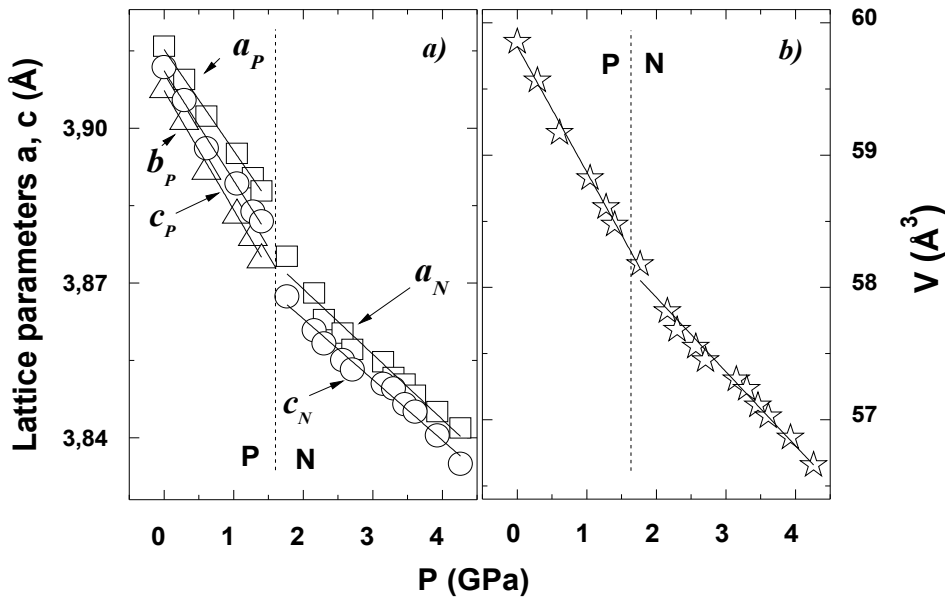
Şəkil 1.

NaNbO_3 -ın enerjidispersiyalı rentgen difraksiyası ilə alınmış spektrləri verilmişdir. 0, 1.2 və 3.2 GPa təzyiqlərdə Breq piklərinin vəziyyəti və spektrlərin işlənməsi zamanı yol verilən xəta da qeyd edilmişdir. Nümunənin hazırlandığı bor nitridin (BN) spektri əlavə maksimumların yaranmasına səbəb olmuşdur.



Şəkil 2.

Rentgen difraksiyası ilə alınmış spektrlərin $(121)/(112)/(211)$ pikinin yarımhündürlükdə eninin və mövqeyinin təzyiq asılılığı.



Şəkil 3.

NaNbO_3 -ın qəfəs parametrlərinin (a) və elementar qəfəsin həcmnin (b) təzyiq asılılığı.

Beləliklə, toz halında olan NaNbO_3 nümunələri, enerji dispersiyalı rentgen difraksiyası metodu ilə tədqiq edilmişdir. Alınmış spektrlərin analizi nəticəsində məlum oldu ki, $P=1.6\text{ GPa}$ təzyiqdə antiseqnetoelektrik–seqnetoelektrik faza keçidi baş verir. Antiseqnetoelektrik P və seqnetoelektrik N fazaları üçün qəfəs parametrləri təyin edilmiş və bu fazalarda qəfəs parametrlərinin dəyişmə mexanizmi öyrənilmişdir.

Bu elmi–tədqiqat işi, Rusiya Federasiyasının aşağıdakı qrantlarının dəstəyi ilə yerinə yetirilmişdir: “МД-696.2010.2”, “РФФИ №09-02-00311-а”, “Dövlət müqaviləsi №02.740.11.0542”, “2007-2012–ci illərdə Rusiya elmi–texnoloji kompleksinin prioritet istiqamətlər üzrə inkişafının hazırlığı və tədqiqat” Federal məqsədli proqramı və “2009-2013–cü illərdə Rusiyada innovasiya üçün elmi və elmi–pedaqoji kadrlar” proqramı.

1. К.С.Александров, Б.В.Безносиков, Перовскитоподобные кристаллы, Наука, Н., (1997) 216.
2. К.С.Александров, Б.В.Безносиков, Перовскиты, перспективы и будущее, Наука, Н., (2004) 231.
3. С.Г.Джабаров, Д.П.Козленко, С.Е.Кичанов, А.В.Белушкин, Б.Н.Савенко, Р.З.Мехтиева, К.Лате, *Влияние высокого давления на переход сегнетоэлектрик–параэлектрик в PbTiO_3* , *ФТТ*, **53** (2011) 2185-2189.
4. S.H.Jabarov, D.P.Kozlenko, S.E.Kichanov, A.I.Mammadov, R.Z.Mehdiyeva, E.V.Lukin, B.N.Savenko, K.Lathe, *Pressure-Induced Change in the Order of the Phase Transition in Lead Titanate, Structural Aspects, Surface Engineering and Applied Electrochemistry*, **48** №1 (2012) 81-85.
5. S.K.Mishra, R.Mittal, V.Yu.Pomjakushin, S.L.Chaplot, *Phase stability and structural temperature dependence in sodium niobate, Competing antiferroelectric and ferroelectric interactions in NaNbO_3* , *Phys. Rev. B.*, **83** 134105 (2011).
6. S. K.Mishra, N.Choudhury, S.L.Chaplot, P.S.R.Krishna, R.Mittal, *Competing antiferroelectric and ferroelectric interactions in NaNbO_3* , *Phy. Rev.B*, **76** 024110 (2007).
7. Yu.I.Yuzyuk, P.Simon, E.Gagarina, L.Hennet, D.Thiaudiere, V.I.Torgashev, S.I.Raevskii, L.A.Reznitchenko, J.L.Sauvajol, *Modulated phases in NaNbO_3* , *J. Phys.: Condens. Matter.*, **17** (2005) 4977-4990.
8. S.H.Cabarov, S.E.Kiçanov, E.V.Lukin, *Yüksək temperaturda NaNbO_3 -in quruluş dəyişmələri “I Elm Festivalı”, Bakı*, (2011) 7-12.
9. Г.В.Фетисов, *Синхротронное излучение. Методы исследования структуры веществ*, *ФИЗМАТЛИТ, М.*, (2007) 672.
10. P.Zinn, J.Lauterjung, R.Wirth, *Kinetic and microstructural studies of the crystallisation of coesite from quartz at high pressure*, *Zeitschrift für Kristallographie*, **212** (1997) 691-698.
11. С.Е.Кичанов, *Автореф. диссертации на соискание ученой степени кандидата технических наук, Структура и динамика кристаллов с молекулярными ионами аммония и пиридина в широком диапазоне давлений и температур*, Тула: Тульский Государственный Университет (2008).
12. Rodriguez-Carvajal, *Recent Advances in Magnetic Structure Determination by Neutron Powder Diffraction*, *J Physica B*, **192** (1993) 55-70.
13. H.M.Rietveld, *Line profiles of neutron powder-diffraction peaks for structure refinement*, *Acta Crystallogr.*, **22** (1967) 151-152.

**INFLUENCE OF HIGH PRESSURE ON ANTIFERROELECTRIC-FERROELECTRIC PHASE
TRANSITION IN SODIUM NIOBATE**

**S.H.JABAROV, D.P.KOZLENKO, A.I.MAMMADOV, R.Z.MEHDIIEVA, S.E.K ICHANOV,
K.LATHE**

The crystal structure of NaNbO_3 has been studied in pressure range 0÷4.3GPa by energy-dispersive X-ray diffraction. It has been found that ferroelectric phase of orthorhombic symmetry (space group is $Pbcm$) has been displayed at normal conditions. At higher pressure of 1.6GPa, a phase transition to second ferroelectric phase of rhombohedral symmetry and space group $R3c$ has been discovered. The unit cell parameters and volume as well as their dependence on the applied pressure have been precisely determined for both phases.

**ВЛИЯНИЕ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ НА ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД
АНТИСЕГНЕТОЭЛЕКТРИК–СЕГНЕТОЭЛЕКТРИК В НИОБАТЕ НАТРИЯ**

**С.Г.ДЖАБАРОВ, Д.П.КОЗЛЕНКО, А.И.МАМЕДОВ, Р.З.МЕХТИЕВА, С.Е.КИЧАНОВ,
К.ЛАТЕ**

Исследована кристаллическая структура соединения NaNbO_3 в барическом интервале 0÷4.3ГПа методом энергодисперсионной рентгеновской дифракции. Обнаружено, что при нормальных условиях имеет место антисегнетоэлектрическая фаза с орторомбической симметрией и пространственной группой $Pbcm$. С повышением давления при 1.6ГПа обнаружен фазовый переход в сегнетоэлектрическую фазу с ромбоэдрической структурой и пространственной группой $R3c$. Получены параметры и объемы элементарной ячейки, их барическая зависимость для различных фаз.

Редактор:О.Тагиев

УДК 621.315.592

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА CdIn_2S_4 , ЛЕГИРОВАННОГО ПРИМЕСЬЮ Fe

ЗАФАР КАДЫРОГЛЫ, Т.Г.КЕРИМОВА, Р.А.ГУЛИЕВ, М.А.АЛИЕВ

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

поступила 16.01.2011
принята к печати 05.03.2012

РЕФЕРАТ

Исследованы электрические и фотоэлектрические свойства нелегированных и легированных Fe монокристаллов CdIn_2S_4 в области температур $110\div 365\text{K}$ и энергий $0.62\div 2.5\text{эВ}$. Измерены температурные зависимости темнового тока $I_d(T)$ и фототока $I_{ph}(T)$, спектральное распределение фототока $I_{ph}(h\nu)$. Обнаружено, что легированные Fe кристаллы CdIn_2S_4 обладают фоточувствительностью в широкой области энергий $0.62\div 2.5\text{эВ}$. Определены энергии

Ключевые слова: фотопроводимость, фотоэлектрические свойства, CdIn_2S_4 , нелегированных CdIn_2S_4 и $E_c-0.35$, $E_c-0.67$, $E_c-1.41$, E_c -рекомбинация и прилипания, локальные уровни, структурные дефекты, примеси. $E_{vt}^I + 0.61\text{эВ}$ в легированных Fe кристаллах CdIn_2S_4 .

ВВЕДЕНИЕ

Тройное соединение CdIn_2S_4 относится к классу алмазоподобных полупроводниковых соединений с общей формулой $A^{II}B_2^{III}C_4^{VI}$, кристаллизуется в кубической структуре шпинели (пр.гр. O_h^7 $Fd3m$). Ширина запрещенной зоны CdIn_2S_4 (при концентрации свободных электронов $n \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$) равна 2.38эВ при 300K и 2.51эВ при 77K [1]. Это соединение обладает высокой фоточувствительностью и яркой люминесценцией в видимой области спектра [2-5].

Соединение CdIn_2S_4 относится к интересной группе твердых тел, фотоэлектрические свойства которых удается изменять в широком диапазоне легированием и отклонением от стехиометрии. Удельное сопротивление и фоточувствительность CdIn_2S_4 меняется с изменением содержания серы, а также при легировании Cu, Ag и Au [6]. В CdIn_2S_4 наблюдается эффект переключения и памяти на контакте CdIn_2S_4 -металл, световая память, генерация токовых колебаний, фотокаталитические свойства и др. [7-16]. Интерес к этому полупроводнику связан с возможностью практического применения в качестве фоторезистора, солнечного элемента, фотокаталитического материала и светоизлучающего диода [17-22]. В связи с этим необходимо исследование генерационно-рекомбинационных процессов в CdIn_2S_4 .

В CdIn_2S_4 имеются два сорта атомов в катионной подрешетке, которые упорядочены друг относительно друга. Возможно образование антиструктурных дефектов, обусловленных взаимозамещением катионов (Cd_{In} и In_{Cd}), вакансии кадмия (V_{Cd}), вакансии серы (V_S), кадмия в междоузлиях (Cd_{int}), сульфида в междоузлиях (V_S) и комплексы этих точечных дефектов. Эти факторы приводят к наличию богатого спектра локальных состояний и многообразие особенностей протекания неравновесных процессов. Однако неравновесные процессы, в смысле понимания их природы и взаимосвязи с особенностями кристаллической решетки, энергетический спектр локальных уровней, и механизм генерационно-рекомбинационных процессов в CdIn_2S_4 недостаточно исследованы.

Целью настоящей работы является получение дополнительной информации о взаимосвязи локальных уровней с особенностями кристаллической решетки в нелегированных, а также легированных Fe монокристаллах CdIn_2S_4 . Изучены электрические и фотоэлектрические характеристики нелегированных и легированных Fe монокристаллов CdIn_2S_4 . Измерялись температурные зависимости темнового тока $I_d(T)$ и фототока $I_{ph}(T)$, спектральное распределение стационарного фототока $I_{ph}(h\nu)$. Эти методы сравнительно простым экспериментальным путем позволяют обнаружить локальные уровни в запрещенной зоне и определить их энергетические положения.

СИНТЕЗ СОЕДИНЕНИЯ И ИЗГОТОВЛЕНИЕ ОБРАЗЦОВ

Поликристаллические образцы CdIn_2S_4 получены сплавлением исходных компонентов. Продукты синтеза были использованы для выращивания монокристаллов. Монокристаллы *n*-типа проводимости получены газотранспортным методом с использованием иода в качестве транспортера и кристаллизацией из расплава. Монокристаллы CdIn_2S_4 , полученные газотранспортным путем, имели вид октаэдров красного цвета с четко выраженной огранкой и зеркальными поверхностями. Отметим, что легирование примесью Fe меняет цвет монокристаллов от красного к темному. Введенные примеси не конвертируют тип проводимости $n \rightarrow p$. Отбирались фоточувствительные высокоомные в темноте образцы с удельным сопротивлением $10^6 \div 10^8 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ кратностью темнового и светового сопротивления $R_d/R_l = 10^2 \div 10^5$ при освещенности 200 Лк и 300 К. Для проведения измерений образцам придавался вид плоскопараллельных пластин размерами $3 \times 2 \times 1 \text{ мм}^3$. В качестве омических контактов использовался металлический индий. Напряженность электрического поля в образце не превышала значения 20 В/см. При таких напряженностях ВАХ линейна и предотвращены эффекты, связанные с токами объемного заряда.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Температурные зависимости темнового тока $I_d(T)$ в нелегированных CdIn_2S_4 и легированных $\text{CdIn}_2\text{S}_4:\text{Fe}(3\%)$ образцах измерены в интервале 110–365 К (Рис.1).

Температурные зависимости темнового тока $I_d(T)$ представляют собой, как правило, экспоненту, показатель которой дает энергетическое положение уровней. Такое возрастание темнового тока с повышением температуры обусловлено освобождением электронов с примесных уровней. Наличие трех наклонов свидетельствует о проявлении в температурной зависимости темнового тока трех наиболее эффективных локальных уровней. Для нелегированных образцов величина энергии активации, найденная по наклону зависимости $I_d(T)$, составляла 0.22, 0.5 и 1.0 эВ (кр.1). Величины энергии активации, определенные по наклону температурной зависимости темнового тока $I_d(T)$ для кристаллов $\text{CdIn}_2\text{S}_4:\text{Fe}$ составляют 0.35 и 0.67 эВ (кр.2). В температурной зависимости темнового тока кристаллов $\text{CdIn}_2\text{S}_4:\text{Fe}$ до температуры 180 К активации темнового тока не обнаруживается. Этот факт можно объяснить тем, что легирование Fe увеличивает концентрацию акцепторных центров. Эти акцепторы в термодинамическом равновесии компенсируются донорами, имеющимися в кристалле, что приводит к смещению уровня Ферми к середине запрещенной зоны. При этом активация темнового тока начинается при более высоких температурах. Отметим, что при 5 К ионы железа занимают октаэдрические положения в кристаллической решетке CdIn_2S_4 . При повышении температуры от 5 К к 295 К для некоторой части ионов железа происходит изменение ближайшего окружения, которую авторы склонны

объяснить переходом некоторой части ионов железа из октаэдрических положений в тетраэдрические [23,24].

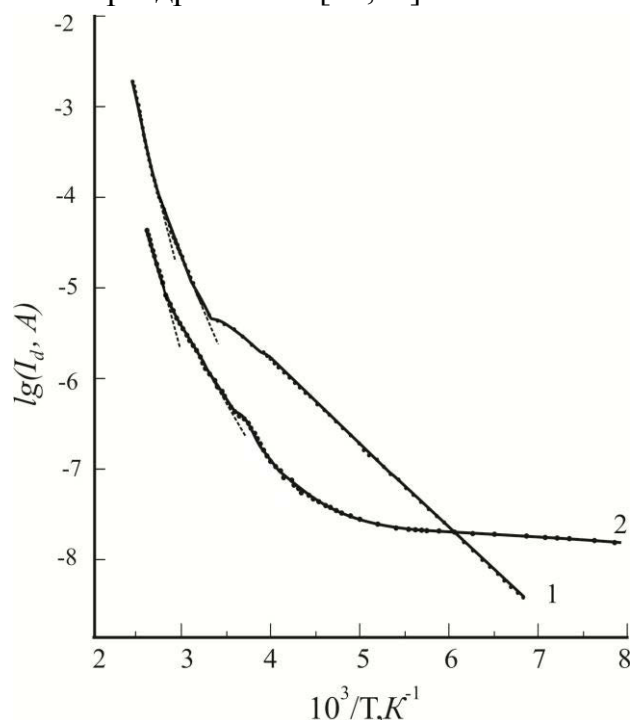


Рис.1.

Температурные зависимости темнового тока $I_d(T)$ монокристаллов CdIn_2S_4 : нелегированные (кр.1) и $\text{CdIn}_2\text{S}_4:\text{Fe}$ (3%) (кр.2).

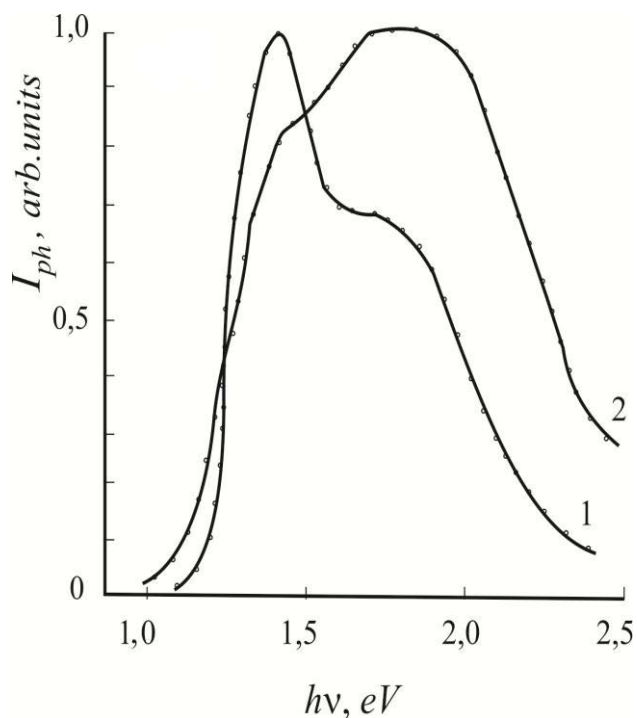


Рис.2.

Спектральное распределение фототока монокристаллов $\text{CdIn}_2\text{S}_4:\text{Fe}$ (3%) при температурах $T=110\text{K}$ (кр.1) и $T=300\text{K}$ (кр.2).

Исследования спектров фотопроводимости показывают, что кристаллы $\text{CdIn}_2\text{S}_4:\text{Fe}$ обладают фоточувствительностью в широкой области энергий $0.62 \div 2.5\text{eV}$. На Рис.2 представлен типичный спектр фототока в $\text{CdIn}_2\text{S}_4:\text{Fe}$ при температуре образца $T=110\text{K}$ и $T=300\text{K}$ в области энергий возбуждающего света $1.0 \div 2.5\text{eV}$. При температуре образца $T=110\text{K}$ в спектре фототока четко выделяется примесный максимум при энергии 1.41eV и плечо в области $1.6 \div 1.8\text{eV}$. С ростом температуры от 110 до 300K картина спектра фототока сильно перестраивается. Вместо максимума при 1.41eV наблюдается структура при 1.38eV и появляется широкий максимум вместо плато в интервале энергий $1.7 \div 1.9\text{eV}$. Эти особенности в спектрах фототока связаны переходами электронов с глубоких акцепторных уровней в зону проводимости. В спектре фототока $\text{CdIn}_2\text{S}_4:\text{Fe}$ обнаруживаются структуры с длинноволновым краем при 0.62 и 0.85eV (Рис.3). Отметим, что уровень $E_c - 1.41\text{eV}$ проявляется и в спектрах фототока нелегированных CdIn_2S_4 .

Температурная зависимость стационарного фототока $I_{ph}(T)$ в кристаллах $\text{CdIn}_2\text{S}_4:\text{Fe}$ измеряли в интервале температур $110 \div 300\text{K}$. Практически во всех исследованных кристаллах наблюдается активация фототока I_{ph} в интервале температур $110 \div 135\text{K}$ (Рис.4). Возрастание фототока описывается экспоненциальным законом. Кратность возрастания для различных кристаллов различна и зависит от уровня стационарного возбуждения L . При больших уровнях возбуждения L возрастание I_{ph} незначительно. Следует предположить, что активация фототока вызвана наличием центров прилипания для электронов, которые вступают в термический обмен с s -зоной при $T < 110\text{K}$. При температурах 140K начинается сильно выраженный эффект температурного гашения фототока (ТГФ). ТГФ указывает на существование быстрых s (центры с большим сечением захвата электрона) и медленных g -центров (центры с меньшим сечением захвата электрона),

т.е. центры фоточувствительности) рекомбинации. При температурах $T < 140\text{K}$ медленные г-центры рекомбинации играют основную роль в процессах рекомбинации и обеспечивают большое время жизни электронов в зоне проводимости. При температурах $T > 140\text{K}$ электроны переходят из валентной зоны на медленные г-центры, а дырки переходят в валентную зону, освобождаясь из медленных г-центров, т.е. начинается термическое освобождение дырок из медленных г-центров. При относительно высоких температурах ($T > 200\text{K}$) г-центры не участвуют в рекомбинации, являясь уровнями прилипания для дырок, поскольку поток дырок, захватываемых на них, равен числу дырок, термически активированных в валентную зону. В результате увеличивается рекомбинация через быстрые s-центры и время жизни электронов в зоне проводимости и фототок уменьшается.

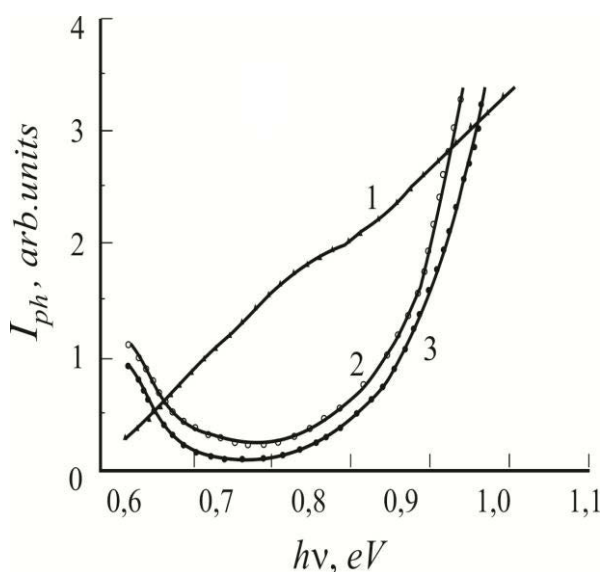


Рис.3.

Спектральное распределение фототока монокристаллов $\text{CdIn}_2\text{S}_4:\text{Fe}(3\%)$ (кр.1), нелегированных монокристаллов CdIn_2S_4 , выращенных методами химической транспортных реакции (кр.2) и кристаллизацией из расплава (кр.3) ($T=110\text{K}$).

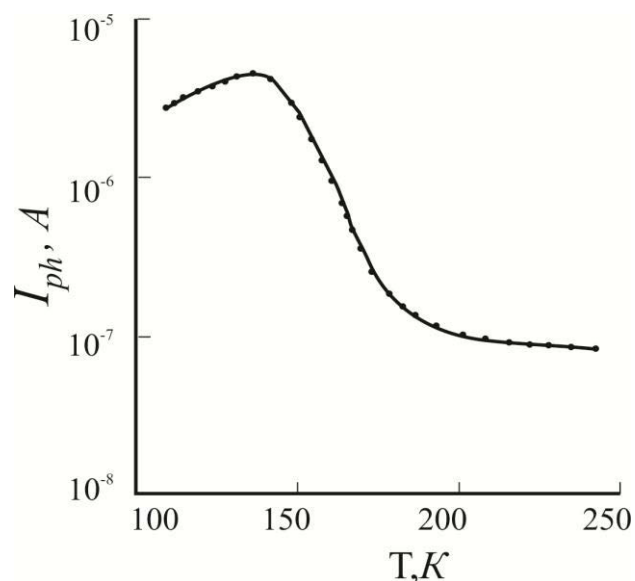


Рис.4.

Температурная зависимость фототока $I_{ph}(T)$ монокристаллов $\text{CdIn}_2\text{S}_4:\text{Fe}(3\%)$.

С ростом уровня возбуждения L переход от высокой чувствительности к меньшей, т.е. начало ТГФ, сдвигается в сторону высоких температур. По пересечению прямолинейных участков $\lg I_{ph} \sim 10^3/T$ определено «термическое» энергетическое расстояние г-центров от потолка v -зоны $E_{vr}^t = 0.61\text{эВ}$ и отношение сечений захвата дырки и электрона г-центрами $S_{pr}/S_{nr} = 7 \cdot 10^4$. В нелегированных образцах CdIn_2S_4 «оптическое» расстояние г-центров рекомбинации от потолка v -зоны определялось по длинноволновому краю спектра оптического гашения фототока и оказалось равным $E_{vr}^0 = 0.73\text{эВ}$ [5,25]. Следует отметить, что различие «термического» и «оптического» расстояний г-центров рекомбинации от потолка v -зоны обусловлено ионной составляющей связи в CdIn_2S_4 .

1. Г.Б.Абдуллаев, Д.А.Гусейнова, Т.Г.Керимова, Р.Х.Нани, *О межзонных переходах в CdIn_2S_4 , ФТП, 8* (1974) 1213-1216.
2. Д.Т.Гусейнов, Т.Г.Керимова, Зафар Кадыроглы, *Эффекты обусловленные отталкивающим барьером в соединении CdIn_2S_4 , ФТП, 30* (1996) 974-979.
3. A.N.Georgobiani, A.N.Gruzintsev, Z.P.Ilukhina, V.E.Tezlevan and I.M.Tiginyanu, *Photoconductivity and non-equilibrium carrier recombination in CdIn_2S_4 single crystals, Phys. St. Sol. (a), 82* (1984) 207-212.

4. E.Grilli, M.Guzzi, P.Cappeletti and A.V.Moskalonov, *Photoluminescence of CdIn₂S₄ single crystals. Recombination process and localized levels*, *Phys.St. Sol.(a)*, **59** (1980) 755-765.
5. Зафар Кадыроглы, Д.Т.Гусейнов, Т.Г.Керимова, *Исследование центров фотоувствительности в монокристаллах CdIn₂S₄. Труды шестой междунаучно-техн. конференции «Микроэлектронные преобразователи и приборы на их основе», Баку-Сумгаит, (2007) 76-78.*
6. Г.Б.Абдуллаев, В.Б.Антонов, Р.Х.Нани, Д.Т.Гусейнов, Э.Ю.Салаев, *К вопросу о спектральной зависимости фотопроводимости монокристаллов CdIn₂S₄*, *ФТП*, **2** (1968) 1048-1050.
7. Y.Seki, S.Endo and T Irie, *Low-frequency photocurrent oscillations in CdIn₂S₄ single crystals*, *Japan J. of Appl. Phys.*, **19** (1980) 1667-1674.
8. H.Nakanishi, *Fundamental absorption edge in CdIn₂S₄*, *Japan. J.of Appl. Phys.*, **19** (1980) 103-108.
9. Г.Б.Абдуллаев, Г.Л.Беленький, Л.С.Ларионкина, Р.Х.Нани, Э.Ю.Салаев, *Об эффекте световой памяти в кристаллах CdIn₂S₄*, *ФТП*, **7** (1973) 821-822.
10. Z.Kadiroğlu, T.G.Kerimova. *Photoelectronic and electrical properties of CdIn₂S₄ single crystals*, Defects in Semiconductors ISDS-25, Book of abstracts, St Peterburg, Russia, (2009) 310-311.
11. Z.Kadiroğlu, T.G.Kerimova, I.G.Nasibov, *Studies of electrons trapping centers surrounded by a repulsive barrier in CdIn₂S₄*, *17th International Conference on Ternary and Multinary Compounds, Book of abstracts, Elm, Baku*, (2010) 127.
12. Д.Т.Гусейнов, З.Г.Мамедов, Н.Э.Гасанов, Ю.Г.Асадов, *Инфракрасное, температурное и полевое гашение остаточной проводимости в монокристаллах CdIn₂S₄*, *ФТП*, **22** (1988) 956.
13. J.H.Kwang, *Growth and optoelectrical properties of CdIn₂S₄ epilayers by hot wall epitaxy*, *Journal of Ceramic Processing Research*, **6** №3 (2005) 201-204.
14. Г.Л.Беленький, Л.С.Ларионкина, Н.В.Маркевич, Р.Х.Нани, *Особенности длинновременной релаксации неравновесной проводимости в монокристаллах CdIn₂S₄*, *Изв.Ан Азерб. ССР, сер.физ.-мат. наук*, №4 (1975) 62-64.
15. Д.Т.Гусейнов, З.Г.Мамедов, Н.Э.Гасанов, Г.Д.Султанов, *Особенности остаточной проводимости в монокристаллах CdIn₂S₄*, *Изв.Ан Азерб. ССР, сер. физ.-мат. наук*, №5 (1987) 73-76.
16. Sanjay K. Apte, Sunil N.Garaje, Rohini, D.Bolade, Jalindar D.Ambekar, Milind V.Kulkarni, Sonali D.Naik, Suresh W.Gosavi, Jin Ook Baeg and Bharat B.Kale, *Hierarchical nanostructures of CdIn₂S₄ via hydrothermal and microwave methods: efficient solar–light-driven photocatalysts*, *Journal of Materials Chemistry*, **20** (2010) 6095-6102.
17. A.V.Kokate, M.R.Asabe, S.D.Delakes, L.V.Gavalli, S.I.Mulla, P.P.Hankare, B.K.Chougull, *Photoelectrochemical properties of electrochemically deposited CdIn₂S₄ thin films*, *J. Phys. Chem. Solids*, **67** (2006) 2331-2336.
18. L.Sangyoul and H.Kwangjoon, *Effect of thermal annealing on CdIn₂S₄ thin films grown by using hot wall epitaxy*, *Journal of the Korean Physical Society*, **50** (2007) 1789-1793.
19. S.H.You, S.H.Hong, T.S.Jeong, C.J.Youn, J.S.Park, B.J.Lee, J.W.Jeong, *Point defect study from low photoluminescence of the CdIn₂S₄ films grown by hot epitaxy method*, *J.Crystal Growth*, **271** (2004) 391-397.
20. Зафар Кадыроглы, Д.Т.Гусейнов, Т.Г.Керимова, М.А.Алиев, *Фотоувствительная структура на основе соединения CdIn₂S₄*, *Fizika*, **14** №3 (2008) 78-80.

21. Зафар Кадыроғлы, Т.Г.Керимова, Д.Т.Гусейнов, *Влияние центров окруженных отталкивающим барьером на неравновесные процессы в CdIn_2S_4* , Труды межд. конф. «Fizika-2005», Баку, (2005) 849-852.
22. K.Y.Rajpure, V.L.Mathe, C.H.Bhosale, *Photoelectrichemical investigation on spray deposited n- CdIn_2S_4 thin films*, Bull. Mater. Sci., **22** (1999) 927-931.
23. Г.Д.Султанов, Д.Т.Гусейнов, З.Г.Мамедов, *Мессбауэровские исследования CdIn_2S_4 , Неорганические материалы*, **31** (1995) 1224-1226.
24. Д.Т.Гусейнов, З.Г.Мамедов. *О фазовом переходе в CdIn_2S_4* , Неорганические материалы, **30** (1994) 2114.
25. Д.Т.Гусейнов, З.Г.Мамедов, Н.Э.Гасанов, Ю.Г.Асадов, *О двух типах медленных центров рекомбинации в CdIn_2S_4* , ФТП, **21** (1987) 738-740.

Fe İLƏ AŞQARLANMIŞ CdIn_2S_4 BİRLƏŞMƏSİNİN ELEKTRİK VƏ FOTOELEKTRİK XASSƏLƏRİ

ZƏFƏR QƏDİROĞLU, T.H.KƏRİMOVA, P.Ə.QULİYEV, M.Ə.ƏLİYEV

110÷365K temperatur və 0.62÷2.5əB şüalanma enerjisi aralığında aşqarsız və dəmirlə aşqarlanmış CdIn_2S_4 birləşməsinin elektrik və fotoelektrik xassələri öyrənilmişdir. Qaranlıqdakı cərəyanın $I_d(T)$ və fotocərəyanın $I_{ph}(h\nu)$ temperatur asılılıqları, fotocərəyanın şüalanma enerjisindən asılılıq spektri $I_{ph}(h\nu)$ tədqiq olunmuşdur. Aşkar edilmişdir ki, dəmirlə aşqarlanmış CdIn_2S_4 birləşməsi 0.62÷2.5əB enerji aralığında fotohəssaslığa malikdir. Dərin səviyyələrin enerjilərinin qiymətləri $E_c-0.22$, $E_c-0.5$ и $E_c-1.0$ əB (aşqarsız CdIn_2S_4 -də), $E_c-0.35$, $E_c-0.67$, $E_c-1.41$, $E_c-(1.6\div1.8)$ və $E_{vr}^t + 0.61$ əB (dəmirlə aşqarlanmış CdIn_2S_4 də) müəyyən edilmişdir.

ELECTRICAL AND PHOTOELECTRICAL PROPERTIES of CdIn_2S_4 DOPED by Fe

ZAFAR KADIROĞLU, T.G.KERIMOVA, R.A.KULIEV, M.A.ALIEV

The electrical and photoelectrical properties of undoped and doped by Fe CdIn_2S_4 single crystals have been investigated. The temperature dependence of dark current $I_d(T)$ and photocurrent $I_{ph}(T)$, the spectral distribution of stationary photocurrent in the 110÷365K temperature range and radiation energy 0.62÷2.5eV have been measured. It has been realized that $\text{CdIn}_2\text{S}_4:\text{Fe}$ has had high photosensitivity in wide spectral range of 0.62÷2.5eV. The energy of deep levels $E_c-0.22\text{eV}$, $E_c-0.5\text{eV}$ and $E_c-1.0\text{eV}$ for undoped CdIn_2S_4 and $E_c-0.35\text{eV}$, $E_c-0.67\text{eV}$, $E_c-1.41\text{eV}$, $E_c-(1.6-1.8)\text{eV}$ and $E_{vr}^t + 0.61\text{eV}$ ones for $\text{CdIn}_2\text{S}_4:\text{Fe}$ have been determined

Редактор: Г.Аждаров

УДК: 621.315.592

РОЛЬ ПРИМЕСИ EuF_3 В ФОТОПРОВОДИМОСТИ ХАЛЬКОГЕНИДНОЙ СТЕКЛООБРАЗНОЙ СИСТЕМЫ Se-As

А.И.ИСАЕВ, С.И.МЕХТИЕВА, С.Н.ГАРИБОВА, В.З.ЗЕЙНАЛОВ

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

поступила 06.02.2012
принята к печати 13.03.2012

РЕФЕРАТ

Исследованием температурной зависимости темновой проводимости и стационарной фотопроводимости, люксамперной характеристики, а также спектрального распределения фототока предложены энергетический спектр локальных состояний, связанных с заряженными дефектами D^- и D^+ , играющими существенную роль в процессах генерации и рекомбинации носителей заряда в $\text{Se}_{95}\text{As}_5$, содержащей примеси EuF_3 . Малые концентрации примеси EuF_3 , образуя химическое соединение с селеном и мышьяком, уменьшают концентрацию исходных собственных дефектов, а большие концентрации приводят к уменьшению концентрации D^+ -центров, и к росту D^- -центров.

Ключевые слова:
полупроводники,
фотопроводимость

аморфные
халькогениды,

Халькогенидные стеклообразные полупроводники (ХСП) уникальны тем, что способны изменять свои электрические, фотоэлектрические и оптические свойства под действием света. И благодаря таким особенностям, как изменение показателя преломления, края оптического поглощения, проявление неспаренных спинов, регистрируемых спиновым резонансом, фотолюминесценцией со стоковым сдвигом, а также обладая прозрачностью в среднем и ближнем ИК областях приобретают особый интерес как перспективные материалы для использования в различных электрических переключателях, запоминающих устройствах, в инфракрасных волоконных световодах, волоконных оптических лазерах и т. д. [1-5]. Привлекательность ХСП материалов обусловлена еще и тем обстоятельством, что у них подавляющее большинство локальных состояний связаны с заряженными дефектами D^- и D^+ (U-центрами с отрицательной эффективной энергией корреляции электронов), концентрации которых можно контролировать введением примесных атомов, проявляющихся в виде заряженных центров, что позволяет направленно изменять электронные свойства, контролируемые указанными состояниями. ХСП $\text{Se}_{95}\text{As}_5$ отличается кристаллизационной устойчивостью [6] и при введении примеси галогенов (Cl, Br) приобретает улучшенные параметры переноса электрического заряда, а также высокую фоточувствительность [7-9], что делает его более перспективным материалом.

Использование фторида европия EuF_3 в качестве примеси обусловлено двумя особенностями указанных атомов: во-первых, они проявляются, в основном, в виде заряженных центров (ионы Eu^{3+} и F^-) и должны влиять на концентрацию U-центров. Во-вторых, в запрещенной зоне ХСП создают уровни, обусловленные 4f состояниями иона Eu^{3+} , вследствие чего оптическая ширина запрещенной зоны ХСП перекрывается по энергии электронными переходами, разрешенными для иона Eu, что должно приводить к существенному изменению его оптических, фотоэлектрических и электрических свойств [4,5,10,11]. Понимание механизмов электронных процессов, ответственных за выше перечисленные особенности, а также выбор материалов, пригодных для разных технических приложений требует

получить подробные сведения об оптической щели и о процессах генерации и рекомбинации носителей заряда, где важную роль играет исследование фотопроедводимости. Кроме того, данные по фотопроедводимости позволяют установить энергетическое положение локальных состояний, связанных с заряженными дефектами D^- и D^+ , а также другие параметры указанных дефектов [1].

Настоящая работа посвящена исследованию температурной зависимости темновой проводимости (ТП) и стационарной фотопроедводимости (ФП), люксамперной характеристики, а также спектрального распределения фототока $\text{Se}_{95}\text{As}_5$, содержащей примеси EuF_3 .

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА И ИЗГОТОВЛЕНИЕ ОБРАЗЦОВ

Синтез ХСП состава $\text{Se}_{95}\text{As}_5$ с примесью EuF_3 осуществлялся сплавлением соответствующих количеств химических элементов особой чистоты в вакуумированных кварцевых ампулах при температуре выше 900°C во вращающейся печи с последующим охлаждением в режиме выключенной печи. Примесь вводилась в процессе синтеза, концентрация ее лежала в пределах $0,01 \div 1 \text{ ат\%}$

Образцы для измерений представляли собой структуру типа «сэндвич». Слои ХСП состава $\text{Se}_{95}\text{As}_5$ с примесью EuF_3 толщиной $0,5 \text{ мкм} \div 10 \text{ мкм}$ были изготовлены методом термического испарения вещества в вакууме $10^{-6} \text{ мм рт. ст.}$ на стеклянные подложки, на которых предварительно наносился слой алюминия, служащего в качестве нижнего электрода. Верхним электродом служила полупрозрачная пленка алюминия, также напыленная в вакууме.

В работе проводились измерения температурных зависимостей ТП и ФП в области температур $273 \div 340 \text{ К}$, люксамперной характеристики, а также спектрального распределения фотопроедводимости. Для изменения интенсивности света использовался набор нейтральных светофильтров. Измерения проводились в стационарном режиме по стандартной методике.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На Рис.1 приведены температурные зависимости темнового тока (кривые 1-4) и стационарного фототока (кривые 5-8) ХСП состава $\text{Se}_{95}\text{As}_5$ с примесью EuF_3 . Как видно из рисунка, темновой ток экспоненциально растет с увеличением температуры по закону $I_d = \exp(-E_\sigma/kT)$. Однако температурная зависимость фототока имеет немонотонный характер: начиная с температуры 273 К фототок экспоненциально растет с увеличением температуры по закону $I_{ph} = \exp(-\Delta E_b/kT)$ и пропорционально квадратному корню интенсивности падающего света, т.е. реализуется бимолекулярный режим. При высоких температурах фототоки сравнимы или меньше по сравнению с темновым током и убывают экспоненциально с увеличением температуры ($I_{ph} = \exp(-\Delta E_m/kT)$) и линейно растут с увеличением интенсивности падающего света, т.е. реализуется мономолекулярный режим. Исследования показали, что с ростом интенсивности возбуждающего излучения энергия активации температурной зависимости фототока на низко- и высокотемпературных участках ($\Delta E_b, \Delta E_m$) не изменяется, а положение максимума сдвигается в сторону высоких температур. Используя модель, предложенную в работах [12,13], допускающую существование в запрещенной зоне полупроводника двух наборов локальных уровней захвата, расположенных по разные стороны от уровня Ферми, сделана попытка интерпретировать особенности фотопроедводимости исследуемых материалов. Предполагается, что рекомбинация происходит между носителями, захваченными на локальные состояния в щели подвижности и свободными носителями в разрешенной зоне. При этом для энергии активации на

участках, соответствующих мономолекулярному и бимолекулярному режимам рекомбинации, выражаются в виде

$$\Delta E_m = (E_d - E_v) - E_\sigma$$

$$\Delta E_b = (E_a - E_v)/2,$$

где E_d и E_a – энергии донороподобных и акцептороподобных уровней выше и ниже уровня Ферми, E_v – энергия края валентной зоны и E_σ – энергия активации темновой проводимости.

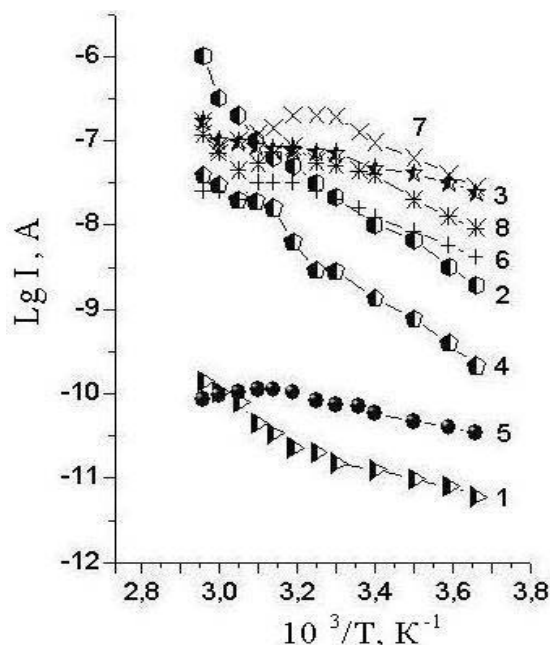


Рис. 1.

Температурные зависимости темнового тока (кривые 1 – 4) и стационарного фототока (кривые 5 – 8) состава $\text{Se}_{95}\text{As}_5$ с примесью EuF_3 :

1, 5 - $\text{Se}_{95}\text{As}_5$; 2, 6 - $\text{Se}_{95}\text{As}_5(\text{EuF}_3)_{0.01}$; 3, 7 - $\text{Se}_{95}\text{As}_5(\text{EuF}_3)_{0.1}$; 4, 8 - $\text{Se}_{95}\text{As}_5(\text{EuF}_3)_1$

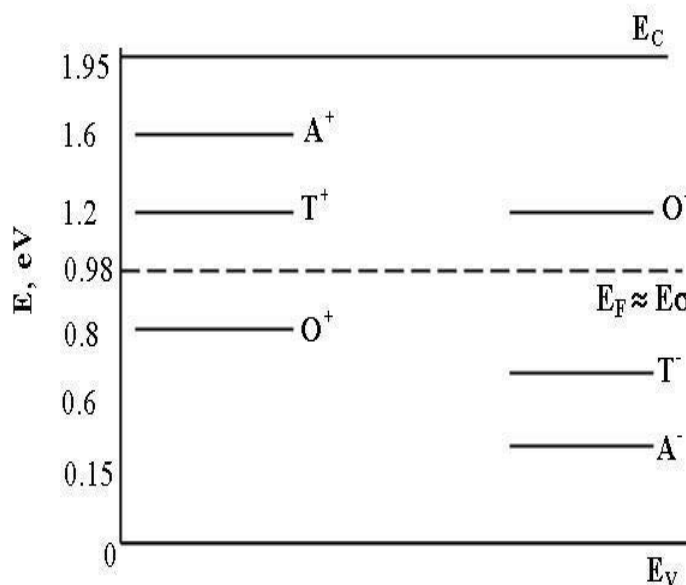


Рис. 2.

Схема энергетических уровней, где найденные значения E_d и E_a обозначены через T^+ и T^- .

Из данных по температурной зависимости темновой проводимости и фотопроводимости сделаны оценки положения уровней рекомбинации E_d и E_a относительно края валентной зоны, а также энергии активации темновой проводимости, т.е. положение уровня Ферми (E_f) относительно края валентной зоны (E_v), результаты которых представлены в Таблице. На Рис.2 представлена схема энергетических уровней, где найденные значения E_d и E_a обозначены через T^+ и T^- . Численные значения ширины запрещенной зоны взяты из работы [17].

Таблица

Энергетическое положение акцепторо- и донороподобных центров в составе $\text{Se}_{95}\text{As}_5$, содержащей примеси EuF_3 .

EuF_3 , ат. %	$E_A - E_v$, eV	E_σ , eV	$E_D - E_v$, eV
0	0.6	0.98	1.18
0.01	0.62	0.96	1.2
0.05	0.62	0.96	1.2
0.1	0.64	0.95	1.2
0.5	0.64	0.96	1.2
1	0.66	0.97	1.22

На Рис.3 показано спектральное распределение стационарного фототока $\text{Se}_{95}\text{As}_5$ с примесью EuF_3 . Значения фототока, приведенные на представленном графике, при каждом значении энергии падающего фотона нормировано на постоянное число фотонов. Как видно из Рис.3, для $\text{Se}_{95}\text{As}_5$, не содержащего примеси, на кривой спектрального распределения фототока имеются изломы вблизи энергии фотонов 1,6 и 1,8Эв, что, по-видимому, соответствует оптическим переходам между валентной зоной и уровнем A^+ (1,6Эв) и из уровня A^- (1,8Эв) в зону проводимости.

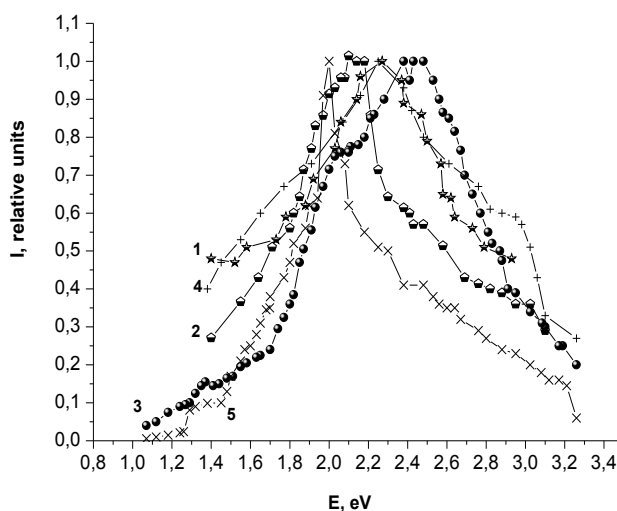


Рис. 3.

Спектральное распределение стационарного фототока состава $\text{Se}_{95}\text{As}_5$ с примесью EuF_3 : 1- $\text{Se}_{95}\text{As}_5$, 2 - $\text{Se}_{95}\text{As}_5(\text{EuF}_3)_{0.01}$, 3 - $\text{Se}_{95}\text{As}_5(\text{EuF}_3)_{0.05}$, 4 - $\text{Se}_{95}\text{As}_5(\text{EuF}_3)_{0.5}$, 5 - $\text{Se}_{95}\text{As}_5(\text{EuF}_3)_1$.

В настоящее время для интерпретации многих электронных свойств ХСП материалов успешно применяются представления, развитые в рамках модели заряженных собственных дефектов[14-16]. Для объяснения отсутствия спинового магнетизма Андерсон [14] предположил, что однократное заполнение состояния должно быть энергетически менее выгодным, чем комбинация незаполненных или двукратно заполненных состояний при том же самом общем числе электронов.

Согласно этой модели U^- -центры, представляющие собой заряженные дефекты D^+ и D^- , образуются из исходных нейтральных дефектов D^0 по реакции



Предполагается, что роль D^- -центров в нашем случае играют центры C_1^- и P_2 , связанные оборванными связями селена и атомами мышьяка с нарушенной координацией, соответственно. А роль D^+ -центров играют трехкоординированные атомы мышьяка и селена.

При введении в ХСП заряженной примеси, согласно закону электронейтральности

$$[A^+] + [D^+] = [D^-], \quad [A^-] + [D^-] = [D^+] \quad (5)$$

и действующих масс

$$[D^+] [D^-] = [D^0]^2 = \text{const} \quad (6)$$

изменяется количественное соотношение между концентрациями заряженных центров.

Влияние примеси EuF_3 в малых концентрациях не происходит в рамках модели заряженных собственных дефектов, т.е. в результате участия примеси EuF_3 концентрация D^- и D^+ -центров уменьшается [10]. Такое же влияние на U^- -центры оказывают и примеси галогенов, т.е. примеси галогенов в малых концентрациях

вследствие химической активности, образуя ковалентную связь с мышьяком и селеном, уменьшают концентрацию собственных дефектов обоих знаков [13,14]. Аналогичное влияние наблюдается и в настоящей работе, что, по-видимому, также обусловлено химической активностью ионов РЗЭ и фтора способных образовывать химические соединения с селеном и мышьяком, в результате чего уменьшается концентрация исходных собственных дефектов. Если принять, что A^+ и A^- уровни, соответствующие энергетическому положению состояний, связанных с D^+ и D^- центрами, то уровни T^+ , T^- и O^+ , O^- соответствуют их возбужденным состояниям с нулевым зарядом (нейтральные дефекты D^0), где термические и оптические переходы между дефектами и зонами обозначены с помощью уровней T и O , соответственно. Судя по графику, представленному на Рис.1, спектры 3, 4 подтверждают эти высказывания. Действительно, как видно из Рис.3, при введении примеси EuF_3 в $Se_{95}As_5$ в малых концентрациях заметно ослабевают особенности вблизи энергии фотонов 1,6 и 1,8Эв, что свидетельствует об уменьшении концентрации D^- и D^+ -центров. Такое же поведение примеси EuF_3 проявляется также в зависимостях ТП и ФП от концентрации указанных примесей, представленных на Рис.4. Действительно, из рисунка видно, что малые концентрации примеси приводят к сильному повышению как ТП, так и ФП, что объясняется уменьшением концентрации локальных состояний, захватывающих свободные носители заряда, по-видимому, также связанные с заряженными дефектами (D^- и D^+ -центры). При больших концентрациях примеси EuF_3 наблюдается заметное усиление особенности вблизи энергии 1,8Эв, т.е. действие примеси в указанной области происходит в рамках модели заряженных дефектов, т.е. способствует увеличению D^- -центров и уменьшению D^+ -центров. Если учесть, что атомы европия в $Se_{95}As_5$ проявляются, в основном, в виде ионов Eu^{3+} , то такое поведение становится очевидным. Положение уровней O^+ , O^- определены из данных по фотоиндуцированному поглощению [4].

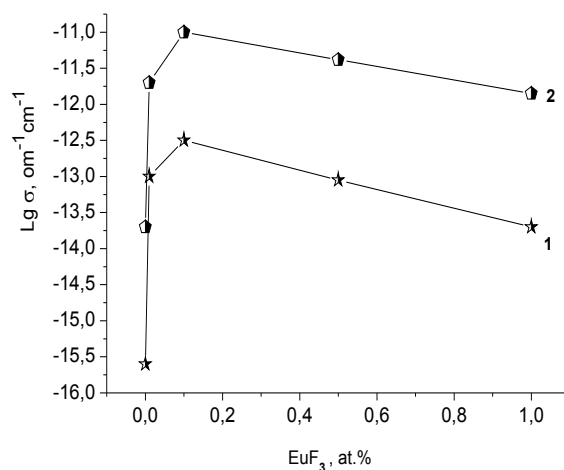


Рис. 4.

Зависимость ТП и ФП состава $Se_{95}As_5$ от концентрации указанных примесей: 1 - в темноте, 2-при освещении.

Из данных по фотопроводимости рассчитаны некоторые параметры модели заряженных дефектов, в частности, величина эффективной корреляционной энергии $U_{эф}$, как разность энергии T^+-T^- , которая составляет 0,6Эв, и энергия поляронной релаксации W^+ (энергетический интервал между уровнями A^+ и T^+) и W^- (интервал между A^- и T^-), составляющие 0,4 и 0,45Эв, соответственно.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследованием температурных зависимостей ТП и стационарной ФП, люксамперной характеристики, а также спектрального распределения фототока предложен энергетический спектр локальных состояний, играющий существенную роль в процессах генерации и рекомбинации носителей заряда в ХСП $\text{Se}_{95}\text{As}_5$, содержащего примеси EuF_3 . Показано что, полученные результаты удовлетворительно объясняются в рамках модели заряженных дефектов.

Определены энергетическое положение локальных состояний, соответствующие основному (A^+ , A^-) и возбужденному (T^+ , T ; O^+ , O^-) состояниям заряженных дефектов (D^+ , D^- -центры). Показано что, примеси EuF_3 сильно влияют на значения ТП, ФП и на спектральное распределение фототока, а также на концентрацию собственных заряженных дефектов. Влияние примеси EuF_3 при малых концентрациях (до 0,1at%) не происходит в рамках модели заряженных собственных дефектов, т.е. в результате участия примеси EuF_3 , концентрация D^- и D^+ -центров уменьшается. По-видимому, это обусловлено химической активностью ионов РЗЭ и фтора, способных образовать химические соединения с селеном и мышьяком, в результате чего уменьшается концентрация исходных собственных дефектов.

Поведение примеси EuF_3 в больших концентрациях происходит согласно модели заряженных дефектов, т. е. если учесть, что примеси европия, в основном, проявляются в виде ионов Eu^{3+} , то в результате их присутствия концентрация D^+ -центров должна уменьшаться, а D^- -центров увеличиваться, что действительно было наблюдено. Из данных по фотопроводимости рассчитаны некоторые параметры модели заряженных дефектов, в частности, величины эффективной корреляционной энергии $U_{\text{эф}}$ (0,6Эв) и энергии поляронной релаксации W^+ (0,4Эв), W^- (0,45Эв).

1. К.Д.Цендин, *Электронные явления в халькогенидных стеклообразных полупроводниках*, СПб, Наука, (1996) 320.
2. Tanaka Keiji, *Nonlinier Optics in Glasses: How can we analyze? // Book of Abstracts 7th Int. Conf. On Solid State Chemistry. Czech Rep., Pardubice, (2006)* 60.
3. A.Zakery, S.R.Elliott, *Optical properties and applications of chalcogenide glasses; a review, J. Non-Cryst. Sol.*, **330** (2003) 1-12.
4. A.I.Isayev, S.I.Mekhtiyeva, N.Z.Jalilov, R.I.Alekperov, V.Z.Zeynalov, *The optical absorption of $\text{Se}_{95}\text{As}_5$ system doped by atoms of samarium, J.of Optoelectronics and Advanced Materials-RC, 1 ISS*, **8** (2007) 368-372.
5. A.I.Isayev, S.I.Mekhtieva, N.Z.Jalilov, R.I, Alekperov, *Localized states in the band gap of chalcogenide glass-like semiconductors of Se-As system with Sm impurity, Solid State Communications*, **149** 1-2 (2009) 45-48.
6. А.И.Исаев, Л.П.Казакова, Э.А.Лебедев, С.И.Мехтиева, И.И.Ятлинко, «Способ получения халькогенидных стеклообразных полупроводников на основе Se - As », Москва А.С.№ 1512015 (1989).
7. Л.П.Казакова, Э.А.Лебедев, А.И.Исаев, С.И.Мехтиева, Н.Б.Захарова, И.И.Ятлинко, *Влияние примесей галогенов на перенос носителей заряда в стеклообразной системе Se-As , ФТП*, **27** (1993) 959-965.
8. L.P.Kazakova, E.A.Lebedev, N.B.Zakharova, I.I.Yatlinko, A.I.Isayev, S.I.Mekhtiyeva, *Improvement of charge transport in Se-As glasses by doping with halogens, J. of Non – Cristalline solids*, **167** (1994) 65-69.
9. A.I.Isayev, S.I.Mekhtiyeva, A.K.Rzayev, *The effect of halogen impurities on electroconductivity of chalcogenide glass semiconductor Se-As system, Turkish J. of Physics*, **22** (1998) 263-266.

10. А.И.Исаев, С.И.Мехтиева, С.Н.Гарибова, Р.И.Алекперов, В.З.Зейналов, *Исследование оптических параметров халькогенидной полупроводниковой системы Se-As, содержащей примеси EuF₃, ФТП, 8* (2011) 1026-1030.
11. А.И.Исаев, С.И.Мехтиева, С.Н.Гарибова, Токи, ограниченные пространственными зарядами в халькогенидной полупроводниковой системе Se₉₅As₅, содержащей примеси EuF₃, *ФТП, 12* (2011) 1599-1603.
12. C.Main, A.E.Owen, *Electronic and Structural Properties of Amorphous Semiconductors*, Ed. P. G. LeComber. J. Mort. London: Academic Press, (1973) 527.
13. J.G.Simmons, G.W.Taylor, *Theory of photoconductivity in amorphous semiconductor containing relatively narrow trap bands*, *J. Phys. C: Solid State Phys.*, **7** (1974) 3051-3066.
14. P.W.Anderson, *Model for the electronics structure of amorphous semiconductors*, *Phys. Rev. Lett.*, **34** (1975) 953-955.
15. R. A.Street, N.F.Mott, *States in the gap in glassy semiconductor*, *Phys. Rev. Lett.*, **35** (1975) 1293-1296.
16. M.Kastner, D.Adler, H.Fritzsche, *Valence-alternation model for localized gap states in lone-pair semiconductor*, *Phys. Rev. Lett.*, **37** (1976) 1504-1507.
17. А.И.Исаев, С.И.Мехтиева, Н.З.Джалилов, Р.И.Алекперов, С.Н.Гарибова, С.У.Мамедова, *Оптические свойства халькогенидных стеклообразных полупроводников системы Se-As и Se-Te с примесями самария и европия*, *Transactions of Azerbaijan Academy of Sciences, Series of Physical-mathematical and Technical sciences, Physics and Astronomy*, **XXVIII** №5 (2008) 63-71.

**EuF₃ AŞQARININ Se-As HALKOGENİD ŞÜŞƏVARİ SİSTEMİNİN
FOTOKEÇİRİCİLİYİNDƏ ROLU**

A.İ.ISAYEV, S.İ.MEHDIYEVA, S.N.QARİBOVA, V.Z.ZEYNALOV

Elektrikkeçirmənin və fotokeçiriciliyin temperatur asılılığının, lüks-amper xarakteristikasının, fotokeçiriciliyin spektral paylanması tədqiqi nəticəsində EuF₃ aşqarları əlavə edilmiş Se₉₅As₅ sistemində yükdaşıyıcıların generasiya və rekombinasiya proseslərində əhəmiyyətli rol oynayan yüklü defektlərlə (D⁺ və D⁻) əlaqədar olan lokal halların enerji spektri təklif olunmuşdur. Göstərilmişdir ki, EuF₃ aşqarlarının kiçik konsentrasiyaları lokal halların konsentrasiyasını azaldır, böyük konsentrasiyaları isə artırır.

**THE ROLE OF EuF₃ IMPURITY IN THE PHOTOCONDUCTIVITY OF Se-As
CHALCOGENIDE-GLASSY SYSTEM**

A.I.ISAYEV, S.I.MEKHDIYEVA, S.N.GARIBOVA, V.Z.ZEYNALOV

By investigation of dark conductivity and stationary photoconductivity, luks-amper characteristic and photoconductivity spectral distribution have been studied the energetic spectrum of local states connecting with the D⁻ and D⁺ charged defects, which having significant role in the generation and recombination processes of charge carries in Se₉₅As₅, containing EuF₃. The low concentration of EuF₃ formed chemical compounds with selenium and arsenic, which decreased the concentration of initial intrinsic defects, and high concentrations lead to a decrease D⁺ - centers.

Редактор: ДЖ.Абдинов

537.226.4

**ИОННАЯ ПРОВОДИМОСТЬ КРИСТАЛЛОВ TiGaTe_2 ,
ОБЛУЧЕННЫХ γ – КВАНТАМИ**

**Р.М.САРДАРЛЫ, О.А.САМЕДОВ, А.П.АБДУЛЛАЕВ, Ф.Т.САЛМАНОВ,
И.И.АСЛАНОВ, Р.Ш.АГАЕВА, С.Ф.САМЕДОВ, Н.А.АЛИЕВА**

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

поступила 12.12.2011
принята к печати 06.01.2012

РЕФЕРАТ

Исследование зависимости электропроводности кристаллов TiGaTe_2 , облученных γ - квантами, от напряженности приложенного электрического поля E показывает, что вдоль тетрагональной оси с максимальные значения удельной электропроводности при дозе $D=100\text{Mrad}$ в 10 раз превышают исходные, а температура перехода в суперионное состояние смещается в сторону низких температур. Определены критические значения дозы облучения и напряженности электрических полей, которые сопровождаются скачкообразным изменением проводимости. Показано, что под действием γ -радиации повышается степень разупорядоченности катионной подрешетки Ti^+ .

Ключевые слова: суперионное состояние, удельная проводимость, скачкообразное изменение, степень разупорядоченности, энергия активации, длина прыжков.

ВВЕДЕНИЕ

Структуру соединения TiGaTe_2 можно представить как состоящую из двух подсистем: жесткой подсистемы в виде отрицательно зараженных цепочек $(\text{Ga}^{3+}\text{Te}^{2-}_2)$, параллельных оптической оси кристалла, и более подвижной системы ионов таллия [1]. В работах [2-5] обнаружена суперионная проводимость в кристалле TiGaTe_2 выше температуры 300K, связанная с диффузией ионов Ti^+ по вакансиям в подрешетке таллия между наночастицами (nanorods) $(\text{Ga}^{3+}\text{Te}^{2-}_2)$. Установлен релаксационный характер диэлектрических аномалий, что предполагает существование в кристаллической решетке слабо связанных с ней электрических зарядов. Релаксаторами в кристаллах TiGaTe_2 при переходе в суперионное состояние, являются диполи Ti^+ - цепочки $(\text{Ga}^{3+}\text{Te}^{2-}_2)$, возникающие в результате плавления таллиевой подрешетки и прыжков ионов Ti^+ из одного локализованного состояния на другое. Обнаружен эффект индуцированного полем перехода кристалла TiGaTe_2 в суперионное состояние.

Исследования температурной зависимости электропроводности $\sigma(T)$ [6], измеренная в обеих геометриях (параллельно и перпендикулярно цепочкам) в температурной области 90÷300K и вольтамперные характеристики (ВАХ) монокристаллов TiGaTe_2 , показали, что зависимость $\sigma(T)$, измеренная в омической области ВАХ, имеет прыжковый характер и описывается в приближении Мотта. Рассчитаны значения плотности локализованных состояний N_F , энергии активации E_a , длины прыжков R , разность между энергиями состояний ΔE вблизи уровня Ферми и концентрации глубоких ловушек N_t . Исследования ВАХ кристаллов TiGaTe_2 в области более резкого роста тока, подвергнутых различным дозам γ -облучения показало, что эта область ВАХ описывается в рамках термополевого эффекта Пула-Френкеля. Определены значения концентрации ионизованных центров N_f , длина свободного пробега λ , значения коэффициента Френкеля β , форма потенциальной ямы в исходных и облученных кристаллах TiGaTe_2 . Показано, что анизотропия проводимости изменяется под воздействием

радиационного излучения. До настоящего времени влияние γ -облучения на суперионное состояние кристаллов TiGaTe_2 не изучено.

Целью настоящей работы является изучение особенности зависимости электропроводности от температуры и напряженности электрического поля кристалла TiGaTe_2 , подвергнутого различным дозам γ -облучения.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Образцы соединения TiGaTe_2 синтезировались сплавлением исходных компонентов (чистота не менее 99,99) в вакуумированных кварцевых ампулах, а их монокристаллы выращивались модифицированным методом Бриджмена. Приготовленные для исследования свежесколотые образцы, в которых ось c кристалла ориентирована в плоскости скола, имели прямоугольный вид. Для измерений температурных зависимостей электропроводимости кристаллов TiGaTe_2 были изготовлены конденсаторы, диэлектриком в которых служили пластинки исследуемых материалов. Обкладки конденсаторов были получены нанесением серебряной токопроводящей пасты на поверхности пластинок. Образцы имели p -тип проводимости. Исследования электропроводности проводились цифровым измерителем иммитанса E7-20 на частоте 1МГц в интервале температур $100 \div 450\text{K}$. Амплитуда измерительного поля не превышала $1\text{В} \cdot \text{см}^{-1}$. После предварительных измерений $\sigma(T)$ и $\sigma(E)$ образцы подвергались воздействию γ -облучения от стандартного источника излучения Co^{60} . Доза облучения накапливалась постепенно в каждом из исследованных образцов посредством последовательных экспозиций γ -воздействия до величины 250Мрад. При этом измерения проводились после каждой экспозиции облучения в температурной области 100-450K.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Температурные зависимости электропроводности $\sigma_{||}(T)$ и $\sigma_{\perp}(T)$ исходных образцов и облученных γ -квантами кристаллов TiGaTe_2 приведены на Рис.1(a, b), соответственно.

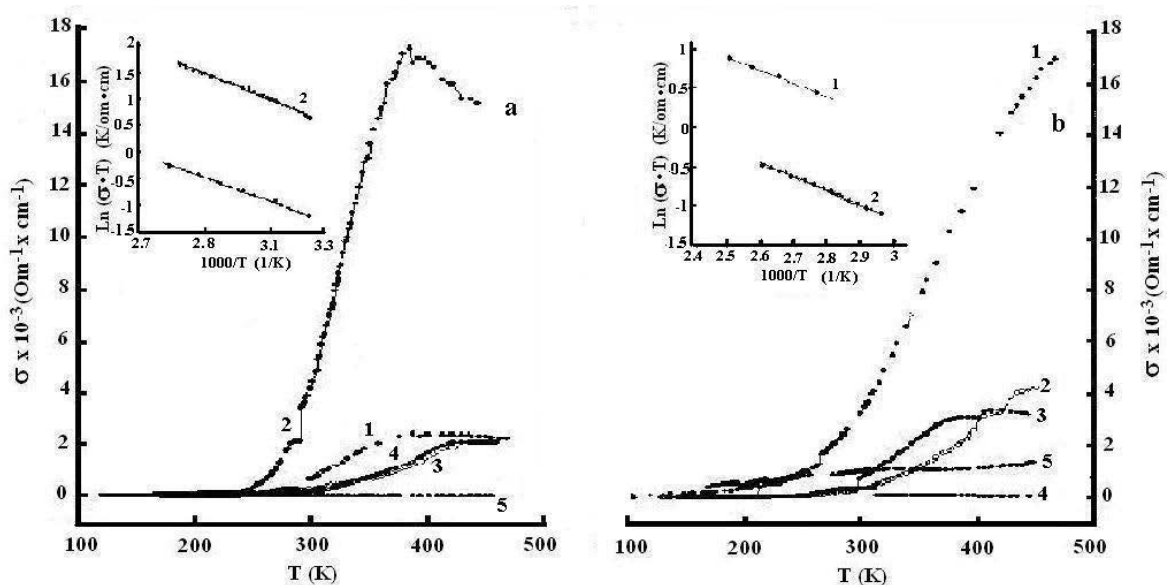


Рис. 1.

Температурные зависимости электропроводности $\sigma(T)$ TiGaTe_2 (a – $\parallel$ оси c , b – $\perp$ c , (кривые 1-5: 0, 100, 150, 200, 250Мрад, соответственно, на вставке $\ln(\sigma \cdot T)$ от $1000/T$: 1 - исходные образцы, 2 - при 100Мрад.

Известно, что γ -облучение кристаллов приводит к образованию радиационных дефектов в виде вакансий, междоузельных атомов, а также различного типа комплексов дефектов, взаимодействующих между собой и с химическими примесями.

Как видно из Рис.1а, при измерениях параллельно тетрагональной оси c кристалла с ростом дозы облучения до 100Мрад наблюдается рост проводимости. Доминирующую роль в этих процессах играют дефекты ионизационного типа (заряженные дефекты), которые возникают в результате облучению γ -квантами. То есть наблюдается радиационно-стимулированное залечивание структурных дефектов, приводящее к росту электрической проводимости кристалла. Дальнейший рост дозы облучения приводит к уменьшению проводимости, что, по всей видимости, связано с увеличением дефектности кристаллической структуры под действием γ -квантов. Доза в 100Мрад является критической, после которой проводимость кристалла TlGaTe_2 начинает уменьшаться.

При измерении электропроводности в направлении перпендикулярном тетрагональной оси c кристалла TlGaTe_2 с ростом дозы облучения наблюдается монотонное уменьшение проводимости во всей температурной области измерений (Рис.1(б)). На вставках к Рис.1а и Рис.1б приводится зависимость $\ln(\sigma \cdot T)/1000T$. Как видно, экспериментальные точки этой зависимости хорошо укладываются на прямую линию, которая описывается для случая ионной проводимости уравнением [7-9]

$$\sigma T = \sigma_0 \exp(-\Delta E^a/kT). \quad (1)$$

Известно, что такой характер электрической проводимости указывает на преобладающий характер ионной проводимости выше критической температуры [7,8]. Возрастание электропроводности $\sigma(T)$ с увеличением температуры обусловлено, главным образом, диффузией ионов Tl^+ по вакансиям в подрешетке таллия кристаллов TlGaTe_2 . Это изменение происходит в результате фазового перехода, сопровождающегося разупорядочением (плавлением) Tl подрешетки кристаллов TlGaTe_2 . Такая картина проводимости типична для суперионных проводников [2-5] (и ссылки в них).

Определена энергия активации ΔE^a : для измерений выполненных параллельно тетрагональной оси c она составляла 0,165eV (исходный образец) и 0,22eV (облученный при дозе 100Мрад) и перпендикулярно тетрагональной оси c кристалла TlGaTe_2 0,092eV (исходный) и 0,16eV (облученный при дозе 100Мрад). Как известно ионное разупорядочение не только зависит от температуры кристаллов, но также, в общем случае, может измениться под воздействием внешних полей и γ -радиации.

Результаты измерений электропроводности кристалла TlGaTe_2 от напряженности электрического поля E и γ -радиации при различных температурах представлены на Рис.2 (рисунок a – измерения выполнены параллельно тетрагональной оси c кристалла, b - перпендикулярно ей). При относительно малых полях проводимость практически не зависит от поля, что связано с тем, что в этой области напряженности поля проводимость определяется электронной составляющей. При определенном критическом значении поля наблюдается эффект переключения, т.е., на наш взгляд, наблюдается разупорядочение катионной подрешетки Tl в электрическом поле. В указанной области ионная составляющая проводимости уже начинает преобладать над электронной. В γ -облученном кристалле TlGaTe_2 ионная проводимость уже начинает преобладать над электронной при низких значениях напряженности электрического поля E . Это связано с повышением степени разупорядочения катионной подрешетки Tl^+ под действием γ -радиации.

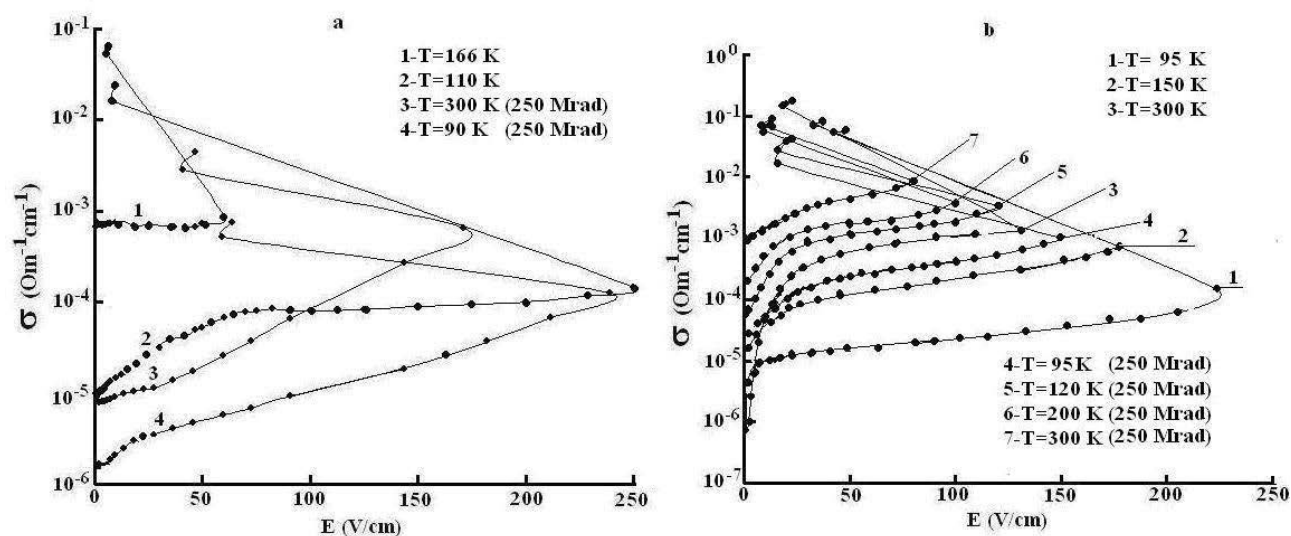


Рис. 2.

Зависимость электропроводности (σ) кристалла TlGaTe_2 от напряженности электрического поля E и γ -радиации при 250Мрад при различных температурах. (а –II оси c , б –I оси c).

На Рис.3 приводится температурная зависимость напряженности, при которой происходит переключение в кристалле TlGaTe_2 из высокоомного состояния в низкоомное. 1 – исходные образцы, 2 – образцы, подвергнутые γ -облучению дозой 250Мрад. Как видно из рисунка, на образцах подвергнутых радиационному воздействию переключение в низкоомное состояние происходит при более высоких значениях напряженности электрического поля. С повышением же температуры наблюдается монотонный спад величины напряженности

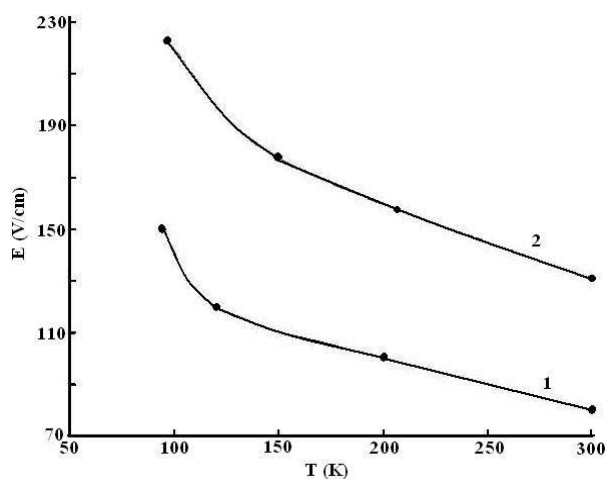


Рис 3.

Температурная зависимость напряженности, при которой происходит переключение в кристалле TlGaTe_2 из высокоомного состояния в низкоомное. 1 – исходные образцы, 2 – образцы подвергнутые γ - облучения в 250 Мрад.

пер
екл
юч
ени
я.

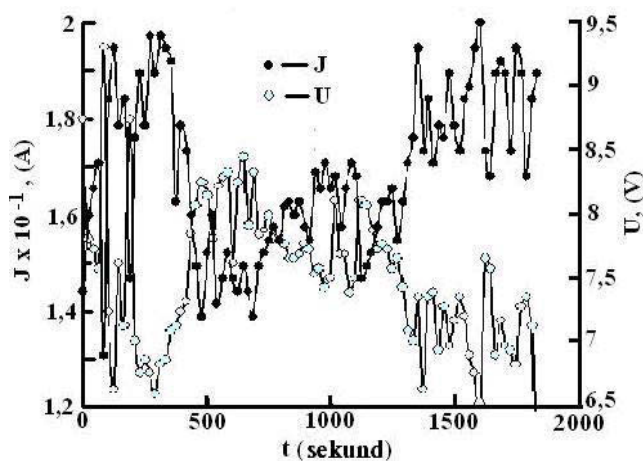


Рис. 4.

Временная зависимость осцилляций тока и напряжения в точке переключения в низкоомное состояние кристалла TlGaTe_2 ($U=20\text{V}$).

На Рис. 4 приводится временная зависимость осцилляций тока и напряжения в точке переключения в низкоомное состояние. Наблюдается также общая модуляция осцилляций с периодом превышающим период осцилляций

приблизительно в 100÷150 раз. При этом, как видно из рисунка, падению тока соответствует рост напряжения переключения. Эта модуляция накладывается на общую картину осцилляции.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, полученные результаты показывают, что при температурах ниже 300К преобладает электронная составляющая в проводимости. С дальнейшим ростом температуры (выше 300К) наблюдается скачкообразный рост проводимости, что связывается с ростом ионной составляющей, обусловленной разупорядочением катионной подрешетки Tl^+ . В указанной области температур ионная проводимость уже начинает преобладать над электронной. Показано, что вдоль тетрагональной оси с кристалла $TlGaTe_2$ максимальное значение электропроводности при дозе 100Мрад в 10 раз превышает исходные значения электропроводности кристалла $TlGaTe_2$, а температура перехода в суперионное состояние смещается в сторону низких температур. Исследования электропроводности кристаллов $TlGaTe_2$ от напряженности приложенного электрического поля E и дозы облучения γ -квантами указывают на возможность возникновения при определенном критическом значении напряженности электрического поля и дозы облучения скачкообразного разупорядочения ионной подрешетки Tl^+ , которое сопровождается скачкообразным изменением проводимости.

Подчеркнем, что описанный эффект индуцированного полем скачкообразного разупорядочения дает возможность, в принципе, реализовать суперионное состояние кристалла $TlGaTe_2$ при достаточно удобных (с прикладной точки зрения) температурах, что открывает интересные возможности его практического использования.

Обнаружена картина модуляции накладываемая на общую картину осцилляций.

Данная работа выполнена при финансовой поддержке Фонда Развития Науки при Президенте Азербайджанской Республики – Грант № EIF-2011-1(3)-82/13/1.

1. V.D.Muller, H.Hahn, Zur structur des $TlGaSe_2$, Z. Anorg. Allg. Chem., **438** №1 (1978) 258-272.
2. Р.М.Сардарлы, О.А.Самедов, А.П.Абдуллаев, Ф.Т.Салманов, *Гигантская диэлектрическая релаксация в кристаллах $TlGaTe_2$* , ФТТ, **53** (2011) 1488-1492.
3. Р.М.Сардарлы, О.А.Самедов, А.П.Абдуллаев, Э.К.Гусейнов, Э.М.Годжаев, Ф.Т.Салманов, Суперионная проводимость в кристаллах $TlGaTe_2$, ФТП, **45** (2011) 1009-1013.
4. R.M.Sardarly, O.A.Samedov, A.P.Abdullaev, F.T.Salmanov, A.Urbanoic, F.Garet, J-L. *Superionic Conductivity in One-Dimensional Nanofibrous $TlGaTe_2$ Crystals*. Japanese Journal of Applied Physics, **50** (2011) 05FC09 1–2.
5. Р.М.Сардарлы, О.А.Самедов, А.П.Абдуллаев, Ф.Т.Салманов, О.З.Алекперов, Э.К.Гусейнов, Н.А.Алиева, *Суперионная проводимость, эффекты переключения и памяти в кристаллах $TlInSe_2$ и $TlInTe_2$* , ФТП, **45** (2011) 1441-1445.
6. Р.М.Сардарлы, О.А.Самедов, А.П.Абдуллаев, Э.К.Гусейнов, Ф.Т.Салманов, Г.Р.Сафарова, *Особенности проводимости γ -облученных кристаллов $TlGaTe_2$ с наноцепочечной структурой*, ФТП, **44** (2010) 610-614.
7. А.Лидьярд, *Ионная проводимость кристаллов*. Изд-во ИЛ, М., (1962) 222.
8. Л.С.Парфеньева, А.И.Шелых, А.И.Смирнов, А.В.Прокофьев, В.Ассмус, *Электропроводность и диэлектрическая проницаемость одномерного суперионного проводника $LiCuVO_4$* , ФТТ, **46** (2004) 998-1000.

9. Л.С.Парфеньева, А.И.Шелых, А.И.Смирнов, А.В.Прокофьев, В.Ассмус, Х.Мисиорек, Я.Муха, А.Ежовский, И.Г.Васильева, *Перенос тепла по немагнитным литиевым цепочкам в новом одномерном суперионике LiCuVO₄, ФТТ, 45 (2003) 1991-1996.*

γ-KVANTLARLA ŞÜALANMIŞ TlGaTe₂ KRISTALLARININ ION KEÇIRICILİYİ

**P.M.SƏRDARLI, O.Ə.SƏMƏDOV, A.P.ABDULLAYEV, F.T.SALMANOV, İ.İ.ASLANOV,
P.Ş.AĞAYEVA, S.F.SƏMƏDOV, N.A.ALIYEVA**

TlGaTe₂ kristalının elektrik keçiriciliyinin elektrik sahəsinin intensivliyindən və γ- kvantlarla şüalanma dozasından asılılığının tədqiqindən müəyyən olunmuşdur ki, kristalın optik *c* oxuna paralel istiqamətdə, D=100Mrad şüalanma dozasında xüsusi keçiriciliyin maksimal qiyməti şüalanmamış haldakına nəzərən 10 dəfə artır, superion hala keçid temperaturu isə aşağı temperatur oblastına tərəf sürüşür. Elektrik sahəsinin intensivliyinin və şüalanma dozasının kritik qiymətləri təyin edilmişdir. Göstərilmişdir ki, γ-radiasiyanın təsiri ilə Tl⁺ altqəfəslərində kationların nizamsızlıq dərəcəsi artır.

IONIC CONDUCTIVITY of TlGaTe₂ CRYSTALS IRRADIATED γ-QUANTA

**P.M.SARDARLI, O.A.SAMEDOV, A.P.ABDULLAYEV, F.T.SALMANOV, I.I.ASLANOV,
P.Sh.AGAYEVA, S.F.SAMEDOV, N.A.ALIYEVA**

Conductivity of TlGaTe₂ crystals from intensity of enclosed electric field E, γ-irradiated has been investigated. It has been shown that along a tetragonal axis *c*, the maximum value of specific conductivity irradiated with dose D=100Mrad in 10 times exceeded a conductivity initial value, and the transition temperature in a superionic condition has been displaced towards to the low temperatures. Critical values of doses of an irradiation and intensity of electric fields at which it has been observed abrupt by conductivity change have been determined. It has been shown that degree disorder of cationic underlattice Tl⁺ under action γ - radiation has increased.

Редактор: Дж.Абдинов

УДК 537.31: 549.67

СТАБИЛИЗАЦИЯ ТОКА В ПОРОШКОВОМ ЦЕОЛИТЕ ЧАСТИЦАМИ МЕТАЛЛА

В.И.ОРБУХ, Н.Н.ЛЕБЕДЕВА, Ч.А.СУЛТАНОВ

*Бакинский Государственный Университет, Институт Физических Проблем
AZ 1148, г.Баку, 3.Халилова, 23
nnlebedeva@gmail.com*

поступила 12.01.2012
принята к печати 27.02.2012

РЕФЕРАТ

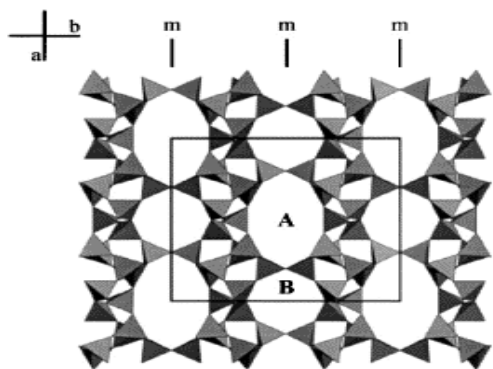
Установлено, что добавление 10 процентов порошкообразной меди в цеолитовый порошок кардинально меняют его электрические свойства. Нестационарный затухающий ток в чистом цеолитовом порошке заменяется стационарным током, зависящим от давления. Предполагается, что имеет место газовый разряд в порах цеолита, инициированный электронами, стекающими с металлических частиц.

Ключевые слова: цеолит, поры, ионы, газовый разряд

ВВЕДЕНИЕ

Цеолиты - большая группа природных гидратированных силикатов алюминия, являющиеся нестехиометрическими соединениями, составы которых изменяются в широких пределах, образуя ряды твердых растворов. В настоящее время известно более 45 структурных видов природных цеолитов, наиболее распространенными из которых являются морденит и используемый нами клиноптилолит. Ценность цеолитов обусловлена общим для этих минералов ажурным алюмокремнекислым каркасом, образующим систему полостей и каналов, размер входных окон которых достаточно велик, чтобы в них могли проникнуть молекулы и ионы большинства органических и неорганических соединений. Каркасы цеолитов образованы из анимонитов кремния и алюминия. Из-за своего строения каркас имеет отрицательный заряд, и этот заряд компенсируется катионами щелочных и щелочноземельных металлов и молекулами воды, находящимися в порах и полостях каркаса и слабо связанных с ним. Вода может быть удалена при нагреве или вакуумировании цеолита, что не влияет на жесткий каркас - его структура практически не меняется. Поры цеолитов правильной формы, соединяясь между собой через «окна», образуют внутри кристаллов сеть сквозных каналов. Поэтому цеолиты можно рассматривать как объект, на котором, помимо уже хорошо известных явлений (адсорбция, ионообменные явления), можно исследовать порэмиссию электронов, размножение электронов и газовый разряд в порах, диэлектрические и электрические свойства при насыщении пор различными газами и жидкостями. В пределах Азербайджанской республики были установлены 14 разновидностей цеолитового семейства минералов, которые, главным образом, связаны с вулканизмом, проявляющимся на всем протяжении геологической истории Азербайджана. Геологическая особенность цеолитоносных районов дает основание считать, что территория Азербайджана является одним из перспективных регионов по природным цеолитам [1], а именно, на высококремнеземные цеолиты, широкое применение которых установлено во многих областях. На основе рентгенографического и спектрального химического анализа нами установлена принадлежность исследуемого нами природного цеолита к высококремнеземным цеолитам типа клиноптилолит [2]. Кристаллическая структура клиноптилолита

принадлежит к моноклинной сингонии с параметрами: $a=17.74\text{\AA}$, $b=17.9\text{\AA}$, $c=7.4\text{\AA}$, пространственная группа $C2/m$, $\beta=117^\circ$. Структура состоит из чередующихся отрицательно заряженных алюмокремнекислородных тетраэдров AlO_4 и SiO_4 , которые, соединяясь между собой вершинами, образуют поры-наноканалы двух типов А и В, с размерами $0.6 \times 0.4\text{ нм}$ -(А тип), $0.4 \times 0.4\text{ нм}$ -(В тип) (Рис.1) [3]. Содержимое этих каналов представляет собой внекаркасную подсистему - это положительно заряженные ионы-катионы Na^+ , K^+ , Mg^+ , Ca^+ , компенсирующие отрицательный заряд каркаса, а также большое количество молекул H_2O - координационной воды. Вода играет важную роль для обеспечения стабильности



каркаса клиноптилолита, так как между атомами кислорода из каркаса, находящихся в координации положительно заряженных ионов, и молекулами H_2O , находящимися в координации катионов, образуется водородная связь, что, как полагают [4], приводит к увеличению подвижности ионов в поровом пространстве.

Рис.1

Алюмосиликатный каркас и нано-каналы в К-типе кристаллах (клиноптилолит).

Исходя из такого предположения электрический ток в цеолитах обусловлен движением положительных ионов металлов в поровом пространстве, и он существенно зависит от содержания в порах молекул воды. Подтверждением такого взгляда на природу тока в постоянном электрическом поле может служить свойственная ионной проводимости долговременная кинетика спада тока при включении постоянного напряжения и резкое уменьшение тока при вакуумировании по мере откачки воздуха, содержащего пары воды, из пор цеолита.

В настоящей работе мы хотим показать, что в цеолите возможен и другой механизм электропроводности, обусловленный размножением электронов в порах.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Исследовались образцы цеолитов трех типов: пластина, порошок природного цеолита и 10% смесь природного порошка с металлическим порошком. Пластины вырезались из моноблока природного цеолита (Рис.2). Размеры пластин $20 \times 10 \times 1,2\text{ мм}$. Отшлифованная с обеих сторон плоскопараллельная пластина помещалась в кассету двух типов: 1 тип: пластина помещалась между двумя плоскими металлическими электродами, один из которых (анод) был прозрачным проводящим слоем SnO_2 на стеклянном диске, другой - отполированный металлический диск; 2 тип: анод отделен от пластины слюдяной прокладкой с вырезом, что обеспечивает газовый зазор толщиной 40 мкм между пластиной цеолита и анодом. Оба электрода полностью покрывали пластину цеолита.

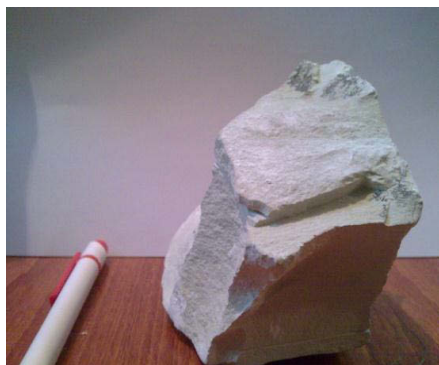


Рис.2.

Блок природного минерала цеолита.

Порошок помещался между двумя электродами в кассете типа 1. Кассета помещалась в камеру, снабженную окнами для визуальной и фотографической регистрации свечения газового разряда, электрическими вводами и выводом для

откачки газа из камеры. Давление в камере регистрировалось манометром. Постоянное стабилизированное напряжение было в интервале $40 \div 1000 \text{ V}$. Ток регистрировался в интервале $10^{-8} \div 10^{-3} \text{ A}$. Свечение разряда наблюдалось визуально через прозрачный анод. Долговременные релаксации тока регистрировались в течение 6 часов, давление изменялось от атмосферного до 10^{-2} torr .

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

При исследовании временной зависимости тока в цеолитовой пластине был обнаружен стационарный ток. Такое поведение не характерно для систем с ионной проводимостью, к которым относится и цеолит. Это явление наблюдается при тех же давлениях, при которых имеет место газовый разряд в воздухе. Для проверки предположения о газовом разряде в порах цеолита была рассмотрена система, в которой анод отделен от пластины слюдяной прокладкой с вырезом, что обеспечивает газовый зазор. Прямым наблюдением газового разряда установлено, что источниками разряда являлись поры на поверхности цеолитовой пластины [4]. Следует, однако, отметить, что стационарный ток начинается при несколько меньших давлениях, чем те при которых начинается свечение в обычном газовом разряде. В настоящей работе зависимость тока от давления изучалась для цеолитового порошка. Однако во всём диапазоне давлений наблюдался нестационарный уменьшающийся со временем ток (Рис.3, 1), свечения также не наблюдалось. Поэтому в порошок цеолита добавили 10% медного порошка (размер частиц меди порядка 200 мкм).

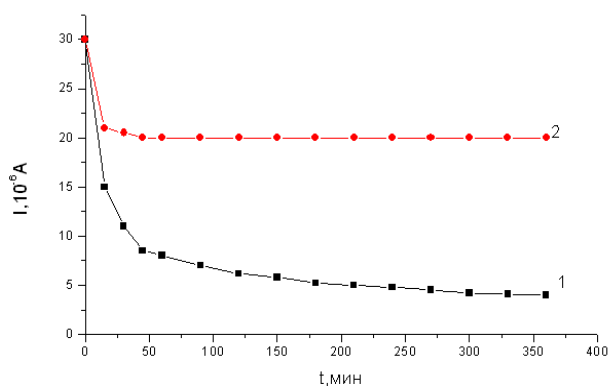


Рис.3.

Временная зависимость тока в порошке натурального цеолита (1) и в смеси порошка натурального цеолита и медного порошка (2).

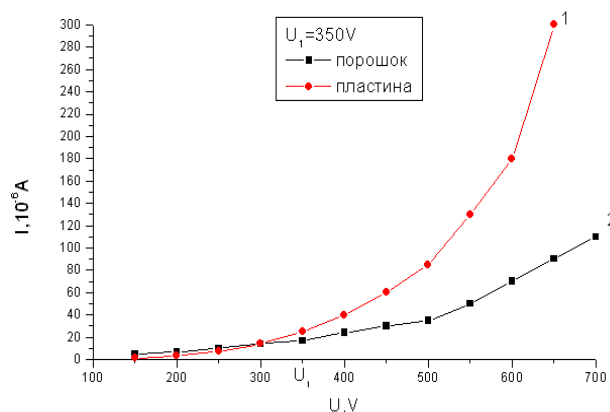


Рис.4.

ВАХ в пластине натурального цеолита (1) и в смеси порошка натурального цеолита с медным порошком.

Результаты исследования сводятся к следующему:

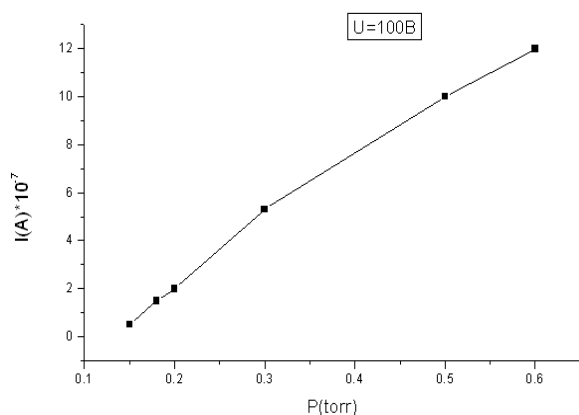
1. В такой смеси были обнаружены стационарные токи (Рис.3, 2). При очень низких давлениях по-прежнему никаких токов не наблюдалось вообще. При повышении давления сначала наблюдался стационарный ток (при тех же давлениях, что и в цеолитовой пластине до начала свечения), а при более высоких давлениях ток становился нестационарным.
2. Стационарные вольт-амперные характеристики для цеолитовой пластины и цеолитового порошка с добавлением медного порошка представлены на Рис.4 (1 и 2). Из рисунка видно, что до напряжения $U_1 = 350 \text{ V}$ (это напряжение после которого стационарный ток на цеолитовой пластине сопровождается свечением) графики качественно идентичны.

3. После напряжения U_1 на ВАХ порошка с медью резкого возрастания тока не наблюдается в соответствии с тем, что в такой системе свечения не наблюдается.
4. Если стационарный ток в порошке с медью объяснять прямой проводимостью по металлическим частицам, то тогда ток не должен

зависеть от давления. Однако, на представленной на Рис.5 зависимости тока в смеси от давления видно, что ток весьма существенно зависит от давления. При низких давлениях (т.е. когда в порах уже нет воздуха) стационарный ток обращается в ноль.

Рис.5.

Зависимость тока от давления в смеси порошка натурального цеолита и порошка меди.



5. Важным является то обстоятельство, что стационарная составляющая тока не добавляется к нестационарному уменьшающемуся току, а заменяет его. Отсюда мы делаем вывод, что стационарный ток осуществляется теми же ионами, что и нестационарный, но уже как составляющая газоразрядного тока.

Для объяснения приведённых результатов мы предполагаем, что так же как и в цеолитовой пластине стационарный ток в смеси цеолитового и металлического порошков связан с газовым разрядом в порах цеолита. В отличие от цеолитовой пластины в цеолитовом порошке система пор, связывающих анод и катод, отсутствует. Поэтому если мы считаем, что в порошке имеет место стационарный газовый разряд, то возникает вопрос: откуда берутся первоначальные электроны и как осуществляется вторичная электронная эмиссия? Здесь проявляется решающая роль металлических частиц: с одной стороны они поставляют затравочные электроны, а, с другой, бомбардировка их заряженными ионами обеспечивает вторичную электронную эмиссию. Малые размеры и случайная форма металлических частиц обеспечивают автоэлектронную эмиссию с их поверхности. Действительно, поляризация во внешнем электрическом поле металлических частиц создаёт на их поверхности сильно неоднородное поле достаточное для автоэлектронной эмиссии. Заряженные ионы в порах цеолита электрическим полем вытягиваются в межпоровое пространство и, в случае попадания на металлическую частицу выбивают из неё электрон за счет вторичной электронной эмиссии. Такая модель, где металлические частицы играют роль виртуального катода, привлекается нами для объяснения газового разряда порошковым цеолите, так как в нём отсутствует система соединённых между собою пор, тянущихся от анода к катоду.

1. С.Е. Амиров, *Цеолиты Азербайджана, Баку, Элм*, (2004) 22.
2. T.Z.Kuliyeva, N.N.Lebedeva, V.I.Orbukh, Ch.A.Sultanov, *Natural zeolit-kliinoptilolite identification, Fizika*, XV №3 (2009) 43-45.
3. Н.К.Мороз, Ю.В.Середкин, И.С.Афанасьев, В.В.Бакакин, *Строение и диффузионная подвижность внекаркасной подсистемы в гидратированных аммонийных формах цеолитов клиноптилолита и шабазита, Журнал Структурной Химии*, 43 №4 (2002) 642-648.

4. В.Г.Соловьев, *Экспериментальные исследования физичкских свойств регулярных матричных композитов и слоистых систем с наноструктурированными неорганическими и органическими вещесивами, Автореферат диссертации на соискание степени доктора физ.-мат. наук, Санкт-Петербург, (2005) 37.*
5. Н.Н.Лебедева, В.И. Орбук, Ч.А.Султанов, *Газоразрядная система с цеолитовым электродом, ЖТФ, 80 №4 (2010) 134-137.*

**TOZ SEOLITDƏ ELECTRIK CƏRƏYANININ METALL HISSƏCIKLƏRİ VASITƏSİ İLƏ
SABITLAŞDIRILMƏSİ**

V.İ.ORBUX, N.N.LEBEDEVA, Ç.A.SULTANOV

Müəyyən edilmişdir ki, seolit tozuna 10% miqdarında toz şəkilli misin əlavə edilməsi onun elektrik xassələrini köklü şəkildə dəyişir. Təmiz seolitdəki qeyri-sabit və sönən cərəyan əvəzinə sabit və təzyiqdən asılı olan cərəyan müşahidə olunur. Ehtimal olunur ki, seolitin məsələlərində baş verən qaz boşalmasına səbəb, metal hissəciklərindən çıxan electronlardır.

**STABILIZATION OF THE CURRENT IN THE ZEOLITE POWDER WITH THE METAL
PARTICLES**

V.I.ORBUX, N.N.LEBEDEVA, Ch.A.SULTANOV

The addition of 10% powdered copper in the zeolite powder radically has changed its electrical properties. The nonstationary decaying current in the pure zeolite powder has been replased by a stationary current, which depended on the pressure. It has been assumed that in the pores of zeolite it has been a gas discharge initiated by the electrons flow from the metal particles.

Редактор: Дж.Абдинов

UOT 621/325/592

**Cu₅SmSe₄ BİRLƏŞMƏSİNDƏ XƏTTİ GENİŞLƏNMƏ VƏ FONON
PROSESLƏRİN XÜSUSİYYƏTİ**

R.N.RƏHİMOV, Y.R.ƏLİYEV, A.S.ƏMİROV, Q.Q.HÜSEYNOV

*Azərbaycan MEA-nın Fizika İnstitutu
AZ 1143, Bakı şəh., H.Cavid pr., 33
rashad@physics.ab.az*

Daxil olub: 09.01.2012
Çapa verilib: 27.02.2012

REFERAT

Geniş temperatur bölümündə Cu₅SmSe₄ birləşməsinin istilik keçiriciliyi və ovuntu difraktoqrammaları tədqiq olunmuşdur. 100÷300K temperatur bölümündə qəfəsin a parametri istiqamətində xətti genişlənmə əmsalının mənfi qiymət alması və istilik keçiriciliyin temperatur asılılığında müşahidə olunan xüsusiyyət samarium ionlarının ikivalentli haldan üçvalentli hala keçməsi ilə ion radiusunun azalması və kristal qəfəsdə yaranan lokal gərginliklərdən fononların səpilməsi ilə izah olunur.

Açar sözlər: nadir torpaq elementləri, rentgen-faza analizi, istilik keçiriciliyi, xətti genişlənmə əmsalı

GİRİŞ

Son onillikdə nadir torpaq (NT) elementli birləşmələrdə valentliyin dəyişməsi ilə yaranan bir sıra yeni xüsusiyyətlər əsasında yeni alternativ enerji mənbələrinin yaradılmasının təklif olunması [1] bu maddələrin tədqiqinin aktuallığını artırmışdır.

(NT) elementli birləşmələrdə $4f$ təbəqələrin bir-birini örtməməsi nəticəsində 10^{22}cm^{-3} konsentrasiyayaqədər lokallaşmış səviyyələr yaranır və onlar enerjisinə görə yarımkeçiricinin qadağan olunmuş zonasına düşərək “aşqar” səviyyə rolunu oynaya bilər [2]. Lantanoidlər metal halında və birləşmələrdə üçvalentlilik (Ln^{3+}) göstərdikləri halda, onlardan bəziləri anomal valentlik ($\text{Ln}^{2+} \div \text{Ln}^{4+}$) göstərir. Ona görə də Sm, Eu və Yb ionlarının daxil olduğu ikiqat və üçqat birləşmələrdə valentliyin dəyişməsi bir sıra xüsusiyyət yaradır [2]. Keçirici zonada aktivləşmiş elektronların ekranlaşması nəticəsində samarium atomları valentliyini sıçrayışla ikidən üçə dəyişdikdə ion radiusu əhəmiyyətli dərəcədə kiçilir: Sm^{2+} üçün ion radiusu $1.14\text{\AA}$ olduğu halda, Sm^{3+} üçün $0.96\text{\AA}$ olur [3]. Ona görə də tərkibində Sm olan birləşmələr qeyri adi xüsusiyyətləri ilə digərlərindən daha çox seçilir [4].

NT element ionların kristal qəfəsdə tutduğu yerinə və həmçinin onlar arasındakı elektron “qarşılıqlı yanaşmanın” xarakterinə görə qarışıq valentli materiallar üç qrupa bölünür [5,6]. Birinci qrupa daxil olan birləşmələrdə NT ionları kristal qəfəsdə ekvivalent yerləri tutur; NT ionların konfigurasiyaları arasında $4f$ - elektronların keçidi baş verir və bu keçid mərkəzdə f - elektronların müxtəlif orta ədədləri ilə ($4f^n$ və $4f^{n-1}+(sd)$ konfigurasiyaları arasındakı keçid), yəni valentliklə xarakterizə olunur. Əsasən SmB_6 , SmS , $\text{Sm}_{1-x}\text{Ln}_x\text{S}$ ($\text{Ln}=\text{Gd}, \text{Y}$ və s.) birləşmələr daxil olan belə sistemlər homogen NT elementli materiallar adlanır. İkinci qrup materiallarda müxtəlif valentli kationlar arasında elektronların sıçrayışı müşahidə olunur və əsasən Sm_3X_4 ($\text{X}=\text{S}, \text{Se}, \text{Te}$) və s. daxil olan belə sistemlər qeyri homogen NT elementli materiallar adlanır. Üçüncü qrup materiallara daxil olan birləşmələrdə müxtəlif valentli kationlar kristal qəfəsdə qeyri ekvivalent yerləri tutur və onlar arasında elektronların sıçrayışı baş vermir. Belə sistemlər statik NT elementli materiallar adlanır və qrupa Eu_3O_4 və Y_5S_7 birləşmələr daxildir. Ədəbiyyatda təkcə qeyri homogen NT elementli sistemlərin qəfəs istilik keçiriciliyində xüsusiyyətlər müşahidə olunmuşdur. Bu sistemə aid olan Sm_3S_4 birləşməsinin qəfəs istilik keçiriciliyində yaranan xüsusiyyətlər müxtəlif valentli ionlar arasında yaranan elektron sıçrayışı ilə əlaqələndirilmişdir [6].

NT elementli birləşmələrdən sayılan Cu₅SmSe₄ daha az öyrənilmişdir. İlk işlərimizdə bu birləşmənin termodinamik parametrləri [7] müəyyən edilmiş, otaq temperaturunda alınmış ilkin rentgen difraksiyası əsasında bu birləşmənin qəfəs sabitləri və sinqoniyası təyin olunmuşdur [8]. Aparılan hesablamalar əsasında Cu₅SmSe₄ kristalların digər analoqları kimi heksaqonal quruluşda kristallaşdığı müəyyən edilmiş, lakin qəfəs sabitləri üçün fərqli qiymətlər alınmışdır. Onun P3m fəza qrupuna daxil olduğu və qəfəs sabitləri üçün $a=11.4821\text{\AA}$; $c=8.6362\text{\AA}$ müəyyən edilmişdir [8]. Cu₅SmSe₄ birləşməsinin kinetik parametrlərində müşahidə olunmuş xüsusiyyətlərə görə [9] onu qeyri homogen NT elementli sistemlər qrupuna aid etmək olar. İndiki işdə 100÷700K temperatur bölümündə Cu₅SmSe₄ birləşməsi üçün alınmış rentgen difraksiyası əsasında istidən xətti genişlənmə əmsalı və 80÷400K temperatur bölümündə istilik keçiriciliyi tədqiq olunaraq, müşahidə olunan xüsusiyyətlərə aydınlıq gətirilmişdir.

EKSPERİMENTİN APARILMASI

Cu₅SmSe₄ birləşməsinin alınması iki mərhələdə aparılmışdır [7]. Birinci mərhələdə Cu, Sm və Se elementləri 5:1:4 molekulyar nisbətində ampulaya doldurulmuş və 1.3mPa vakuum yaradılmışdır. Ampula tədricən qızdırılmış, 30 dəqiqə 1333K temperaturda və 170 saat 1030K temperaturda saxlandıqdan sonra otaq temperaturunadək soyudulmuşdur. İkinci mərhələdə maddə ampuldan çıxarılaraq ovuntu halına salınmış, paralelepiped formalı polad qəlibdə 400 MPa təzyiq altında preslənərək 2x20x2mm³ ölçülü nümunələr alınmışdır. Qara rəngdə alınan nümunələr ~500K temperaturda 140 saat saxlanaraq tabalma prosesi aparılmışdır.

“Advance D8” difraktometrində nümunələrin T=100K, 150K, 200K, 300K, 400K və 700K temperaturalarda alınmış rentgen difraksiya mənzərələri 1-ci şəkildə göstərilmişdir. Spektrlərin TOPAZ və EVA proqramları əsasında aparılmış analizlərinin nəticələri 1-ci cədvəldə verilmişdir. 2-ci (a, b) şəkildə a və c qəfəs parametrlərin temperaturdan asılılığı verilmişdir.

İstilik keçiriciliyini tədqiq etmək üçün 12x3x2mm³ ölçüdə nümunələr kəsilmiş, üzləri paradaqlanaraq azot turşusunda dağlanmışdır. 80÷400K temperatur bölümündə stasionar istilik seli metodu ilə təyin olunmuş istilik keçiriciliyin temperatur asılılığı 3-cü şəkildə verilmişdir.

NƏTİCƏLƏRİN ARAŞDIRILMASI

1-ci şəkildə verilmiş müxtəlif temperaturalara uyğun difraktoqrammaların araşdırılması göstərir ki, Cu₅SmSe₄ birləşməsində temperaturun dəyişməsi ilə struktur dəyişikliyi və faza keçidi baş vermir. Lakin a və c qəfəs parametrlərin müəyyən edilmiş temperatur asılılığı (2-ci şəkil) göstərir ki, $a=b$ parametrinin temperaturdan asılı olaraq dəyişməsi c parametrinin dəyişməsinə nisbətən ~3 dəfə çoxdur. 100÷700K temperatur bölümündə həm a , həm də c parametri istiqamətində xətti genişlənmə əmsallarının hesablanmış $\alpha_a(T)$ və $\alpha_c(T)$ nəticələri 2-ci cədvəldə verilmişdir. Cədvəldən göründüyü kimi c parametri istiqamətində xətti genişlənmə əmsalının temperaturdan asılı olaraq dəyişməsi a parametri istiqamətindəkinə nisbətən zəifdir. Digər tərəfdən a parametri istiqamətində xətti genişlənmə 100-150K bölümündə mənfi qiymət, 150-700K bölümündə isə müsbət qiymət alır.

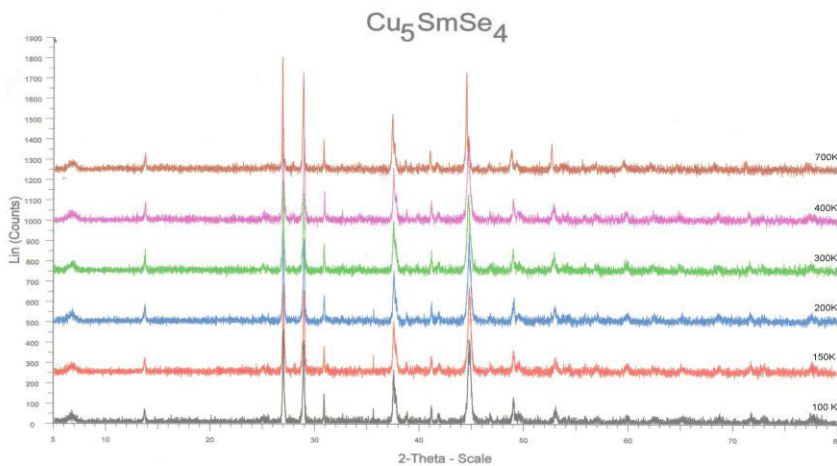
İstilik keçiriciliyin temperatur asılılığında da qeyri adi mənzərə müşahidə olunur (3-cü şəkil). 80÷120K bölümündə istilik keçiriciliyi $\sim T^{-3}$ asılılığı ilə sürətlə azalır, 120÷250K bölümündə $\sim T^{0.45}$ asılılığı ilə artır, 250÷400K bölümündə isə $\sim T^{-0.45}$ asılılığı ilə azalır. Yük daşıyıcılar hesabına yaranan istilik keçiriciliyin Videman-Frans formulu ilə hesablanmış qiymətləri ümumi istilik keçiriciliyinin 0.1 hissəsini təşkil edir (3-ci

şəkil). Ona görə də eksperimental ölçülən ümumi istilik keçiriciliyin fononların daşınması hesabına yarandığı, və müşahidə olunan xüsusiyyətlərin fonon prosesləri ilə bağlı olduğu qəbul edilmişdir.

Cədvəl 1.

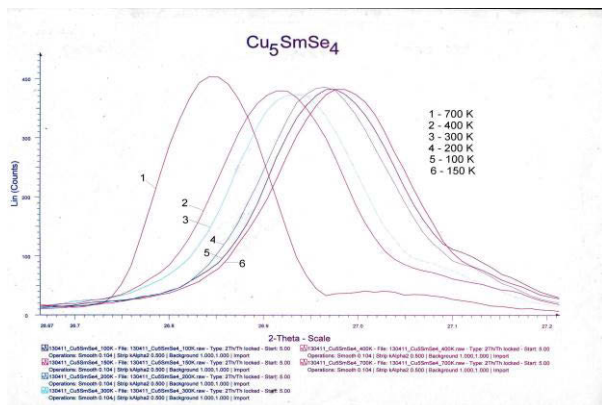
Cu_5SmSe_4 birləşməsi üçün rentgendifraktometrik məlumatlar

No	2θ	İntensivlik	$d_{\text{təcrübi}}$	h k l	Qəfəs parametrləri
1	13,71218	270	6,46310	1 0 1	heksaqonal $a = 11,4821 \text{ Å}$ $c = 8,6362 \text{ Å}$ $V = 986,01 \text{ Å}^3$ Fəza qrupu P3m $z = 5$ $\rho_{\text{rentgen}} = 6,64 \text{ q/sm}^3$
2	26,9934	1850	3,30101	3 0 0	
3	28,95744	800	3,08170	3 0 1	
4	30,94543	240	2,88771	0 0 3	
5	37,62699	450	2,38859	2 2 2	
6	38,84956	75	2,31760	3 1 2	
7	41,19168	245	2,18991	3 2 1	
8	41,75085	100	2,16596	3 0 3	
9	44,72636	950	2,02356	2 2 3	
10	44,92652	60	1,93731	1 4 2	
11	49,04518	180	1,85535	4 2 0	
12	52,97179	150	1,72714	0 0 5	
13	54,17188	75	1,68867	1 3 4	
14	55,89279	90	1,64326	1 5 2	
15	56,79681	50	1,62181	4 0 4	
16	62,54539	70	1,54289	6 0 2	
17	62,85614	50	1,48534	5 2 2	
18	65,03805	35	1,43288	4 4 0	
19	68,66335	100	1,36579	6 2 0	



Şəkil 1

Cu_5SmSe_4 birləşməsinin müxtəlif temperaturlarda rentgen difraksiya mənzərələri:
 a - $2\theta = 5 \div 80^\circ$; b - $2\theta = 26.7 \div 27.2^\circ$



a

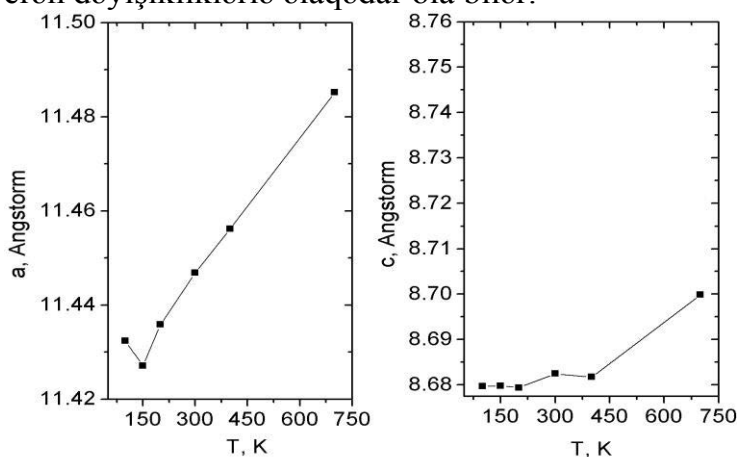
b

Cədvəl 2.

Cu₅SmSe₄ birləşməsi üçün qəfəs parametrləri və xətti genişlənmə əmsalları

T, K	a, Å	c, Å	V,	ΔT, K	α _a × 10 ⁶	α _c × 10 ⁶	α _v × 10 ⁶
100	11,43236	8,67966	983,20322	100-150	-9,2	0,3	-18,1
150	11,4271	8,67978	982,31227	150-200	15,3	0,2	29,7
200	11,43583	8,67939	983,76956	200-300	9,6	3,5	22,8
300	11,44683	8,68245	986,01053	300-400	8,2	0,3	15,5
400	11,45621	8,6817	987,54184	400-700	8,4	6,9	23,9
700	11,48519	8,69982	994,61598	150-700	9,2	4,2	22,8
				200-700	8,6	4,7	22

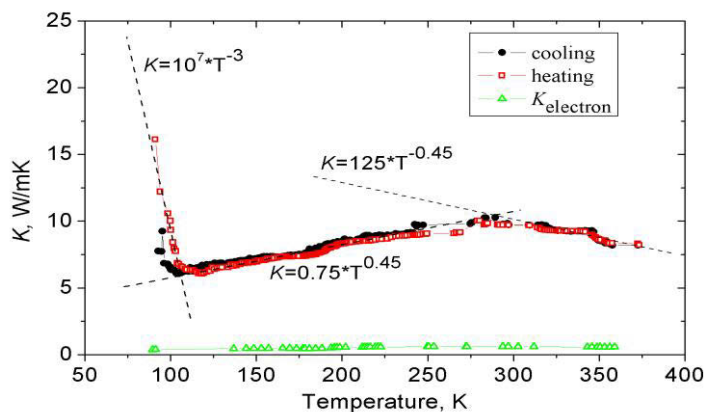
Əvvəlki işimizdə [9] Cu₅SmSe₄ birləşməsinin elektrik keçiriciliyi, termoelektrik hərəkət qüvvəsinin temperatur asılılıqlarında müşahidə olunan xüsusiyyətlər kristal qəfəsdə akseptor kimi yerləşən samariumun valentliyini dəyişməsi ilə izah edilmişdi. Valent dəyişməsi nəticəsində yeni yaranan keçirici elektronlarla dəşiklərin bir qisminin kompensasiyası elektrik keçiriciliyini azaldaraq onun minimumdan keçməsinə, həmçinin Holl sabitinin sıçrayışla dəyişməsinə səbəb olduğu göstərilmişdi. Ona görə də Cu₅SmSe₄ birləşməsinin istilik keçiriciliyində yaranan xüsusiyyət temperaturdan asılı olaraq qəfəs parametrlərində baş verən dəyişikliklərlə əlaqədar ola bilər.



Şəkil 2.

Cu₅SmSe₄ birləşməsi üçün qəfəs parametrlərin temperatur asılılığı.

Yuxarıda Sm₃S₄ birləşməsinin qəfəs istilik keçiriciliyində yaranan xüsusiyyətlərin müxtəlif valentli ionlar arasında yaranan elektron sıçrayışı ilə əlaqələndirildiyi qeyd olunmuşdu [6]. SmS birləşməsində də qəfəs sabitinin temperaturdan asılı olaraq azalması Sm ionlarının valentliyini dəyişməsi ilə izah olunur [10].



Şəkil 3.

Cu₅SmSe₄ birləşməsi üçün istilik keçiriciliyin temperatur asılılığı.

Bu baxımdan, Cu_5SmSe_4 birləşməsində də Sm atomlarının valentliyini ikidən (Sm^{2+}) üçə (Sm^{3+}) sıçrayış etməsi 100÷150K bölümündə α parametrinin azalmasına və xətti genişlənmə əmsalının ($\alpha_a(T)$) mənfi qiymət almasına səbəb olur. Belə olduğu halda, təbii ki, $K(T)$ asılılığında yaranan anomaliya da yükdaşıyıcıların sıçrayış mexanizminin yaranması ilə bağlıdır. Sm^{2+} ionun radiusu Sm^{3+} ionun radiusundan kifayət dərəcədə çox olduğundan [6], elektronların sıçrayışı kristal qəfəsin lokal dəyişməsinə gətirir. Həmin ionlar ətrafında sıxılma və dartılma gərginliyi yaranır. Bu halda qəfəs sanki “nəfəs” alır və elektron sıçrayış dövründə tam relaksasiya etməyə imkan tapmır. Yaranan lokal gərginlik, ola bilsin ki, fononları səpən əlavə mexanizm kimi çıxış edir və əlavə istilik müqavimətinin yaranmasına səbəb olur. Temperaturun sonrakı artımında lokal gərginlik tədricən aradan qalxır – istilik keçiriciliyi $T^{0.45}$ asılılığı ilə artır, 260K temperaturdan sonra istilik keçiriciliyin temperatur asılılığı aşqarlı kristallara xas olan qaydada azalır.

YEKUN

Cu_5SmSe_4 birləşməsində qəfəs parametrinin və istilik keçiriciliyin temperatur asılılığında müşahidə olunan xüsusiyyət Sm atomlarının valentliyini ikidən üçə sıçrayış etməsi nəticəsində ion radiusunun azalması və qəfəsdə lokal gərginliyin yaranması ilə bağlı olduğu müəyyən edilmişdir.

Müəlliflər, professor D.H. Arasliya fonon proseslərin müzakirəsində iştirakına və məsləhətinə görə təşəkkürünü bildirir.

1. В.В.Каминский, А.В.Голубков, М.М.Калинин, И.В.Павлов, С.М.Соловьёв, Н.В.Шаренкова, Заявка на изобретение №2005120519/28 от 22.06.2005.
2. Д.И.Хомский, Проблемы промежуточной валентности, УФН, **129** (1979) 443-485.
3. И.А.Смирнов, Редкоземельные полупроводники – перспективы и применение, Журнал всесоюзного химического общества им Д.И.Менделеева, **26** 6 (1981) 2-11.
4. В.В.Каминский, С.М.Соловьёв, Возникновение электродвижущей силы при изменении валентности ионов самария в процессе фазового перехода в монокристаллах SmS , ФТТ, **43** (2001) 423-426.
5. L.A.Smirnov, V.S.Oskotski, Thermal conductivity of rare earth compounds, In: Handbook on Physica and Chemistry of Rare Eart. / Ed. K.A.Gshneidner, Jr., L. Eyring. Elsevier Sciences Publ. B.V., **16** (1993) 107-118.
6. А.В.Голубков, Л.С.Парфеньева, И.А.Смирнов, Х.Мисиорек, Я.Муха, А.Ежовский, Теплопроводность кристаллической решетки соединений с негомогенной валентностью редкоземельных ионов, ФТТ, **44** (2002) 988-991.
7. Е.Р.Алиева, И.Я.Алиев, З.И.Сулейманов, А.С.Аббасов, Исследование термодинамических свойств системы $\text{Cu}_2\text{Se} - \text{Sm}_2\text{Se}_3$, Fizika, **13** №4 (2007) 134-135.
8. Э.А.Джафарова, Е.Р.Алиева, М.А.Алджанов, А.С.Аббасов. Термодинамические свойства соединения Cu_5SmSe_4 , Неорганические материалы, **47**, 4 (2011) 403-405.
9. R.N.Rəhimov, Y.R.Əliyeva, Z.İ.Süleymanov, Q.Q.Hüseynov, Cu_5SmSe_4 birləşməsində kinetik xassələrin xüsusiyyəti, Transactions of Azerbaijan Academy of Sciences, Series of Physical-mathematical and Technical sciences, Physics and Astronomy, **XXXI** №5 (2011) 78-82.
10. В.В.Каминский, С.М.Лугуев, З.М.Омаров, Н.В.Шаренкова, А.В.Голубков, Л.Н.Васильев, С.М.Соловьёв, Температурная зависимость коэффициента теплового линейного расширения монокристаллического SmS . Физ. и Тех. Полупроводников, **41** (2007) 3-6.

**LINEAR THERMAL EXPANSION AND THE FEATURES OF PHONON PROCESSES OF THE
Cu₅SmSe₄ COMPOUND**

R.N.RAHIMOV, Y.R.ALIYEVA, A.S.AMIROV, Q.Q.HUSEYNOV

The X-ray powder diffraction and thermal conductivity of the Cu₅SmSe₄ compound in the wide temperature range have been investigated. The negative linear expansion on the orientation of the lattice parameter a in the temperature range of 100÷150K and the feature observed on the temperature dependence of thermal conductivity has explained with decrease of the samarium ionic radius and appear local stress in the crystal lattice due to of electron jump from Sm²⁺ to Sm³⁺ position.

**ЛИНЕЙНОЕ РАСШИРЕНИЕ И ОСОБЕННОСТИ ФОНОННЫХ ПРОЦЕССОВ
СОЕДИНЕНИЯ Cu₅SmSe₄**

Р.Н.РАГИМОВ, Е.Р.АЛИЕВА, А.С.АМИРОВ, Г.Г.ГУСЕЙНОВ

Исследованы рентген-дифрактограммы и теплопроводность соединения Cu₅SmSe₄ в широком интервале температур. Отрицательные значения температурного линейного расширения в направлении параметра решетки a в интервале температур 100÷150K и наблюдаемые особенности в температурной зависимости теплопроводности объясняются уменьшением ионного радиуса самария и возникновением локального напряжения кристаллической решетки вследствие перескока электронов с Sm²⁺ на Sm³⁺ состояние.

Редактор: М.Бабаев

UOT 621.325.592

**$Sn_{1-x}Tb_xSe$ SİSTEM ƏRİNTİLƏRİNİN ELEKTRİK VƏ
İSTİLİKKEÇİRİCİLİYİNƏ γ -ŞÜALARININ TƏSİRİ**

T.A.CƏFƏROV, A.A.QƏRİBOV, C.İ.HÜSEYNOV*, Ş.S.İSMAYILOV*

*AMEA-nın Radiasiya Problemləri İnstitutu
AZ 1043, Bakı şəh., B.Vahabzadə küç., 9
Azərbaycan Dövlət Pedaqoji Universiteti*
AZ 1000, Bakı şəh., Ü.Hacıbəyov küç., 34.
cih_58@mail.ru*

Daxil olub: 05.12.2011
Çapa verilib: 16.02.2012

REFERAT

$Sn_{1-x}Tb_xSe$ ($x = 0,01; 0,05$) sistem ərintilərinin elektrofiziki və istilik xassələrinə γ -şüalarının təsiri öyrənilmişdir. Şüalanma zamanı terbium atomlarının kristalda düynələrarası vakant yerlərini tutaraq lokallaşdığı, Frenkel defektmələgəlmə ilə öz-özünə kompensasiyanın baş verdiyi fərz olunur. Bu yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının azalmasına səbəb olsa da, aktivləşmə enerjisi dəyişmir. Tərkibdə Tb miqdarının artımı ilə istilikkeçiriciliyi azalır. Şüalanmadan sonra aşağı temperaturalarda ümumi istilikkeçiriciliyi azalır, fonon istilikkeçiriciliyinin azalması və elektron istilikkeçiriciliyinin isə artması müşahidə olunur.

Aşar sözlər: Nadir torpaq elementləri, γ -şüaları, udulma dozası, elektrik keçiriciliyi, Holl əmsalı, yürüklük, istilik keçiriciliyi, istilik müqaviməti

GİRİŞ

$A^{IV}B^{VI}$ tipli yarımkeçirici birləşmələr və onlar əsasında alınmış ərintilər elektronikanın infraqırmızı-şüalanma mənbəyi və detektoru, termoelektrik elementlər, günəş batareyaları, yaddaş elementləri və s. müxtəlif oblastlarında tətbiq üçün perspektivli materiallar hesab olunur və ya artıq tətbiq olunurlar. Bu birləşmələrin dar qadağan olunmuş zonaya, böyük dielektrik nüfuzluğuna, nisbətən yüksək radiasiya dayanıqlılığına malik olmaları, ion rabitəsinin üstünlük təşkil etməsi kimi fundamental xarakteristikaları onların tətbiq olunma imkanlarını daha da genişləndirir [1].

Bu baxımdan $A^{IV}B^{VI}$ tipli binar birləşmələridən olan $SnSe$ -nin nadir torpaq elementlərilə aşqarlanması və yaxud zəif konsentrasiyalı bərk məhlullarının alınması, onların fiziki xassələrinin kompleks tədqiqi və fiziki xassələrə müxtəlif xarici amillərin təsirinin öyrənilməsi elmi və praktik maraq doğurur. Nadir torpaq metal (NTM) elementlərinin iştirakı ilə alınan maddələr bəzi enerji çevrəcilərinin, radiasiyaya, xarici təzyiqlərə, rütubətə qarşı davamlı müxtəlif növ termorezistorların hazırlanmasında geniş istifadə olunur. NTM-nin elektron quruluşunda $4f$ səviyyəsinin tam dolmaması asanlıqla $4f-5d-6s$ keçidinin baş verməsi və atomların $4f$ səviyyəsində mütəhərrik elektronların hesabına dəyişkən valentlik yaranması onların iştirakı ilə alınan materialları maraqlı tədqiqat obyektinə çevirir. Radiasiya dayanıqlılığına malik olmaları bu birləşmələr əsasında yüksək radiasiya fonunda istifadə olunan cihazların hazırlanmasına imkan verir. $SnSe-TbSe$ sisteminin hal diaqramı [2] işində ətraflı tədqiq edilmiş, $SnSe-TbSe$ sisteminin faza tarazılığının tədqiqi $SnSe$ əsasında 3,2mol%-ə qədər həll olma oblastının mövcud olduğu və komponentlərin 1:1 nisbətində inkonqruent əriyən, yeni $TbSnSe_2$ üçlü birləşməsinin alındığı aşkar edilmişdir. $(SnSe)_{1-x}(TbSe)_x$ sistem ərintilərinin müxtəlif elektrofiziki xassələri qismən tədqiq olunsada [4], γ -şüalanmanın bu xassələrə təsirinə baxılmamışdır.

TƏCRÜBƏNİN APARILMASI

$(SnSe)_{1-x}(TbSe)_x$ bərk məhlulları komponentlərin birbaşa əridilməsi üsulu ilə sintez edilmiş, kompleks fiziki kimyəvi analizləri aparılmışdır. Alınmış nümunələr

sintezdən sonra uzunmüddətli dəmləməyə qoyulmuşdur. Dəmləmə əvvəlcə $760^{\circ}C$ -də 3 saat, sonra isə temperatur tədricən $480^{\circ}C$ -yə qədər azaldılaraq 48 saat saxlanılmaqla aparılmışdır. $SnSe$ - $TbSe$ sistemində faza tarazlığı kompleks fiziki-kimyəvi analizlər əsasında öyrənilmişdir.

$(SnSe)_{1-x}(TbSe)_x$ sistem ərintilərinin şüalanmadan əvvəl və sonra bir sıra elektrofiziki xassələri geniş temperatur intervalında tədqiq olunmuş və bu xassələrə γ - şüaların təsiri araşdırılmışdır. γ - şüaların mənbəyi kimi kvantının enerjisi $1,25MeV$ olan ^{60}Co izotopundan istifadə olunmuşdur. Şüalanma $D=0,6Qr/san$ dozada, 30 saat ərzində aparılmışdır.

Alınmış nümunələrin termo-e.h.q.-si (α), istilikkeçiriciliyi (χ) mütləq stasionar metoddla [5], xüsusi elektrikkeçiriciliyi (σ), Holl əmsalı (R) sabit maqnit sahəsində sabit cərəyan rejimində [6] ölçülmüşdür.

TƏCRÜBİ NƏTİCƏLƏR VƏ ONLARIN TƏHLİLİ

$(SnSe)_{1-x}(TbSe)_x$ sistem ərintiləri də əsas maddə olan $SnSe$ kimi ortorombik sinqoniyada (fəza qrupu P_{cmn} , qəfəs parametrləri $a=4,46$; $b=4,19$; $c=11,57\text{\AA}$, elementar özəyin həcmi $216\text{\AA}^3$) kristallaşır. Lakin ərintilərin tərkibində $TbSe$ -nin faizlə miqdarı artdıqca kristal qəfəsin elementar özəyinin parametrlərinin, sıxlıqlarının və mikrobərklikliklərinin zəif artımı, termik qızma effektlərinin isə nisbətən aşağı temperatur oblastına tərəf sürüşməsi müşahidə olunur. Bütün tərkiblərdə rentgenoqrafik metoddla hesablanmış sıxlıq piknometrik üsulla təyin edilmiş sıxlığın qiymətindən böyük olur. Bu alınmış sistem ərintilərinin quruluş elementlərinin vakansiyalarından ibarət defektlərlə zəngin olduğunu göstərir.

$(SnSe)_{1-x}(TbSe)_x$ bərk məhlullarının $77\div 600K$ temperatur intervalında elektrofiziki xassələri tədqiq edilmişdir [2, 3]. Tərkibdə terbiyumun konsentrasiyasının artımı ilə termo.e.h.q.(α) azalır və $x\geq 0,001\%$ -də işarəsini p -tipdən n -tipə dəyişərək maksimumdan keçməklə $Tb_xSn_{1-x}Se$ bərk məhlullarında mütləq qiyməti stabilləşir. $TbSe$ -də kation atomları arasında metallik rabitə yaranır ki, bunun hesabına terbiyum 3+ oksidləşmə dərəcəsinə malik olur [3]. Elektrofiziki xassələri terbiyum monoselenidinin ($TbSe$) metallik xarakterə malik olduğunu göstərir. Bu nöqtəyi nəzərdən $(SnSe)_{1-x}(TbSe)_x$ sistem ərintilərində $TbSe$ -nin miqdarının artımı ilə n -tip keçiriciliyin yaranması qanunauyğun haldır.

$Sn_{1-x}Tb_xSe$ ($x=0,01; 0,05$) sistem ərintilərinin $300K$ temperaturda bəzi kinetik parametrlərinin: xüsusi elektrikkeçiriciliyi (σ), Holl əmsalı (R), termo.e.h.q (α), istilikkeçirmə əmsalı (χ), yükdaşıyıcıların konsentrasiyası (n) və Holl yüruklyünün (μ) şüalanmadan əvvəl və şüalanmadan sonra təyin edilmiş qiymətləri cədvəldə verilmişdir. Cədvəldən görünür ki, alınmış bərk məhlullar qismən kompensasiya olunmuş yarımkeçirici materiallardır.

Cədvəl.

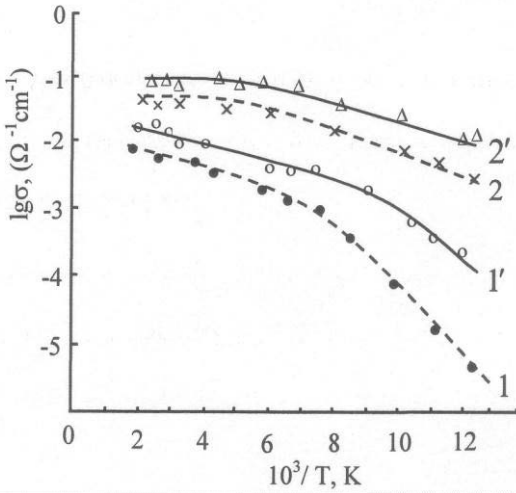
$Sn_{1-x}Tb_xSe$ sistem ərintilərinin $T=300K$ temperaturda kinetik parametrləri.

Tərkiblər		$R, sm^3/Kl$	$P(n), 10^{16} sm^{-3}$	$\sigma, Om^{-1} sm^{-1}$	$\mu, sm^2/V\cdot san$	$\alpha, mkV/K$	$\chi, 10^{-3} Vt/sm\cdot Kl$
$x=0,01$	Şüalanmadan əvvəl	- 75	8,3	0,0063	6,5	-242	17,5
	Şüalanmadan sonra	- 90	6,9	0,0081	0,73	-324	15,7
$x=0,05$	Şüalanmadan əvvəl	- 41,6	15	0,047	2,96	-210	14,5
	Şüalanmadan sonra	- 44,6	14	0,076	3,41	-316	12,7

Şəkil 1-də $Tb_xSn_{1-x}Se$ bərk məhlullarının elektrikkeçiriciliyinin temperatur asılılığının qrafiki $lg \sigma = f(\frac{10^3}{T})$ koordinatlarında verilmişdir. Qrafikdən göründüyü kimi temperaturun artımı ilə nümunənin xüsusi elektrikkeçiriciliyi ənənəvi olaraq artır.

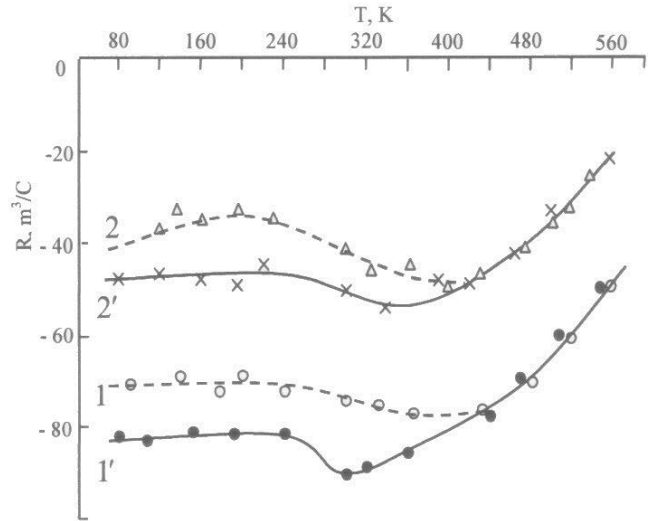
Tədqiqatdan alınan qiymətlər əsasında elektrikkeçiriciliyinin yarımloqarifmik miqyasda $lg \sigma = f(\frac{10^3}{T})$ asılılığından istifadə edərək yükdaşıyıcıların aktivləşmə enerjisi hesablanmışdır. Müəyyən olunmuşdur ki, $Tb_{0,01}Sn_{0,99}Se$ -də $T < 250 K$ temperatur intervalında yükdaşıyıcıların aktivləşmə enerjisini $E_{1a} \approx 0,36 eV$, $Tb_{0,05}Sn_{0,95}Se$ nümunələrində isə $E_{2a} \approx 0,14 eV$ tərtibindədir.

γ - şüaların təsirinə məruz qalmış nümunələrin xüsusi elektrikkeçiriciliyinin temperatur asılılıqları da şəkil 1-də təsvir edilmişdir (1' və 2' ayrıləri). Şəkildən göründüyü kimi tədqiq olunan nümunələrin şüalanmadan əvvəl və sonra xüsusi elektrikkeçiriciliyinin temperatur asılılığı oxşar formaya malikdir. Sadəcə olaraq hər iki nümunədə aşqar keçiriciliyi və aşqarların tükənmə oblastlarında xüsusi elektrikkeçirmə əmsalının qiyməti nisbətən artır.



Şəkil 1.

Xüsusi elektrikkeçiriciliyinin temperatur asılılığı:
1- $Sn_{0,99}Tb_{0,01}Se$, 2- $Sn_{0,95}Tb_{0,05}Se$, 1' və 2' - şüalanmadan sonra



Şəkil 2.

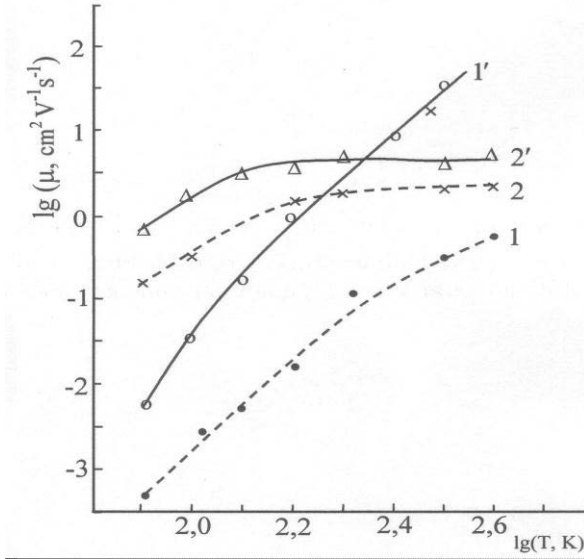
Holl əmsalının temperatur asılılığı: 1- $Sn_{0,99}Tb_{0,01}Se$, 2- $Sn_{0,95}Tb_{0,05}Se$, 1' və 2' - şüalanmadan sonra.

γ -şüaların təsirinə məruz qalmış nümunələrdə yükdaşıyıcıların aktivləşmə enerjisinin hər iki nümunədə zəif artımı müşahidə olunur. Temperaturun sonrakı artımında (məxsusi keçiricilik oblastında) isə şüalanmadan qabaq və sonrakı xüsusi elektrikkeçiricilikləri demək olar ki, üst-üstə düşür [7].

2-ci şəkildə Holl əmsalının şüalanmadan əvvəl (1 və 2 ayrıləri) və şüalanmadan sonra (1' və 2' ayrıləri) temperatur asılılığı verilmişdir. $Sn_{1-x}Tb_xSe$ ($x = 0.01; 0.05$) sistem ərintilərinin tərkibdə Tb -nin miqdarının artımı ilə ənənəvi olaraq Holl əmsalı da artır. Şəkildən göründüyü kimi, hər iki nümunədə temperaturun artımı ilə Holl əmsalı artır. Bu artım aşqarların tükənmə oblastına qədər davam edir. Məxsusi keçiricilik oblastında isə temperaturun artımı ilə Holl əmsalının müntəzəm azalması müşahidə olunur.

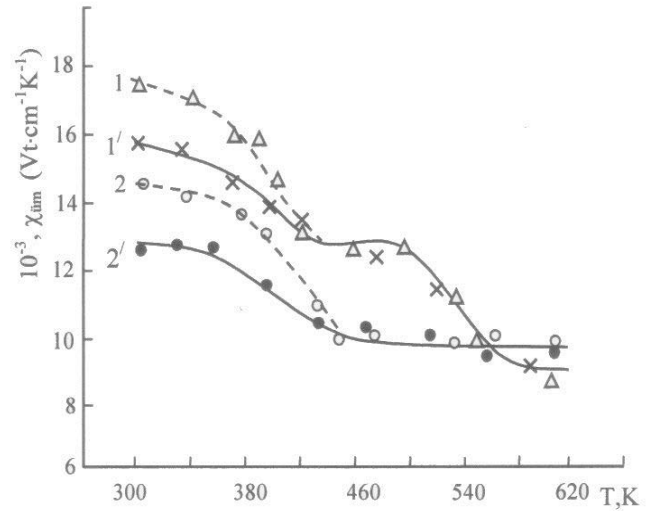
γ - şüaların təsirinə məruz qalmış nümunələrdə aşqar keçiriciliyi oblastında Holl əmsalının qiyməti artır. 300K-də bu artım $Sn_{0,99}Tb_{0,01}Se$ kristalında $\sim 20\%$, $Sn_{0,95}Tb_{0,05}Se$ kristalında isə $\sim 5\%$ təşkil edir.

Məxsusi keçiricilik oblastında isə şüalanmanın Holl əmsalına təsiri elektrikkeçiriciliyində olduğu kimi nəzərə çarpmır. Holl əmsalının temperatur asılılığından görünür ki, tədqiq olunan kristallar n -tip keçiriciliyə malikdir.



Şəkil 3.

Holl yürüklüyünün temperatur asılılığı: 1- $Sn_{0,99}Tb_{0,01}Se$, 2- $Sn_{0,95}Tb_{0,05}Se$, 1' və 2' - şüalanmadan sonra.



Şəkil 4.

İstilikkeçiriciliyinin temperatur asılılığı: 1- $Sn_{0,99}Tb_{0,01}Se$, 2- $Sn_{0,95}Tb_{0,05}Se$, 1' və 2' - şüalanmadan sonra

Şəkil 3-də yükdaşıyıcıların Holl yürüklüyünün temperatur asılılığı verilmişdir. Şəkildən göründüyü kimi nümunə 1- də yükdaşıyıcıların yürüklüyü temperaturdan asılı olaraq şüalanmadan əvvəl $\mu \sim T^{1.5}$, şüalanmadan sonra isə $\mu \sim T^{2.0}$ qanunu üzrə artır. Bu onu göstərir ki, şüalanmadan əvvəl yüklü aşqar mərkəzlərdən səpilmə üstünlük təşkil edir və şüalanmadan sonra bu səpilmə güclənir. Nümunə 2-də isə şüalanmadan əvvəl və sonra yükdaşıyıcıların yürüklüyünün temperatur asılılığı eyni olub $\mu \sim T^{0.8}$ qanunu ilə dəyişir. Bu onu göstərir ki aşağı temperaturlarda (80÷200K) neytral və zəif ionlaşmış aşqar mərkəzlərindən səpilmə, yuxarı temperaturlarda isə akustik fononlardan səpilmə üstünlük təşkil edir.

Tədqiqatın analizi göstərir ki, $Sn_{1-x}Tb_xSe$ ($x=0,01; 0,05$) bərk məhlullarında Tb atomları Sn atomlarını qismən əvəz edir və eyni zamanda vakant mərkəzlərin tutulması ehtimal olunur. Bu səbəbdən məhlulların elektrikkeçiriciliyi yaxşılaşır. Tb atomları kristalda sanki təmizləmə rolunu oynayır və terbiyumun konsentrasiyası artdıqca bu proses intensivləşir.

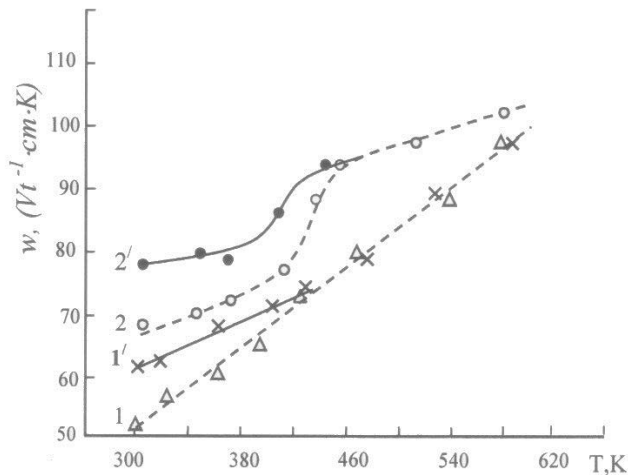
Paramaqnit nadir torpaq ionlarının (NTİ) daxili f -elektron təbəqəsi qismən dolduğundan onların orbital, spin və tam momentləri sıfırdan fərqli olur. Qəfəs rəqsləri ionun tam momentinin yönümünü dəyişməklə onu bir səviyyədən digərinə keçirə bilər. Bu isə fononların udulması ilə müşayiət olunur. Beləliklə paramaqnit NTİ kristal qəfəsin istilikkeçiriciliyini azaldan defektlər rolunu oynayır. Tam dolmamış f - təbəqəsini kristal sahəsi aşağı temperaturlarda çox zəif parçalayır. Buna görə də paramaqnit NTİ-dan fononların səpilməsi hesabına istilikkeçiriciliyinin azalması yalnız orta temperaturlarda müşahidə olunur [8].

$Sn_{1-x}Tb_xSe$ ($x=0,01; 0,05$) ərintilərinin istilikkeçiriciliyinin temperatur asılılığı Şəkil 4-də verilmişdir. Şəkildən göründüyü kimi temperaturun artımı ilə tədqiq olunan ərintilərinin istilikkeçiriciliyi azalır. Uzun müddətli dəmləmə bütün nümunələrin istilikkeçiriciliyinin artmasına səbəb olur və bu zaman 360K temperatura qədər onun temperatur asılılığının xarakteri dəyişmir. Ərintilərdə paramaqnit atomlardan olan

terbiumun miqdarı artdıqca, gözləniləndiyi kimi, istilikkeçiriciliyi azalır. Tərkibdə terbiumun miqdarının artımı ilə istilikkeçiriciliyinin azalması fononların kristal quruluş nizamı sızlıqlarından və digər defektlərdən səpilməsi ilə əlaqədardır [9,10].

Qeyd edək ki, $Sn_{1-x}Tb_xSe$ ($x=0,01; 0,05$) sistem ərintilərində istilik əsasən fononlarla daşınır. Tədqiq olunan temperatur intervalında şüalanmadan qabaq nümunələrdə elektron istilikkeçiriciliyi ümumi istilikkeçiriciliyinin $7\div 12\%$ -ni təşkil edir. γ -şüalarının təsirinə məruz qalmış nümunələrdə ümumi istilikkeçiriciliyi azalır. Bu γ -şüalarının təsiri ilə əlavə radiasiya defektlərinin yarandığını göstərir. Elektrikkeçiriciliyində və Holl əmsalında olduğu kimi məxsusi keçiricilik oblastında γ - şüalarının istilikkeçiriciliyinə təsiri nəzərə alınmayacaq dərəcədə zəif olur. Radiasiya defektləri qəfəs istilikkeçiriciliyinin azalmasına, elektron istilikkeçiriciliyinin isə artmasına səbəb olur. Belə ki, 300K temperaturda $x=0,01$ tərkibli nümunədə qəfəs istilikkeçiriciliyi (χ_q) 8% azalmış, elektron istilikkeçiriciliyi (χ) isə 28% artmış, $x=0,05$ tərkibli nümunədə isə qəfəs istilikkeçiriciliyi 12% azalmış, elektron istilikkeçiriciliyi (χ_e) isə $\sim 40\%$ artmışdır.

Tədqiq olunan nümunələrdə istilik müqavimətinin temperatur asılılığı Şəkil 5-də



təsvir olunmuşdur. İstilik müqavimətinin temperatur asılılığını şərti olaraq iki hissəyə ayırmaq olar. 300÷420K temperatur intervalını əhatə edən birinci hissədə w istilik müqaviməti bütün nümunələrdə xətti olmaqla paralel dəyişir. İstilik müqavimətinin xətti asılılığı onun əsasən fonon-fonon qarşılıqlı təsiri hesabına yarandığını göstərir.

Şəkil 5.

İstilik müqavimətinin temperatur asılılığı:
1- $Sn_{0,99}Tb_{0,01}Se$, 2- $Sn_{0,95}Tb_{0,05}Se$, 1' və 2' -şüalanmadan sonra

Şüalanma kristallarda bir-birləri ilə və kimyəvi aşqarlarla qarşılıqlı təsirdə olan vakansiyalar, düynülərarası atomlar, müxtəlif tip kompleks defektlərin yaranmasına səbəb olur. Radiasiya defektləri öz-özünü kompensasiyaya gətirir və yarımkeçiricinin keçiriciliyi məxsusi keçiriciliyə yaxınlaşır [5]. γ -şüalarının təsiri ilə n -tip keçiriciliyə malik $Sn_{1-x}Tb_xSe$ ($x=0,01;0,05$) kristallarında, donor aşqar mərkəzlərini kompensasiya edən, akseptor tipli radiasiya defektləri yaradır və radiasiya defektləri hesabına yükdaşıyıcıların yürüklüyü və elektrikkeçiriciliyi artır.

NƏTİCƏ

γ -şüaları ilə şüalandırılmış və şüalandırılmamış $Sn_{1-x}Tb_xSe$ bərk məhlullarının elektrofiziki və istilik xassələrinin müqayisəli tədqiqi göstərir ki, şüalanma aşağı temperaturalarda elektrikkeçiriciliyinə zəif təsir etsə də, yuxarı temperaturalarda hiss olunacaq dərəcədə dəyişiklik yaratmır. Bu $Sn_{1-x}Tb_xSe$ kristalları əsasında radiasiyaya davamlı yarımkeçirici cihazların hazırlanmasına imkan verir.

1. Н.Х.Абрикосов, Л.Е.Шелимова, "Полупроводниковые материалы на основе соединений $A^{IV}B^{VI}$ ". М. изд. «Наука», (1975) 185.

2. А.П.Гуршумов, Б.Б.Кулиев, А.М.Ахмедов, Д.М.Сафаров, В.Б.Лазаров, *Взаимодействие моноселенида олова моноселенидами РЗЭ, Изв. АН СССР, Неорганические материалы*, **20** (1984) 1090-1094.
3. *Физические свойства халькогенидов редкоземельных элементов, Под ред. В.П.Жузе, изд. «Наука», Л., (1973) 303.*
4. Т.А.Сəфəров, $Sn_{1-x}Tb_xSe$ sistem ərintlərinin elektrikkeçiriciliyi, *AZ. TU, Elmi əsərlər-fundamental elmlər*, **VII №28** (2008) 68-78.
5. Д.М.Френк, В.К.Бойчук, Л.И.Межилевская, *Зарядовые состояния индия и атомные дефекты в кристаллах теллура свинца, легированного индием. Неорганические материалы*, **40** (2004) 1171-1176.
6. Д.И.Гусейнов, М.И.Мургузов, Ш.С.Исмаилов, *Теплопроводность твердых растворов $Er_xSn_{1-x}Se$ ($x \leq 0,025$), Неорганические материалы*, **44**. (2008) 542-545.
7. И.Касумоглу, Т.Г.Керимова, И.А. Мамедова, *Влияния γ - облучения на электрические свойства $CuGaSe_2$, ФТП*, **45** (2011) 32.
8. Н.В. Агринская, Т.В. Машовец. *Самокомпенсация в полупроводниках, ФТП*, **28** (1994) 1505-1535.
9. С.М.Лугуев, Н.В. Лугуева, В.В.Соколов, *Теплопроводность Gd_2S_3 и Dy_2S_3 , ФТТ*, **30** (1988) 873-875.
10. С.М.Лугуев, В.С.Оскотский, В.М.Сергеева, И.А.Смирнов, *Резонансное рассеяние фононов на парамагнитных ионах (высокие температуры, большая концентрация ионов), ФТТ*, **17** (1975) 2697-2701.

INFLUENCE OF γ - IRRADIATION TO THE ELECTRICITY AND THERMAL CONDUCTION OF ALLOY SYSTEM $Sn_{1-x}Tb_xSe$

T.A. JAFAROV, A.A. GARIBOV, J.I. HUSEYNOV, Sh.S.ISMAILOV

The influence of γ - irradiation to the electrophysical and thermal properties of alloy system $Sn_{1-x}Tb_xSe$ ($x=0,01;0,05$) has been studied. It has been supposed that terbium atoms localized filling space vacancies in crystal, and self-compensation occurs by Frenkel pair while irradiation. By increase of Tb amount in the composition its thermal conduction has decreased. Its general thermal conduction has decreased and degradation of phonon thermal conduction and increase of electron heat conductivity have been observed after irradiation.

ВЛИЯНИЕ γ -ОБЛУЧЕНИЯ НА ЭЛЕКТРО- И ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ СИСТЕМЫ СПЛАВОВ $Tb_xSn_{1-x}Se$

Т.А.ДЖАФАРОВ, А.А.ГАРИБОВ, Дж.И.ГУСЕЙНОВ, Ш.С.ИСМАИЛОВ

В работе представлены результаты исследований влияния γ -облучения на электрофизические свойства сплавов, легированных тербием в $Tb_xSn_{1-x}Se$. Предполагается, что при облучении образцов атомы тербия располагаются в вакантных местах между узлами кристаллической решетки и, локализуясь, происходит самокомпенсация с появлением дефекта Френкеля. Это приводит к уменьшению концентрации носителей зарядов, однако энергия активации не меняется. С увеличением содержания Tb в составе образцов теплопроводность уменьшается. После облучения фононная часть теплопроводности уменьшается, а электронная увеличивается.

Редактор: Д.Араслы

ВЛИЯНИЕ γ -ОБЛУЧЕНИЯ НА ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КОМПОЗИТОВ ПОЛИПРОПИЛЕН/ α -Fe₂O₃

А.М.МАГЕРРАМОВ, Ф.И.АХМЕДОВ, М.А.НУРИЕВ

*Институт Радиационных Проблем НАН Азербайджана
AZ 1143, г.Баку, Б.Багабзаде, 9
fazil9@rambler.ru*

поступила 1201.2012
принята к печати 27.02.2012

РЕФЕРАТ

Исследовано влияние γ -облучения на электрофизические свойства композитов полипропилен/ α -Fe₂O₃. Определены изменения электрических свойств композитов ПП-Fe₂O₃, которые зависят от структурных изменений полимерной матрицы и межфазной прослойки происходящих при модификации γ -облучением.

Ключевые слова: полипропилен, композит ПП-Fe₂O₃, модификация, γ -облучения

ВВЕДЕНИЕ

Введение наполнителей в полиолефины и последующее воздействие на полученный композит внешних факторов, в частности γ -облучения, может служить эффективным способом модифицирования полимерного материала. Известно, что на радиационное модифицирование кристаллизующихся полимеров значительно влияют химическая природа, концентрация, дисперсность, величина поверхности, форма частиц, наличие и природа поверхностных функциональных групп наполнителей [1-4]. Исходя из вышеперечисленных факторов, было исследовано влияние γ -облучения на электрофизические свойства композитов полипропилен/ α -Fe₂O₃. Выбор компонентов обусловлен тем, что при воздействии γ -облучения для интенсивного модифицирования необходимо радиационно-чувствительная матрица (ПП) и наличие кислорода. Действительно, образовавшиеся свободные радикалы в полимерной матрице могут участвовать в свободно-радикальной окислительной реакции при наличии адсорбированного кислорода и окиси металла, играющего роль катализатора.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Образцы композитов в виде пленок толщиной 200±20мкм были получены методом горячего прессования. Предварительно смешанные порошки полимера и наполнителя прессовались при давлении 15МПа в течение 5 мин при температуре на 10÷15⁰ выше T_{пл} полимерной матрицы. Наполнителем служил α -Fe₂O₃ с размером частиц ~10мкм. Содержание наполнителя в композите изменялась от 1 до 35% объемного. Облучение образцов до 100кГр произведено на установке МРХ- γ -25М на основе изотопа Co⁶⁰. Измерение сопротивления композитных образцов проводилось тераомметром Е6-13А.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА И ИХ ОБСУЖДЕНИЯ

На Рис.1 представлены зависимости удельного сопротивления ρ_v композитов с различным содержанием наполнителя от дозы (D) γ -облучения. Известно, что после действия ионизирующими излучениями в структуре композита происходят процессы сшивания и деструкции. Интенсивность указанных процессов зависит от дозы облучения, а так же от объемного содержания наполнителя [2,3]. Из представленных зависимостей видно, что исходный ПП и композиты ПП/ α -Fe₂O₃ с

содержанием наполнителя до 7% объёма имеют относительно высокую величину удельного сопротивления. Параметры низконаполненных композитов от воздействия радиации до 70кГр практически не меняются или меняются незначительно.

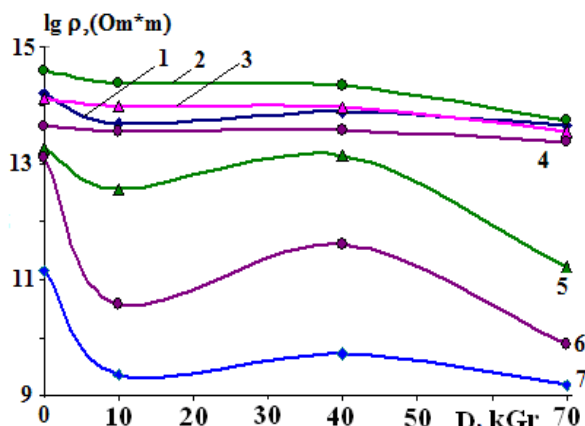


Рис.1.

Зависимости удельного сопротивления композитов ПП/ α -Fe₂O₃ с различным содержанием наполнителя от дозы γ -облучения: 1 - ПП; 2 - 1% объ. Fe₂O₃; 3- 4% объ. Fe₂O₃; 4- 7% объ. Fe₂O₃; 5- 10% объ. Fe₂O₃; 6- 17% объ. Fe₂O₃; 7- 35% объ. Fe₂O₃.

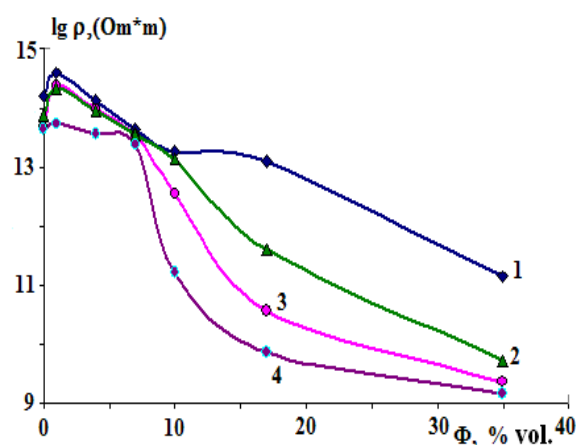


Рис.2.

Зависимость удельного сопротивления от содержания наполнителя для композитов ПП/ α -Fe₂O₃ облученных с различной дозой γ -облучения: 1 - необлученный; 2 - 10кГр; 3 - 40кГр; 4 - 70кГр.

При малых (до 5% объёма) объемных содержаниях наполнителя композиты более стойки к воздействию облучения [1]. Если объемное содержание наполнителя превосходит указанное значение, то облучение ухудшает электрические свойства композита. Учитывая эти обстоятельства, можно регулировать свойства композитов с изменением количества наполнителя и дозы облучения. Считаем, что эти изменения в свойствах композитов ПП/ α -Fe₂O₃ можно связать с изменением соотношения процессов сшивания и деструкции в структуре полимерной матрицы и приграничного слоя наполнителя с матрицей. Полагаем, что при низких дозах облучения и объемного содержания α -Fe₂O₃ ρ_v практически не изменяется, и эти результаты позволят нам в будущем разработать полимерные композиты с электретыми свойствами, создающими вокруг себя постоянное электрическое поле. Дальнейшее увеличение объемного содержания α -Fe₂O₃ сопровождается резким уменьшением ρ_v . Эти результаты представляют интерес с точки зрения разработки проводящих или полупроводящих композитных материалов. Результаты этих исследований объясняются теорией перколяции, применяемой для гетерогенных систем. Для композитов с малой концентрацией неорганической фазы частицы электрически изолированы друг от друга в объеме матрицы, поэтому электропроводность в таких композитах, в основном, определяется проводимостью диэлектрической компоненты [3,5]. Это хорошо согласуется с экспериментами, проведенными нами при низкой дозе облучения. После облучения композитов ПП/ α -Fe₂O₃ дозой в пределах 10÷40кГр и при содержании наполнителя больше 7% объёма электропроводность композитов уменьшается приблизительно на один порядок. Изменение электропроводности является следствием облучения, которое сопровождается улучшением электрических свойств композитов. Заодно хотим отметить, что заметное изменение электропроводности и сложная закономерность $\lg \rho_v = f(D)$ с увеличением как D , так и объемного содержания α -Fe₂O₃, по-видимому, связаны с

изменением межфазных взаимодействий инициированных γ -облучением. Для подтверждения вышеизложенных результатов, исследованы зависимости удельного сопротивления композитов ПП/ α -Fe₂O₃ от содержания наполнителя. На Рис.2 представлена зависимость удельного сопротивления от содержания наполнителя для композитов облученных разными дозами гамма радиации. Как видно из рисунка, характер зависимости подтверждает результаты вышеизложенного обсуждения, так как при низких содержаниях (1÷7%объёма) происходит незначительная деструкция, приводящая к некоторому уменьшению сопротивления композитов ПП/ α -Fe₂O₃ при всех значениях поглощенной дозы. Уменьшение сопротивления для композитов с содержанием наполнителя в количестве 7÷20%объёма и облученных дозой 10кГр обусловлено сшиванием между полимером и наполнителем и деструкцией в полимерной матрице [5,6]. Такой же ход зависимости, но с еще более резким спадом значения сопротивления наблюдается для композитов облученных дозой 70кГр. При таких дозах наблюдается относительно высокая степень деструкции полимерной матрицы и приграничного слоя композита ПП/ α -Fe₂O₃. Но образцы, облученные дозой до 40кГр, как видно из зависимостей, имеют относительно высокое значение сопротивления. Это, по-видимому, связано с межмолекулярной сшивкой между полимерными цепями матрицы при таких дозах, которая сопровождается улучшением электрофизических свойств композита ПП/ α -Fe₂O₃.

Из результатов анализа проведенных исследований вытекают следующие выводы:

- Экспериментально показано, что при концентрации наполнителя $\Phi \geq 10\%$ объёма и дозе облучения до 10кГр процессы деструкции преобладают над процессами сшивания макромолекул матрицы.
- Установлены границы изменения электрического сопротивления композитов ПП/Fe₂O₃, которые зависят от структурных изменений в полимерной матрице и межфазной прослойке при модификации γ -облучением. Определена оптимальная доза $D_{\text{опт}}$ модификации композитов ПП/ α -Fe₂O₃, которая находится в интервале $20 \text{ кГр} \leq D_{\text{опт}} \leq 40 \text{ кГр}$.

1. Т.Н.Пинчук, Т.П.Диденко, О.П.Дмитренко, Н.П. Кулиш и др., *Радиационная модификация физико-механических свойств изотактического полипропилена с многостенными углеродными нанотрубками, Вопросы атомной науки и техники, Серия: Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение, №4-2 (2009) 275-278.*
2. Ю.С. Липатов, *Физическая химия наполненных полимеров, М.: Химия, (1977) 304.*
3. В.А.Соцков, *О явлениях самоорганизации в электрофизике макросистем, Журнал технической физики, 79 № 8 (2009) 129-132.*
4. А.Ю.Андрианов, Е.А.Джур, Ю.А.Крикун, *Оценка прироста радиационно-защитных свойств композитов на основе полидисперсных наполнителей, Вопросы атомной науки и техники, Серия: Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение, № 2 (2007) 220-225.*
5. А.М.Магеррамов, М.А.Нуриев, Ф.И.Ахмедов, И.И.Исмаилов, *Радиотермолюминисценция γ -облученных композитов полипропилена с дисперсными оксидами, Электронная обработка материалов, №5 (2009) 105-108.*
6. Д.И.Бринкевич, С.А.Вабищевич, В.Ф.Валеев, В.С.Волобуев и др., *Модификация приповерхностных слоев полиэтилен-терафталата и полиимида имплантацией никеля, 8-я международная конференция «Взаимодействие излучений с твердым телом», Минск, Беларусь, (2009) 148-150.*

**POLIPROPILEN/ α -Fe₂O₃ KOMPOZITLƏRİNİN ELEKTROFİZİKİ XASSƏLƏRİNƏ γ -
ŞÜALANMANIN TƏSİRİ**

A.M.MƏHƏRRƏMOV, F.İ.ƏHMƏDOV, M.A.NURIYEV

γ -şüalanmanın polipropilen/ α -Fe₂O₃ kompozitlərinin elektrofiziki xassələrinə təsiri tədqiq olunmuşdur. Müəyyən olunmuşdur ki, polipropilen/Fe₂O₃ kompozitlərinin γ -şüalanma ilə modifikasiyası zamanı elektrik xassələrinin dəyişmə sərhəddi polimer matrisa və fazalararası layda baş verən struktur dəyişiklərindən asılıdır.

**EFFECT OF γ -IRRADIATION ON THE ELECTROPHYSICAL PROPERTIES COMPOSITES
POLYPROPYLEN/ α -Fe₂O₃**

A.M.MAHARRAMOV, F.I.AHMEDOV, M.A.NURIYEV

γ -irradiation influence on electrophysical properties of polypropylene composites α -Fe₂O₃ has been researched. The bounds of electrical properties of composites PP-Fe₂O₃, which have depended on structural changes in polymer matrix and interface interlayer occurring within γ -irradiation, have been established.

Редактор: М Курбанов

УДК 543.424.429.2

**ДИНАМИЧЕСКОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА КЛАСТЕРАМИ СУБМИКРОННЫХ
И МИКРОННЫХ РАЗМЕРОВ В СИСТЕМЕ $\text{Fe}_2(\text{SO}_4)_3 \cdot 9\text{H}_2\text{O}/\text{PEG}/\text{H}_2\text{O}$**

Э.Г.ИСМАИЛОВ*, Э.А.МАСИМОВ, Г.С.МАРТЫНОВА*, С.В.ГУСЕЙНОВА

Бакинский Государственный Университет

AZ 1143, г. Баку, ул. З.Халилова, 23

spektr.masimov@rambler.ru

*Институт Нефтехимических Процессов НАН Азербайджана**

AZ 1025, г. Баку, пр. Ходжалы, 30

martgs@rambler.ru

поступила: 12.05.2011

принята к печати: 12.09.2011

РЕФЕРАТ

Приведены результаты исследования методами динамического рассеяния света (ДРС) и электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) водных полиэтиленгликолевых (ПЭГ) растворов сульфата железа(III). Показано, что эти растворы в интервале температур 293÷333К содержат кластеры субмикронных и микронных размеров (0.01÷5мкм), находящиеся в динамическом равновесии и состоящие из молекул ПЭГ гекса-аквакомплекса железа(III) и связанной воды.

Ключевые слова: полиэтиленгликоль, кластеры, аквакомплекс железа, электронный парамагнитный резонанс, динамическое рассеяние света

Ионы железа играют заметную роль в биологических процессах. Основные функции железа в биологических системах – транспорт кислорода и участие в цепи переноса электрона. В живых организмах, в концентрации менее одной сотой процента, железо способствует транспорту кислорода в тканях и выведению из них углекислоты, при недостатке в организме возникает железодефицитная анемия, которую определяют как болезнь, характеризующуюся уменьшением количества гемоглобина в крови [1-3].

Сульфаты железа(II,III) до сих пор являются наиболее распространенными антианемическими средствами в медицине и ветеринарии. Профилактическая и терапевтическая эффективность его признана эталоном среди ферропрепаратов. Но наблюдаемые уже более 150 лет побочные явления при применении сульфатов железа (II,III) не позволяют прекратить поиск новых эффективных и, в то же время, безопасных лекарственных средств, содержащих железо. Ещё в 1893 году Ralf Stockman из медицинской школы Эдинбургского университета подкожно инъецировал трем хлоротическим молодым женщинам цитрат железа(II) в дозе 32мг железа в день в течение 10 дней. В этот срок R.Stockman отметил увеличение концентрации гемоглобина с исходных 44% до 52%. По истечении 24 дней после начала опыта пациенты имели количество гемоглобина крови до 72% от физиологической нормы. В целом к началу XX века для лечения хлороза применяли блodieвы пилюли, настойку яблочнокислого железа, liquor ferri albuminati и пфейферовские пастилки из гемоглобина, приготовляемые из бычьей крови. McGowan J.P. И Chrichton A. (1924г.) установили связь между недостатком железа и возникновением анемии у поросят, излечиваемым внутренним применением оксида железа. Это теоретически обосновало применение железа в качестве лекарственного средства при анемии у животных. Метод профилактики анемии у животных, предусматривающий скормливание сульфатом железа(II) или (III) поросят, был предложен Hart E.B. с соавторами в 1929 году. В медицине и ветеринарии в XX веке для внутреннего применения наиболее широко использовали препараты на основе сульфата железа(II), а для внутримышечных

инъекций – декстрана железа(III) [4-7]. Поэтому на протяжении более чем 80 лет интенсивно велись поиски лекарственных композиций на основе сульфатов железа(II,III), исследовались и в настоящее время исследуются природа взаимодействия компонентов этих композиций, зарядовое состояние, состав и строение, подвижность, динамика локального окружения этих ионов, внешние воздействия на их состояние, поведение этих ионов в биологических системах с использованием, в основном, методов оптической и радиоспектроскопии, в том числе, ИК и ЭПР спектроскопии.

В настоящей работе приводятся результаты исследования методом ДРС водных растворов полиэтиленгликоля, содержащих сульфат железа(III).

ПЭГ-и вследствие удачной комбинации физико-химических свойств нашли широчайшее применение в биохимических исследованиях. В фармакопии и косметике низкомолекулярные ПЭГ-и применяют как связующее для таблеток, кремов, свечей, стабилизаторов в аэрозолях, высокомолекулярный ПЭГ при инъекциях в медицине. Водорастворимые пленки ПЭГ используют для упаковки пищевых продуктов, красок, чернил, агрохимикатов. ПЭГ - связующее и загуститель в латексах и красках, основа для ионопроводящих композиций, гидрогелей.

Во время сателлитного симпозиума компании Shering-Plow (США), проходившего в Мадриде в рамках 37-го ежегодного собрания Европейской ассоциации по изучению печени, были рассмотрены наиболее актуальные вопросы комбинированной терапии вирусного гепатита С пегилированным интерфероном альфа-2b и рибавирином. В частности, внимание уделялось механизму пегилирования интерферона альфа-2b, важности индивидуального подбора дозы, новому алгоритму терапии («стоп-правило»), определению вероятности ответа на терапию. ПЭГ представляет собой наилучшее средство для модификации активности протеинов в связи с тем, что он инертен, растворим в воде и может быть представлен огромным количеством форм и видов. Была изучена зависимость между размером ПЭГ, активностью и временем полувыведения, которая представлена простым уравнением, в котором увеличение времени полувыведения и снижение активности прямо пропорционально размеру ПЭГ [8].

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

В работе использованы сульфат железа(III) марки «х.ч.», полиэтиленгликоли с молекулярными массами 300, 600, 1500, 3000, 15000 и дистиллированная вода. Используемые ПЭГ-и марки "LOBA-CHEMIE", Австрия, дополнительной очистке не подвергали.

Размеры формирующихся в растворах комплексов железа с ПЭГ, распределение их по размерам исследовались применением метода динамического рассеяния света с использованием прибора LB-550, Horiba. Суть метода заключается в измерении, зависящем от времени, флуктуации интенсивности рассеянного света от частиц, находящихся в хаотическом броуновском движении в жидкой фазе. В жидкостях со взвешенными дисперсными частицами хаотическое броуновское движение дисперсных частиц вызывает флуктуации их локальной концентрации. В свою очередь, эти флуктуации приводят к локальным неоднородностям показателя преломления среды. При прохождении лазерного луча через такую среду часть света рассеивается на этих неоднородностях. Флуктуации интенсивности рассеянного света соответствуют флуктуациям локальной концентрации дисперсных частиц, а коэффициент диффузии однозначно связан с радиусом частицы [9-11].

Используемый анализатор позволяет исследовать процессы формирования комплексов в интервале температур 278÷343К. Интервал определяемых размеров частиц данного прибора 0,001÷6мкм. Предусмотрен автоматический расчет обратного рассеяния по теории Ми для сферических частиц и для частиц неправильной (игольчатой) формы. Правильность результатов измерений при анализе распределения частиц по размерам подтверждались измерениями стандарта для поверки системы.

Спектры ЭПР регистрировали на радиоспектрометре JES-PE-3X фирмы Jeol (Япония) с рабочей частотой 9300MHz при комнатной температуре. Водные образцы снимались в кварцевых капиллярах, с диаметром не более 1мм (5 штук в измеряемом пучке). После заполнения капилляры вакуумировались и запаивались. Значения магнитно-резонансных параметров (МРП) определяли относительно стандарта ДФПГ ($g=2.0036$) и уточняли, подгоняя теоретически построенные спектры под экспериментальные, путем минимизации целевой функции [12]

$$F = \sum_i \sum_k \sum_j [B_j^{\text{экс.}}(\theta_k \varphi_l) - B_j^{\text{выч.}}(\theta_k \varphi_l)]^2,$$

где $B_j^{\text{экс.}}$ и $B_j^{\text{выч.}}$ - соответственно экспериментальные и вычисленные значения магнитного поля, соответствующих резонансным точкам, θ и φ полярные углы.

Резонансные значения B определяли по формуле

$$B_{\text{res}} = \frac{h\nu}{g_{\text{эфф.}} \beta},$$

где h – постоянная Планка, ν – частота СВЧ источника, $g_{\text{эфф.}}$ – эффективный g -фактор, β – магнетон Бора для электрона.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЯ

На Рис.1 приведены результаты измерения при 298К динамического рассеяния света водным раствором ПЭГ, содержащим сульфат железа(III). Как видно из Рис.1, при температуре 298К в водных, пэг/водных растворах, содержащих сульфат железа(III) при соотношении пэг/соль железа =1:1, стабилизируются кластеры размером 0.01÷1.4мкм по диаметру. Размер и число подобных кластеров существенно зависят от температуры измерения, концентрации и соотношения компонентов водного раствора, и изменяются в интервале от 0.01 до 6мкм и более.

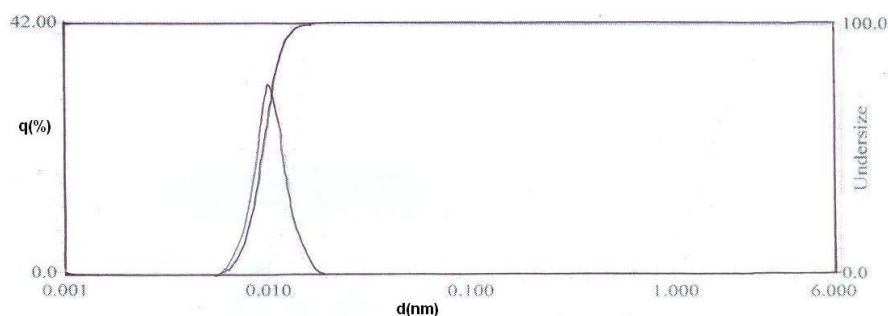


Рис.1.

Распределение частиц по размерам при 298К по данным ДРС в водных полиэтиленгликолевых растворах, содержащих сульфат железа(III) при соотношении пэг/соль=1:1(моль/моль).

На Рис.2 приведены спектры ЭПР при комнатной температуре водных растворов полиэтиленгликоля с различным содержанием полимера при одной и той же концентрации (0.01моль/л) соли железа(III). Для водных растворов, содержащих лишь сульфат железа(III), при комнатной температуре обнаруживается одиночный почти симметричный сигнал ЭПР с $g_{\text{эфф}}=2.0$ и шириной $\delta H=760$ Гс, который обусловлен высокоспиновым комплексным ионом $Fe(H_2O)_6^{3+}$ [13]. Величины δH определялись из спектров ЭПР разбавленных растворов (~ 0.01 М) с аналогичным

составом растворителя и практически теми же значениями вязкости. Наблюдаемые ЭПР спектры в этих системах даже при самых малых содержаниях воды принадлежат гекса-аквакомплексам железа(III) [14]. Оценки показали, что форма линии является лоренцевой для водных и вода-пэг растворов, концентрация сульфата железа(III) в которых не превышает 2.5М. Отметим, что при введении ПЭГ в водные растворы сульфата железа(III) заметно изменяется сигнал, принадлежащий гекса-аквакомплексам железа(III). На Рис.3 приведено строение комплексов железа(III), образующихся растворением при комнатной температуре сульфата железа(III) в водных растворах ПЭГ.

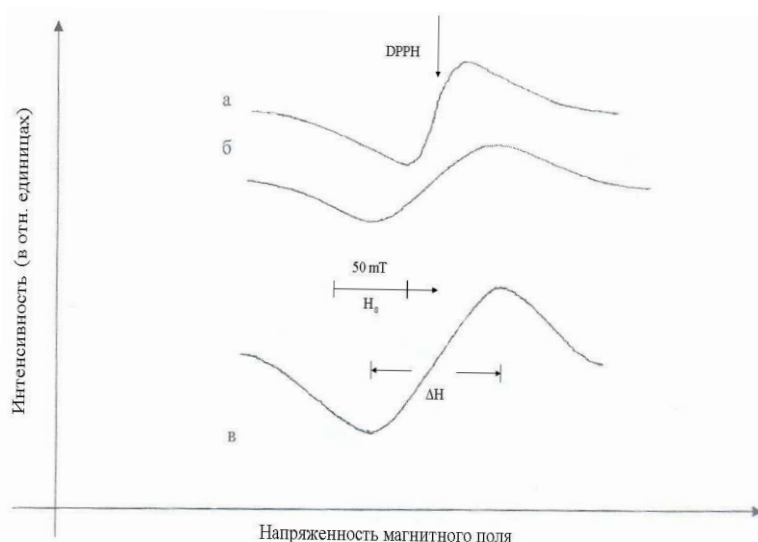


Рис.2.

Спектры ЭПР при 300К водного (б) и вода-ПЭГ-300(а, в) растворов сульфата железа(III).

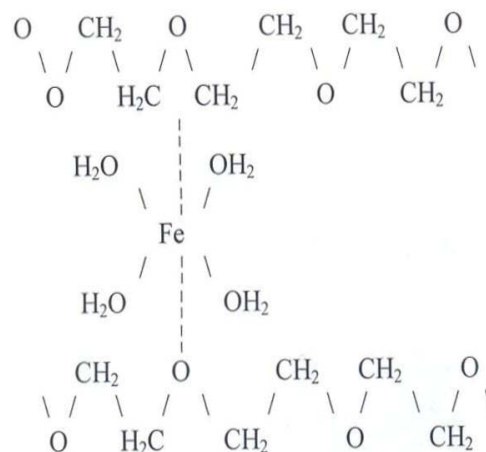


Рис.3.

Строение локального окружения ионов железа(III) в растворах вода-ПЭГ-сульфат железа(III).

Таким образом, приведенные в настоящей работе исследования методами ДРС и ЭПР водных растворов сульфата железа(III) показывают, что в интервале температур 293÷333К в этих растворах сосуществуют кластерные образования, гидродинамические радиусы которых составляют 0.01÷2.5мкм и более. В указанном интервале температур эти кластеры субмикронных и микронных размеров, состоящие из молекул ПЭГ гекса-аквакомплекса железа(III) и связанной воды, находятся в динамическом равновесии.

1. П.А.Воробьев, *Анемический синдром в клинической практике*, М.: Ньюдиамед, (2001) 168.
2. A.Sullivan, *Prevalence and etiology of acquired anemia in Medieval York, England. Am. J. Phys. Anthropol.*, **128** (2005) 252-272.
3. E.Wildermuth, *Iron Compounds for the Treatment of Anemia. Ullmann's Encyclopedia of Industrial Chemistry*, 6-th ed., (2002) 572-589.
4. Noori S. Al-Waili, *Effects of Daily Consumption of Honey Solution on Hematological Indices and Blood Levels of Minerals and Enzymes in Normal Individuals, Journal of Medicinal Food*, **6** (2003) 135-140.
5. V.F.Fairbanks, J.L.Fahey, E.Beutler, *Clinical Disorders of Iron Metabolism*, Grune and Stratton, London, (1971) 1-41.
6. А. Ибн С. Авиценна, *Канон врачебной науки*, пер. с лат.; Мн.: ООО «Попурри», (2000) 685.

7. Брокгауз и Эфрон, Энциклопедический словарь, М.: IDDK, CD-ROM, (2002) 872.
8. <http://www.health-ua.com>.
9. B.J.Berne, R.Pecora, *Dynamic Light Scattering: With Application to Chemistry, Biology and Physics. Dover Publications, third edition*, (2000) 625.
10. J.H.Wen, *Dynamic light scattering: Principles, measurements, and applications. Course on-*<http://www.che.ccu.edu.tw/~rheology/DLS/outline3.htm>, 9.4.(2010).
11. <http://http://www.malvern.com>, 9.4 (2010).
12. E.J.Soulie, T.Berclaz, *Electron Paramagnetic Resonance: Nonlinear Least Squears Fitting of the Hamiltonian Parameters from Powder Spectra with the Levenberg-Marquardt Algorithm. Appl. Magn. Reson.*, **29** (2005) 1-16.
13. А.Ф.Каримова, *Спектры ЭПР и структура комплекса $[Fe(H_2O)]_6^{+3}$, замороженных в водных растворах нитрата железа, Теоретическая и экспериментальная химия*, **17** (1981) 268-273.
14. Г.П.Вишневская, Ф.М.Гумеров, Е.Н.Фролова, Ф.Р.Фахруддинов, *Структура и динамика молекулярных систем.*, Сб.тр. Ин-та физической химии РАН, М., **8** (2000) 329.

**$Fe_2(SO_4)_3 \cdot 9H_2O/PEG/H_2O$ SISTEMINDƏ SUB-MIKRON VƏ MIKRON
ÖLÇÜLÜ KLAŞTERLƏRDƏN İŞİĞİN DİNAMİK SƏPİLMƏSİ**

E.H.ISMAILOV, E.Ə.MƏSIMOV, G.S.MARTINOVA, S.V.HUSEYNOVA

Məqalədə işığın dinamik səpilməsi (IDS) və elektron maqnit rezonansı (EMR) metodlarının istifadəsi ilə $Fe_2(SO_4)_3/PEG/H_2O$ sisteminin tədqiqinin nəticələri verilir. Göstərilmişdir ki, 293÷333K temperature intervalında bu sistemdə böyük ölçülü (0.01÷5mkm), Fe(III)-ionunun hekza-akva kompleksi, PEQ və su molekullarından ibarət dinamik tarazılıqda olan klastərlər mövcuddur.

**DINAMIC LIGHT SCATTERING FROM SUB-MICRO AND MICRO-SIZED
CLUSTERS IN THE SYSTEM $Fe_2(SO_4)_3 \cdot 9H_2O/PEG/H_2O$**

E.H.ISMAILOV, E.A.MASIMOV, G.S.MARTINOVA, S.V.HUSEYNOVA

The results of studies of liquid $Fe_2(SO_4)/H_2O/PEG$ system using dynamic light scattering (DLS), and electron magnetic resonance (EMR) have been presented. The formation of sub-micro and micro-clusters consist of hexa -aqua iron(III) ions, PEG, and bonded water molecules of the sizes (0.01-5 mkm) within the temperature interval 293÷333K and their coexistence in dynamically equilibrium state have been shown.

Редактор: А.Гарибов

**ОСОБЕННОСТИ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА
В ТОНКИХ ПЛЁНКАХ $Bi_2(Te_{0,9}Se_{0,1})_3$**

А.М.КЕРИМОВА, Н.А.АБДУЛЛАЕВ, Н.М.АБДУЛЛАЕВ, Н.Т.МАМЕДОВ

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

поступила 09.01.2012
принята к печати 27.02.2012

РЕФЕРАТ

Исследованы спектры комбинационного рассеяния света в тонких плёнках $Bi_2(Te_{0,9}Se_{0,1})_3$. Обнаружено, что наряду с КР-активными модами с частотами 60см^{-1} (A_{1g}^1), 102см^{-1} (E_g^2) и 138см^{-1} (A_{1g}^2), в спектрах комбинационного рассеяния света (КРС) наблюдаются также и ИК-активные моды при 93см^{-1} (A_{1u}^1) и 120см^{-1} (A_{1u}^2). Показано, что нарушение «правила альтернативного запрета» может быть обусловлено напряжениями и деформациями плёнок $Bi_2(Te_{0,9}Se_{0,1})_3$ вследствие локального разогрева лазерным лучом.

Ключевые слова: комбинационное рассеяние, тонкие плёнки, «правило альтернативного запрета».

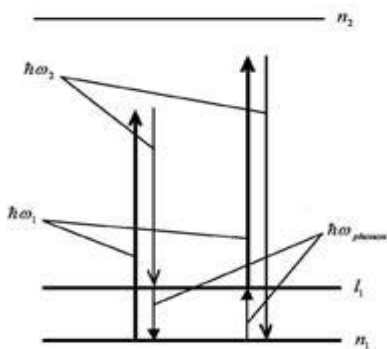
ВВЕДЕНИЕ

Как известно, большая часть света, распространяющегося в среде, пропускается или поглощается в соответствии с законами отражения или поглощения (этим процессам отвечают действительная и мнимая части диэлектрической проницаемости ε , не зависящей от электрического поля). Очень малая часть света рассеивается во всех направлениях неоднородностями среды. Эти неоднородности могут быть статическими, например, дислокации в кристалле (и рассеивать свет упруго, без изменения его частоты), а могут быть динамическими — флуктуации плотности среды и плотности носителей заряда.

При неупругом рассеянии света поглощается квант падающего излучения и рождается квант рассеянного излучения, при этом происходит рождение или уничтожение кванта (или квантов) возбуждений кристалла, например, возбуждаются колебания кристаллической решетки (фононы). Конечно, неупругое рассеяние света может происходить не только на колебаниях решетки. Рассеивать свет могут также свободные и связанные носители заряда, плазмоны, поляритоны, магноны. Ниже речь пойдет о рассеянии света на оптических колебаниях решетки. Если часть энергии падающего света тратится на возбуждение колебаний решетки, частота рассеянного света меньше частоты падающего (стоксов процесс), в противоположном случае энергия отбирается у колебаний кристаллической решетки (антистоксов процесс), и частота рассеянного света больше частоты падающего. Частоты, на которых располагаются линии спектра рассеянного света, являются «комбинациями» частоты падающего света и частоты фонона. Из-за этого рассеяние и называется комбинационным.

Для комбинационного рассеяния света (КРС) характерно изменение частоты рассеянного излучения по сравнению с частотой возбуждающего излучения. В отличие от фотoluminesценции, которая представляет собой вторичное излучение на измененной частоте, при КРС рассеивающая система не переходит в возбужденное состояние на конечные (хотя бы малые) промежутки времени. Возбужденные состояния являются при этом виртуальными. В процессе поглощения падающего фотона $\hbar\omega_1$ (Рис. 1) происходит виртуальный электронный переход, соответствующий рождению электрон-дырочной пары. Затем, вследствие

рождения (стоксов процесс, слева на Рис.1) или уничтожения (антистоксов процесс, справа на Рис.1) фонона электрон переходит в другое виртуальное состояние, соответствующее новой (виртуальной) электрон-дырочной паре. Наконец, испуская рассеянный фотон $\hbar\omega_2$, электрон возвращается в исходное



состояние. В данном процессе электрон является «беззаттным» переносчиком энергии, он ее не теряет и не приобретает. Энергия и волновой вектор сохраняются для всего процесса в целом.

Рис. 1.

Виртуальные переходы электрона, соответствующие стоксовым (слева) процессам и антистоксовым (справа) процессам. Стрелки, направленные вверх соответствуют поглощению, вниз — излучению кванта. n_1 и n_2 — электронные уровни, l_1 — колебательный уровень.

Необходимо отметить, что спектры инфракрасного (ИК) поглощения связаны с переходами электронов между колебательными уровнями молекулы или кристалла, а спектры КРС обусловлены поляризацией электронных оболочек внешним монохроматическим электромагнитным излучением видимого или УФ-диапазона. КРС можно рассматривать как результат модуляции индуцированного дипольного момента колебаниями ядер. Поскольку происхождение ИК- и КРС-спектров с физической точки зрения различно, то отличаются и соответствующие правила отбора. Колебание активно в ИК-поглощении, если при данном колебании происходит изменение дипольного момента, и оно активно в спектре КРС, если при этом колебании происходит изменение поляризуемости. Поскольку нормальные колебания в кристаллах и молекулах определяются их симметрией, то правила отбора для ИК- и КРС-спектров строятся на основе теории групп. В centrosymmetric кристаллах колебания активны либо только в ИК-спектрах, либо только в КРС (действует т.н. правило альтернативного запрета). Хотя в некоторых случаях существуют колебания, которые не активны ни в КРС, ни в ИК-спектрах (т.н. silent-моды).

Поскольку КРС происходят с участием колебаний кристаллической решетки, с помощью этого явления оказалось возможным получить важную информацию о динамике движения атомов и молекул кристалла. Одним из достоинств КРС по сравнению с другими методами изучения колебаний в кристаллах (инфракрасное поглощение, метод медленных нейтронов и др.), является тот факт, что «инструментом» исследования является видимый свет. Однако наблюдение КРС в кристаллах затрудняется в связи с тем, что величина эффективного сечения и, соответственно, интенсивность КРС очень малы. Порядок величины эффективного сечения КРС, отнесенного к одной элементарной ячейке, равен $10^{-27} \div 10^{-28} \text{ см}^2$, при этом оказывается, что мощность рассеянного излучения, достигающего приемника, составляет $10^{-11} \div 10^{-12} \text{ Вт}$. Таким образом, для наблюдения КРС необходимы мощные источники монохроматического излучения и очень чувствительные приемники.

Многочисленные исследования показали, что физические свойства пленок существенно зависят от метода и параметров их изготовления, типа подложки, толщины пленки. Характерные напряжения в таких пленках в зависимости от типа подложки могут быть как сжимающие, так и растягивающие. Считается, что основными причинами возникновения двумерных напряжений в монокристаллических пленках являются несоответствие параметров решетки пленки и подложки, различие их коэффициентов теплового расширения, а также дефекты, такие как дислокации и вакансии. Структурное совершенство пленок во многом

определяет конечные свойства разрабатываемых устройств. Именно поэтому является актуальным исследование влияния естественных напряжений, возникающих в процессе получения плёнок, на их физические свойства.

В этом аспекте микроспектроскопия комбинационного рассеяния света является достаточно эффективным методом определения внутренних напряжений в плёнках, поскольку частотное положение линий в колебательных спектрах позволяет с большой точностью определять величину механических напряжений, возникающих в плёнках, а использование микро-КРС позволяет определить локальные механические напряжения в областях микронного размера.

В настоящей работе исследуются особенности комбинационного рассеяния света (КРС) в тонких плёнках твёрдых растворов $Bi_2(Te_{0,9}Se_{0,1})_3$.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Хорошо известно, что объёмные монокристаллы типа Bi_2Te_3 обладают ромбоэдрической структурой и относятся к кристаллам с пространственной группой D_{3d}^5 ($R\bar{3}m$) [1]. Монокристаллы типа Bi_2Te_3 принадлежат большой группе соединений, кристаллизующихся в слоистую структуру, слои в которых перпендикулярны оси симметрии третьего порядка.

В элементарной ячейке Bi_2Te_3 пять атомов и, соответственно, 15 решёточных колебательных мод в центре зоны Бриллюэна (при $q=0$), три из которых акустические и 12 оптических моды. 12 оптических мод характеризуются $2E_g + 2A_{1g} + 2E_u + 2A_{1u}$ симметрией, каждая из E_g и A_{1g} мод дважды вырождены [2]. На Рис.2 справа сверху показаны соответствующие смещения атомов при колебаниях для раман-активных мод E_g^1 , A_{1g}^1 , E_g^2 , A_{1g}^2 , а внизу – для ИК-активных мод E_u^1 , A_{1u}^1 , E_u^2 , A_{1u}^2 . При колебаниях типа E смещения атомов происходят перпендикулярно оси c - оси симметрии третьего порядка, т.е. в плоскости слоёв, а при колебаниях типа A смещения атомов происходят, соответственно, параллельно оси c , т.е. перпендикулярно плоскости слоёв.

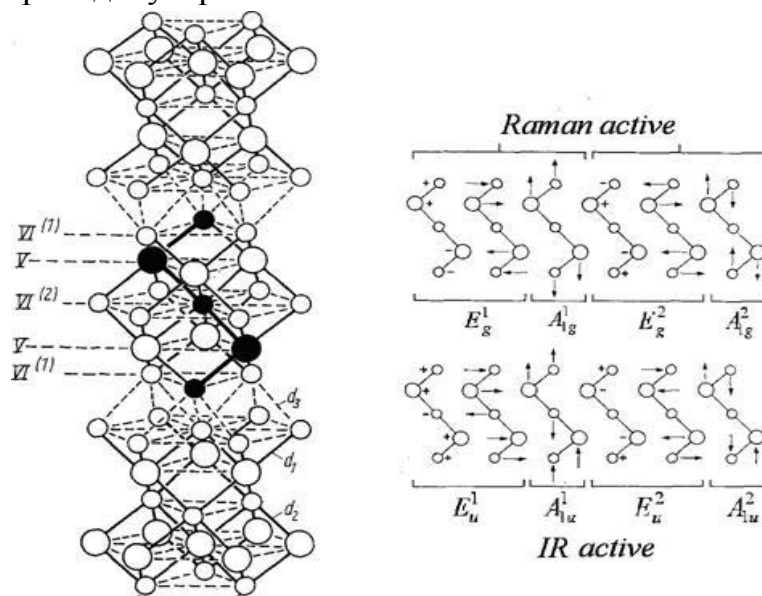


Рис.2

Структура кристаллической решётки монокристаллов типа Bi_2Te_3 , справа показаны смещения атомов для КР и ИК-активных мод.

Спектры комбинационного рассеяния (КР) и инфракрасного (ИК) отражения бинарных объёмных монокристаллов Bi_2Te_3 , Bi_2Se_3 и Sb_2Te_3 хорошо изучены теоретически и экспериментально. Соответствующие значения частот КР- и ИК-активных мод при температуре $T=300^0K$ приведены в Таблице 1 [2].

Таблица 1.

Величины частот КР (E_g^1 , A_{1g}^1 , E_g^2 , A_{1g}^2) и ИК (E_u^1 , A_{1u}^1 , E_u^2 , A_{1u}^2) активных мод (в $см^{-1}$) в монокристаллах Bi_2Te_3 и Bi_2Se_3 при температуре 300K [2].

состав	A_{1g}^1	A_{1g}^2	E_g^1	E_g^2	A_{1u}^1	A_{1u}^2	E_u^1	E_u^2
Bi_2Te_3	62,5	134	-	103	94	120	50	95
Bi_2Se_3	72	174,5	-	131,5	-	-	65	129

Синтез состава $Bi_2(Te_{0,9}Se_{0,1})_3$ осуществлялся сплавлением соответствующих количеств химических элементов особой чистоты в вакуумированных кварцевых ампулах при температурах $\sim 800^0C$ во вращающейся печи с последующим охлаждением в режиме выключенной печи. Плёнки были получены методом “горячей стенки” термическим испарением синтезированного вещества в вакууме 10^{-5} мм рт.ст. на стеклянные подложки. Температура подложки поддерживалась около 300^0C . Толщина полученных плёнок варьировалась в пределах $600 \div 700$ нм. Термический отжиг полученных плёнок проводился в вакууме при температурах 200^0C и 300^0C .

Структурные исследования полученных плёнок на рентгеновском дифрактометре *Bruker D8 Advance* и исследования рельефа поверхности плёнок $Bi_2(Te_{0,9}Se_{0,1})_3$ на атомно-силовом микроскопе марки *AIST-NT (Tokyo Instr., Japan)* свидетельствовали о значительной кристаллизации плёнок в результате отжига при температуре 200^0C .

Спектральные исследования проводились на 3D конфокальном рамановском микроскопе *Nanofinder 30 (Tokyo Instr.)* в геометрии обратного рассеяния. Длина волны возбуждения лазера $\lambda = 532$ нм. Радиус падающего на плёнку лазерного луча был около 4 мкм. Приёмником излучения служила охлаждаемая CCD камера ($T \sim -70^0C$), работающая в режиме счёта фотонов, время экспозиции обычно составляло около 1 минуты. Мощность лазерного излучения менялась в пределах $0,01 \div 10$ мВт.

ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Нами были проведены исследования спектров комбинационного рассеяния:

- монокристаллов $Bi_2(Te_{0,9}Se_{0,1})_3$ - Рис.3,
- тонких плёнок $Bi_2(Te_{0,9}Se_{0,1})_3$ - Рис.4,
- тонких плёнок $Bi_2(Te_{0,9}Se_{0,1})_3$, отожжённых при температуре 200^0C - Рис.5,
- тонких плёнок $Bi_2(Te_{0,9}Se_{0,1})_3$, отожжённых при температуре 300^0C - Рис.6.

Исследования были проведены при комнатной температуре и различных мощностях лазерного излучения. Как видно из Рис.3, в спектре комбинационного рассеяния монокристалла $Bi_2(Te_{0,9}Se_{0,1})_3$ хорошо наблюдаются три спектральные линии с частотами $60 см^{-1}$, $101 см^{-1}$ и $136 см^{-1}$. Эти значения близки к положениям спектральных линий, свойственных, соответственно, частотам КР-активных мод A_{1g}^1 , E_g^2 и A_{1g}^2 в Bi_2Te_3 (Таблица 1). Спектральные линии достаточно узкие с полуширинами около $7 \div 8 см^{-1}$.

На Рис.4 показан спектр комбинационного рассеяния неотожжённой плёнки твёрдого раствора $Bi_2(Te_{0,9}Se_{0,1})_3$ при мощности падающего на плёнку лазерного

излучения 1мВт (кривая 1) и 2мВт (кривая 2). Основными особенностями спектра комбинационного рассеяния в неотожжённой плёнке являются:

- слабая интенсивность спектральных линий 60см^{-1} , 102см^{-1} и 138см^{-1} ;
- наличие линий с частотами 93см^{-1} и 120см^{-1} при самых малых уровнях мощности падающего на образец лазерного излучения примерно 1мВт;
- резкое увеличение интенсивности линии с частотой 120см^{-1} при увеличении мощности лазерного излучения до 2мВт.

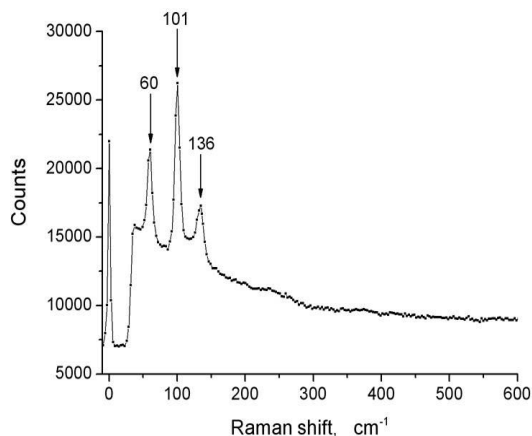


Рис. 3.

Спектр комбинационного рассеяния объёмного монокристалла $Bi_2(Te_{0,9}Se_{0,1})_3$.

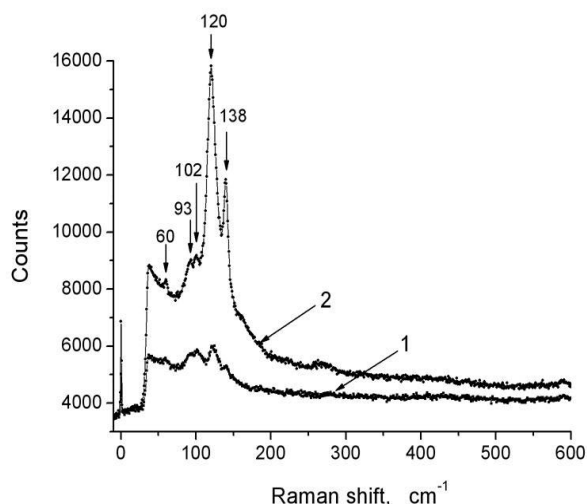


Рис. 4.

Спектр комбинационного рассеяния неотожжённой тонкой плёнки $Bi_2(Te_{0,9}Se_{0,1})_3$: 1 - при мощности лазерного излучения 1мВт, 2 - 2мВт.

Отметим, что линии с частотами 93см^{-1} и 120см^{-1} вероятно ИК-активные моды A_{1u}^1 и A_{1u}^2 (Таблица 1), проявляющиеся в спектре комбинационного рассеяния. Такое возможно из-за наличия внутренних деформаций и напряжений в плёнках [3-5]. Это приводит к нарушению симметрии и, как следствие, к проявлению ИК-активных мод в комбинационном рассеянии света. При увеличении мощности падающего возбуждающего лазерного излучения вследствие локального разогрева возможно увеличение внутренних напряжений и деформаций в плёнке и возрастание интенсивности линий с частотами 93см^{-1} и 120см^{-1} , что наблюдалось нами при экспериментальных исследованиях. Тот факт, что в спектре комбинационного рассеяния наблюдаются спектральные линии мод A_{1u}^1 и A_{1u}^2 , соответствующие смещениям атомов перпендикулярно слоям, свидетельствует о преимущественном влиянии возникающих деформаций на нарушение симметрии именно в этом направлении.

На Рис.5 показан спектр комбинационного рассеяния отождённой при температуре 200°C в течении 1 часа в вакууме плёнки твёрдого раствора $Bi_2(Te_{0,9}Se_{0,1})_3$ при мощности падающего на плёнку лазерного излучения 0,6мВт (кривая 1) и 1мВт (кривая 2) и 2мВт (кривая 3). На вставке показан спектр комбинационного рассеяния при мощности падающего на плёнку лазерного излучения 0,3мВт. Из Рис.5 следует:

- уже при слабых мощностях возбуждающего лазерного излучения (даже, как показано на вставке при 0,3мВт) наблюдаются достаточно интенсивные линии комбинационного рассеяния КР-активных мод с частотами 60см^{-1} , 102см^{-1} и 138см^{-1} (кривая 1). Это свидетельствует о существенной кристаллизации плёнки после отжига при температуре 200°C ;

- с увеличением мощности возбуждающего лазерного излучения до 1мВт (кривая 2) в спектре комбинационного рассеяния появляется сначала ИК-активная мода A_{1u}^2 с частотой 120см^{-1} , а при 2мВт (кривая 3) ещё и ИК-активная мода A_{1u}^1 с частотой 93см^{-1} ;
- при мощности возбуждающего лазерного излучения 2мВт (кривая 3) в спектре комбинационного рассеяния наиболее интенсивны линии с частотами 120см^{-1} и 138см^{-1} , хотя при слабых мощностях возбуждения интенсивность линии на частоте 138см^{-1} (кривые 1 и 2) не была наибольшей.

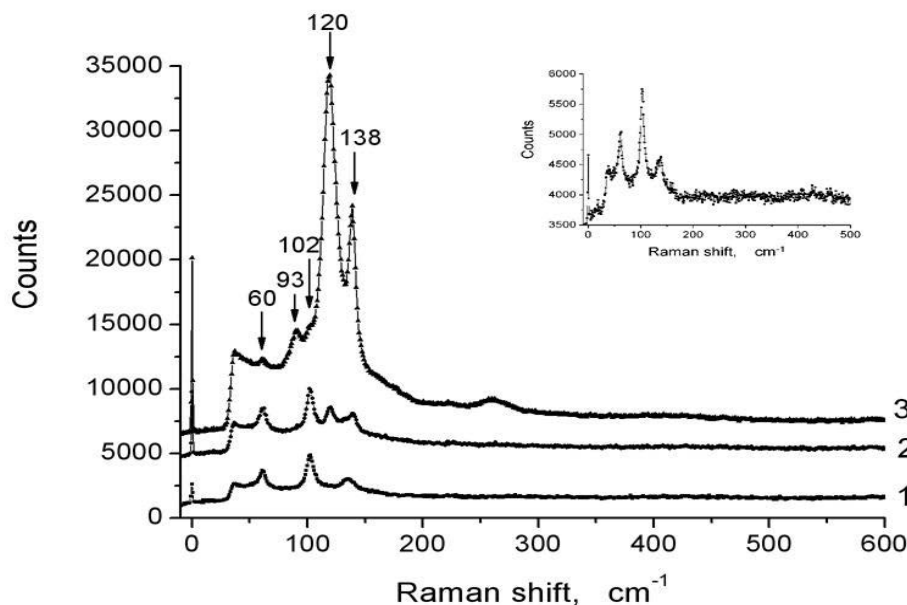


Рис. 5.

Спектр комбинационного рассеяния отожжённой при температуре 200°C тонкой плёнки $\text{Bi}_2(\text{Te}_{0.9}\text{Se}_{0.1})_3$:

1 - при мощности падающего на образец лазерного излучения 0,6мВт, 2 - 1мВт, 3 - 2мВт.

На Рис.6 показан спектр комбинационного рассеяния отожжённой при температуре 300°C в течении 1 часа в вакууме плёнки твёрдого раствора $\text{Bi}_2(\text{Te}_{0.9}\text{Se}_{0.1})_3$ при мощности падающего на плёнку лазерного излучения 1мВт (кривая 1) и 2мВт (кривая 2) и 4мВт (кривая 3). Можно отметить следующие особенности спектр комбинационного рассеяния:

- при мощности возбуждающего лазерного излучения 1мВт (кривая 1) хорошо заметно, что спектральная линия с частотой 138см^{-1} заметно уширена за счёт появления линии с частотой 120см^{-1} ;
- при увеличении мощности возбуждающего лазерного излучения до 2мВт (кривая 2) наряду с линией ИК-активной моды на частоте 120см^{-1} хорошо наблюдаются и линии комбинационного рассеяния КР-активных мод с частотами 60см^{-1} , 102см^{-1} и 138см^{-1} ;
- интенсивность спектральных линий при увеличении мощности возбуждающего лазерного излучения до 4мВт меняется не так значительно, как в предыдущем случае.

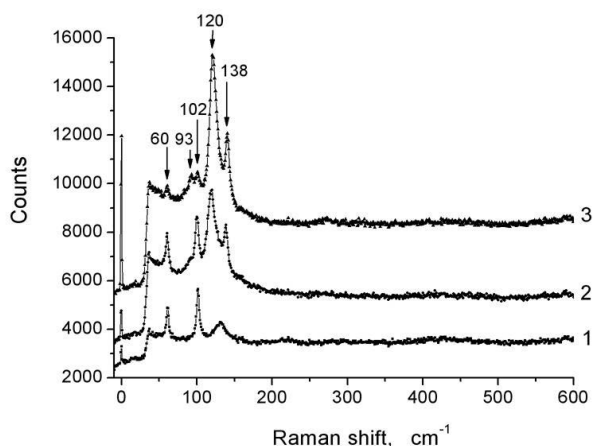


Рис. 6.

Спектр комбинационного рассеяния отожжённой при температуре 300⁰С тонкой плёнки $Bi_2(Te_{0,9}Se_{0,1})_3$: 1 - при мощности падающего на образец лазерного излучения 1мВт, 2 - при мощности падающего на образец лазерного излучения 2мВт, 3 - при мощности падающего на образец лазерного излучения 4мВт

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные исследования показали, что в тонких плёнках твёрдых растворов $Bi_2(Te_{0,9}Se_{0,1})_3$ в отличие от объёмных монокристаллов $Bi_2(Te_{0,9}Se_{0,1})_3$ в спектрах комбинационного рассеяния кроме КР-активных мод A_{1g}^1 , E_g^2 и A_{1g}^2 наблюдаются также спектральные линии ИК-активных мод A_{1u}^1 и A_{1u}^2 . Причём выявлено, что в неотожжённых пленках такое нарушение «правила альтернативного запрета» происходит при всех мощностях возбуждающего лазерного излучения. После отжига плёнок в вакууме при температурах 200⁰С и 300⁰С при малых мощностях возбуждающего лазерного излучения спектральных линий ИК-активных мод в спектрах комбинационного рассеяния не наблюдается. Следует отметить, что отжиг при температуре 200⁰С можно считать наиболее оптимальным, так как достаточно интенсивные линии КР-активных мод наблюдаются уже при самых малых (0,2÷0,3мВт) мощностях возбуждающего лазерного излучения. При дальнейшем повышении мощности возбуждающего лазерного излучения появляются спектральные линии ИК-активных мод, которые доминируют по интенсивности при больших мощностях возбуждающего лазерного излучения. Полученные экспериментальные результаты свидетельствуют о том, что в изначально полученных плёнках вследствие наличия напряжений и деформаций плёнок происходит нарушение симметрии и, таким образом, проявляются в спектрах комбинационного рассеяния кроме КР-активных мод A_{1g}^1 , E_g^2 и A_{1g}^2 , также и спектральные линии ИК-активных мод A_{1u}^1 и A_{1u}^2 . Отжиг приводит к существенной кристаллизации плёнок, что подтверждается исследованиями рентгеновской дифракции и наблюдениями рельефа поверхности атомно-силовой микроскопией. Однако, при высоких уровнях мощности возбуждающего лазерного излучения вследствие локального разогрева возникновение напряжений и деформаций плёнок обуславливает нарушение «правила альтернативного запрета».

1. Б.М.Гольцман, В.А.Кудинов, И.А.Смирнов, *Полупроводниковые термоэлектрические материалы на основе Bi_2Te_3* , М., Наука, (1972) 320.
2. W.Richter, H.Kohler, C.R.Becker, *A Raman and Far-Infrared Investigation of Phonons in the Rhombohedral V2-V13 Compounds Bi_2Te_3 , Bi_2Se_3 , Sb_2Te_3 and $Bi_2(Te_{1-x}Se_x)_3$ ($0 < x < 1$), $(Bi_{1-y}Sb_y)_2Te_3$ ($0 < y < 1$)*, *Phys. Stat. Sol. (b)*, **84** (1977) 619-624.

3. D.Teweldebrhan, V.Goyal, A.A.Balandin, Nano Letters, *Raman scattering study of rutile SnO₂ nanobelts synthesized by thermal evaporation of Sn powders*, НАЗВАНИЕ ЖУРНАЛА, **10** (2009) 1209-1218.
4. S.H.Sun, G.W.Meng, G.X.Zhang, T.Gao et al., *Exfoliation and Characterization of Bismuth Telluride Atomic Quintuples and Quasi-Two-Dimensional Crystals*, Chem. Phys. Letters, **376** (2003) 103-107.
5. S.H.Shim and T.S.Duffy, *Raman spectroscopy of Fe₂O₃ to 62 Gpa*, Amer. Mineralogist, **87** (2001) 318-326.

***Bi₂(Te_{0.9}Se_{0.1})₃* NAZIK TƏBƏQƏLƏRİNDƏ IŞIĞIN RAMAN SƏPİLMƏSİNİN, XÜSUSİYYƏTLƏRİ**

A.M.KƏRİMOVA, N.M.ABDULLAYEV, N.A.ABDULLAYEV, N.T.MƏMMƏDOV

Bi₂(Te_{0.9}Se_{0.1})₃ nazik təbəqələrində işığın Raman səpilmə spektrləri tədqiq edilmişdir. Aşkar olunmuşdur ki, işığın Raman səpilmə spektrində 60sm⁻¹ (*A*_{lg}¹), 102sm⁻¹ (*E*_g²) və 138sm⁻¹ (*A*_{lg}²) tezlikli Raman səpilmə-aktiv modları ilə yanaşı 93sm⁻¹ (*A*_{lu}¹) və 120sm⁻¹ (*A*_{lu}²) İQ-aktiv modları da müşahidə olunur. Göstərilmişdir ki, “alternativ qadağa qaydasının” pozulması *Bi₂(Te_{0.9}Se_{0.1})₃* təbəqələrinin lazer şüası ilə lokal qızma nəticəsində gərginləşməsi və deformasiyası ilə əlaqədar ola bilər.

THE PECULIARITIES OF RAMAN SCATTERING IN *Bi₂(Te_{0.9}Se_{0.1})₃* THIN FILMS

A.M.KERIMOVA, N.M.ABDULLAYEV, N.A.ABDULLAYEV, N.T.MAMEDOV

The spectra of Raman scattering in thin films of *Bi₂(Te_{0.9}Se_{0.1})₃* has been investigated. In the spectra of Raman scattering along with Raman active modes with frequencies at 60cm⁻¹ (*A*_{lg}¹), 102cm⁻¹ (*E*_g²) and 138cm⁻¹ (*A*_{lg}²) have observed IR-active mode at 93cm⁻¹ (*A*_{lu}¹) and 120cm⁻¹ (*A*_{lu}²). The violation of "rules of the alternative prohibition" might be due to the stresses and strains of the films *Bi₂(Te_{0.9}Se_{0.1})₃* after local heating by the laser beam.

Редактор: Т.Мамедов

**ВЛИЯНИЕ ЗАМЕЩЕНИЯ ИТТРИЯ ЭЛЕМЕНТОМ КАДМИЙ НА
ДОПОЛНИТЕЛЬНУЮ ПРОВОДИМОСТЬ В ОБЛАСТИ
СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА**

С.С.РАГИМОВ, В.М.АЛИЕВ, Р.И.СЕЛИМ-ЗАДЕ

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

поступила 12.12.2011
принята к печати 06.01.2012

РЕФЕРАТ

Проведено исследование дополнительной проводимости в $Y_{0.7}Cd_{0.3}Ba_2Cu_3O_x$, $Y_{0.6}Cd_{0.4}Ba_2Cu_3O_x$ в области сверхпроводящего фазового перехода. Проанализирована дополнительная проводимость, обусловленная флуктуационными эффектами. Проведены расчеты, определены межплоскостные постоянные спаривания и длины когерентностей исследованных образцов.

Ключевые слова: сверхпроводимость, флуктуационная проводимость, 2D-3D кроссовер, длина когерентности

ВВЕДЕНИЕ

Известно, что продольные и поперечные длины когерентности в ВТСП материалах очень малы [1,2]. Короткие длины когерентности приводят к достаточно малому объему когерентности, где содержится только несколько куперовских пар. В результате этого термодинамические флуктуации играют существенную роль в таких системах; флуктуации параметра порядка сказываются на транспортных, магнитных и термодинамических свойствах.

Изучение флуктуационной проводимости выше T_c непосредственно связана с возникновением спаренных электронов и рассматривает механизмы их возникновения. Метод флуктуационной проводимости является, с одной стороны, относительно простым, а, с другой, весьма эффективным методом получения информации о поведении сверхпроводника в области фазового перехода. Введение примесей в ВТСП приводит к изменению электронной системы и, как следствие, к изменению микроскопических параметров сверхпроводника. В работе [3] дается сравнительный анализ флуктуационной проводимости вблизи фазового перехода для образцов $YBa_2Cu_3O_x$ и $Bi_2Sb_2CaCu_2O_x$. С целью изучения влияния примесей на параметры сверхпроводника исследовано $YBa_2Cu_3O_x$ с замещением элемента иттрия элементом кадмий.

В данной работе представлены температурные зависимости удельного сопротивления $YBa_2Cu_3O_x$, $Y_{0.7}Cd_{0.3}Ba_2Cu_3O_x$, $Y_{0.6}Cd_{0.4}Ba_2Cu_3O_x$ и анализ дополнительной проводимости исследованных образцов

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На Рис.1 представлены температурные зависимости удельного сопротивления ρ $YBa_2Cu_3O_x$, $Y_{0.7}Cd_{0.3}Ba_2Cu_3O_x$ и $Y_{0.6}Cd_{0.4}Ba_2Cu_3O_x$. Отметим, что с ростом содержания элемента кадмия удельное сопротивление исследованных образцов увеличивается. Как видно из Рис.1, $\rho(T)$ для всех исследованных образцов имеет линейный ход в достаточно широкой температурной области. При некоторой температуре $T^* > T_c$ наблюдается отклонение от линейности. При $T^* \rightarrow T_c$ это отклонение еще больше. Такой ход зависимости $\rho(T)$ имеет место практически во всех высокотемпературных сверхпроводниках. Начиная с некоторой температуры T^* сопротивление уменьшается с понижением температуры более резко, чем при

высоких температурах. Более резкое уменьшение сопротивления образца ниже T^* является следствием образования при этих температурах сверхпроводящих пар [4]. При приближении к критической температуре перехода T_c , $\rho(T)$ отклоняется от линейности в определенном интервале температур ΔT , и система переходит в СП состояние. Куперовские пары возникают в результате тепловых флуктуаций при температурах выше T_c , что, в свою очередь, создает дополнительный канал для электрического тока.

Известно, что существуют два флуктуационных вклада в проводимость. Прямой вклад, теоретически обоснованный Асламазовым и Ларкиным (АЛ) [5], возникает в результате спонтанного образования выше T_c куперовских пар, создаваемых флуктуациями. Дополнительный вклад, введенный Маки и Томпсоном (МТ) [6,7] в развитие АЛ теории, трактуется как результат взаимодействия уже существующих флуктуационных пар с нормальными носителями заряда и определяется процессами распаривания в конкретном образце. Вклад МТ зависит от времени жизни флуктуационных пар и доминирует в области двумерных 2D флуктуаций в случае слабого распаривания. АЛ механизм доминирует в трехмерной 3D области ФП вблизи T_c . Таким образом, при приближении температуры к T_c на эксперименте должна наблюдаться смена флуктуационных механизмов. В слоистых структурах, к которым относятся и ВТСП, АЛ вклад обычно определяется моделью Лоуренса-Дониаха (ЛД), которая предсказывает плавный размерный кроссовер от 2D к 3D флуктуационному поведению при $T \rightarrow T_c$.

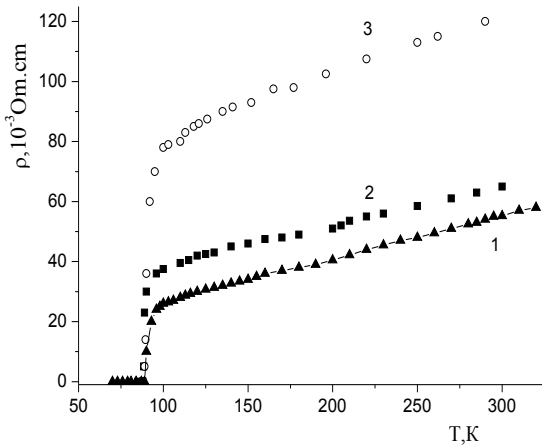


Рис.1.

Температурная зависимость удельного сопротивления: 1 - $YBa_2Cu_3O_x$,
2 - $Y_{0.7}Cd_{0.3}Ba_2Cu_3O_x$, 3 - $Y_{0.6}Cd_{0.4}Ba_2Cu_3O_x$.

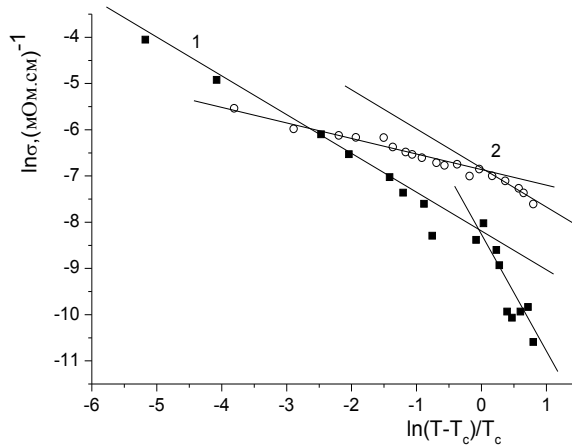


Рис.2.

Зависимость приведенной электропроводности от температуры: 1 - $Y_{0.7}Cd_{0.3}Ba_2Cu_3O_x$,
2 - $Y_{0.6}Cd_{0.4}Ba_2Cu_3O_x$.

В рамках теории Гинзбурга-Ландау флуктуационная поправка к проводимости для ВТСП материалов была вычислена Варламовым и Ливановым [8]. Согласно этой теории дополнительная проводимость имеет вид

$$\Delta\sigma = \left(\frac{e^2}{16\hbar d} \right) \left(\frac{T}{T_c} - 1 \right)^{-1} \left[1 + J \left(\frac{T}{T_c} - 1 \right)^{-1} \right]^{-1/2}, \quad (1)$$

где $J = (2\xi_c(0)/d)^2$ - постоянная межплоскостного спаривания.

Из уравнения (1) видно, что при высоких температурах $T \gg T_c$ (где $J \ll \varepsilon$; $\varepsilon = (\frac{T}{T_c} - 1)$), $\Delta\sigma$ пропорциональна ε^{-1} (2D – проводимость), а при приближении к

температуре перехода T_c (где $J \gg \epsilon$), $\Delta\sigma$ изменяется пропорционально $\epsilon^{-1/2}$ (3D – проводимость).

На Рис.2 представлена зависимость приведенной электропроводности от температуры исследованных образцов. На этой зависимости наблюдается переход от 2D к 3D–проводимости. Температуры 2D – 3D кроссовера T_{cr} исследованных образцов определены из условия $\epsilon=4\gamma$; где $\epsilon=(T-T_c)/T_c$ и $\gamma=(\xi_c(0)/d)^2$, т.е.

$$T_{cr}=T_c\{1+4(\xi_c(0)/d)^2\}. \quad (2)$$

Критические температуры перехода T_c для исследованных образцов определены по максимуму $d\rho/dT$ на участке СП перехода. Оценена также постоянная межплоскостного спаривания J ($0,028$ - $YBa_2Cu_3O_x$, $0,056$ - $Y_{0,6}Cd_{0,4}Ba_2Cu_3O_x$ и $0,42$ - $Y_{0,7}Cd_{0,3}Ba_2Cu_3O_x$), длина когерентности ξ_0 ($2,5\text{\AA}$ - $YBa_2Cu_3O_x$, $2,2\text{\AA}$ - $Y_{0,6}Cd_{0,4}Ba_2Cu_3O_x$ и $2,3\text{\AA}$ - $Y_{0,7}Cd_{0,3}Ba_2Cu_3O_x$). Как видно из этих экспериментальных данных, замещение элемента иттрия элементом кадмий приводит к изменению, как постоянного межплоскостного спаривания, так и длин когерентностей куперовских пар. Следует отметить, что элементарная ячейка $YBa_2Cu_3O_x$ состоит из нескольких слоев: две плоскости CuO_2 , две плоскости BaO с атомами Ba , расположенные в центре плоскости, цепочечные плоскости CuO (две) и Y -слой [9]. Плоскости CuO_2 играют основную роль в проводимости и определяют квазидвумерность электронных свойств Y -вых сверхпроводников. Цепочечные CuO слои, в основном, обеспечивают носителями заряда сверхпроводник. Важно отметить, что CuO_2 слои имеются как в Y -вых, так и в La - и Bi содержащих ВТСП. Однако O - Cu - O цепочки отсутствуют в La - и Bi -вых ВТСП. Внедрение других атомов или же замена Y другими элементами приводит к нарушению этих цепочек, меняется движение носителей заряда в такой системе. Все это приводит к изменению электронной системы и переносу заряда. Меняются также микроскопические параметры сверхпроводника, такие как длина когерентности, постоянная межплоскостного спаривания.

1. Н.Е.Алексеевский, А.В.Митин., В.И.Нижанковский и др., *Флуктуационная сверхпроводимость и примесные фазы в перовскитоподобных системах. Перспективы повышения T_c . Сверхпроводимость: физика, химия, техника*, **2** (1989) 40-55
2. P.Mandal, A.Poddar, *Das Excess conductivity analysis of the $Bi_2Sr_2Ca_{1-x}Y_xCu_2O_{8+y}$ system: an estimation of interlayer coupling strength*, *J. Phys. Condensed Matter*, **6** (1994),5689-5695.
3. С.С.Рагимов, С.А.Алиев, В.М.Алиев, Р.И.Селимзаде, Удельное сопротивление и дополнительная проводимость сверхпроводящих $YBa_2Cu_3O_x$ и $Bi_2Sr_2CaCu_2O_x$ пленок *Transactions of Azerbaijan Academy of Sciences, Series of Physical-mathematical and Technical sciences, Physics and Astronomy*, **XXVI** №2 (2006) 79-82.
4. A.L.Solovjov, *Fluctuation conductivity in Y - Ba - Cu - O films with artificially produced defects*, *FNT*, **28** (2002) 1138-1149.
5. L.G.Aslamazov and A.L. Larkin, *The influence of fluctuation pairing of electrons on the conductivity of normal metal*, *Physics Letters*, **6** (1968) 238-239.
6. K.Maki, *Spin-charge gauge theory versus experiments*, *Prog.Theor. Phys.*, **39** (1968) 897-901.
7. R.S.Tompson, *Theory of electron-phonon interactions in superconductors*, *Physical Review B1*, **ТОМ** (1970) 327-332.
8. А.А.Варламов, Д.В.Ливанов, *К вопросу о влиянии сверхпроводящих флуктуаций на термоэдс и теплопроводность сверхпроводника вблизи критической температуры*, *ЖЭТФ*, **98** (1990) 584-592.

9. А.Л.Соловьев, В.М.Дмитриев, *Флуктуационная проводимость и псевдощель в высокотемпературных сверхпроводниках YBCO, ФНТ, 3 (2009) 227-264.*

İTTRİUMUN KADMIUM ELEMENTİ İLƏ ƏVƏZ OLUNMASININ İFRATKEÇİRİCİ FAZA KEÇİDİ OBLASTINDA ƏLAVƏ KEÇİRİCİLİYƏ TƏSİRİ

S.S.RƏHIMOV, V.M.ƏLIYEV, R.İ.SƏLİM-ZADƏ

İfratkeçirici faza keçidi oblastında $Y_{0.7}Cd_{0.3}Ba_2Cu_3O_x$ və $Y_{0.6}Cd_{0.4}Ba_2Cu_3O_x$ -in əlavə keçiriciliyi tədqiq edilmişdir. Fluktuasiya effektlərinin təsiri ilə yaranan əlavə keçiricilik analiz edilmişdir. Hesablamalar aparılmış, tədqiq edilmiş nümunələr üçün laylararası cütləşmə sabiti və koherentlik uzunluqları təyin edilmişdir.

THE INFLUENCE OF ITTRIUM REPLASE BY CADMIUM ON THE PARACONDUCTIVITY IN THE SUPERCONDUCTING PHASE TRANSITION REGION

S.S.RAGIMOV, V.M.ALIEV, R.I.SELIM-ZADE

The paraconductivity of $Y_{0.7}Cd_{0.3}Ba_2Cu_3O_x$ and $Y_{0.6}Cd_{0.4}Ba_2Cu_3O_x$ in the superconducting phase transition region has been investigated. The paraconductivity stipulated by fluctuation effects has been analyzed. The calculations of the interlayer coupling strength and coherent lengths of investigated samples have been carried out.

Редактор: Г.Султанов

**ВЛИЯНИЕ ПОЛЯРИЗУЮЩЕГО ПОЛЯ НА ПРЫЖКОВУЮ
ПРОВОДИМОСТЬ В МОНОКРИСТАЛЛАХ CuGaSe₂**

**И.КАСУМОГЛЫ, И.А.МАМЕДОВА, Г.С.МЕХТИЕВ, Д.Г.ГУСЕЙНОВ,
М.А.АЛИЕВ, Н.В.МАХМУДОВА, А.С.АМИРОВ**

*Институт Физики НАН Азербайджана
AZ 10143, г.Баку, пр.Г.Джавида, 33
ktaira@physics.ab.az*

поступила 12.01.2012
принята к печати 27.02.2012

РЕФЕРАТ

В монокристаллах CuGaSe₂ экспериментально изучен механизм изменения характера проводимости от обычной к прыжковой. После обработки поляризующим полем изменяется значение концентрации примесей (дефектов) и коэффициент компенсации. С повышением интенсивности поляризующего поля при предварительной обработки от 140 до 200В происходит смещение наблюдаемой критической точки T_k в сторону высоких температур (от 220 до 273К). Используя этот факт, можно регулировать положение акцепторного уровня поляризующим полем, что важно для их использования в прикладных целях.

Ключевые слова: CuGaSe₂, поляризующее поле, удельное сопротивление, прыжковая проводимость.

Монокристаллы CuGaSe₂ являются одним из представителей класса тройных полупроводниковых соединений группы $AB^{III}C^{VI}_2$, кристаллизующихся в структуре халькопирита (пр.гр. D_{2d}^{12}). Ширина запрещенной зоны кристалла имеет значение, близкое к значению оптимального для материала солнечного элемента ($E_g=1,65\text{эВ}$) при 300К и $1,77\text{эВ}$ при 77К. Это соединение перспективно для использования в полупроводниковом приборостроении, в частности, для создания фотоэлементов, светодатчиков для технических целей. Нами изучена зависимость тока короткого замыкания от длины волны [1], аномальный эффект Дембера монокристаллов [2], фотовольтаический эффект в монокристаллах CuGaSe₂ [3].

В настоящей работе приводятся результаты исследования влияния поляризующего поля на удельное сопротивление монокристаллов CuGaSe₂ в интервале температур $80\div 300\text{К}$.

Исследованные монокристаллы CuGaSe₂ были получены методом газотранспортных реакций. Удельное сопротивление $\rho=10^4\text{Ом}\cdot\text{см}$, проводимость р-типа. Для изучения влияния поляризующего поля была использована методика сравнения спектра исходного образца и образцов, предварительно обработанных разными поляризующими полями (140,160,180, 200В) в интервале температур $80\div 273\text{К}$, удельное сопротивление измеряли высокочувствительным электрометрическим вольтметром В7-30, сигнал регистрировался на КСП-4. При изучении влияния обработки электрическим полем на характер проводимости использована методика сравнения спектров исходного и обработанного электрическим полем ($U=140,160, 180, 200\text{ В}$) образцов.

На Рис.1 представлена зависимость удельного сопротивления от температуры. Видно, что зависимость $\rho\sim(T)$ состоит из двух участков: при повышении температуры удельное сопротивление уменьшается до $T\sim 273\text{К}$ (в исходном образце), а затем наблюдается его рост. Зависимость $\rho\sim(T)$ в образцах, облученных γ -квантами имеет такой же ход, только точка перегиба (критическая

точка) смещается в низкотемпературную область [4]. Из литературы известно, что ширина запрещенной зоны CuGaSe_2 насыщена локальными уровнями [5,6].

Вблизи валентной зоны CuGaSe_2 существуют г-центры рекомбинации. Эти уровни активно участвуют в проводимости. Как известно, заполнение глубоких уровней прилипания электронами определяет величину темновой концентрации

электронов в полупроводниках типа $\text{A}^{\text{II}}\text{B}^{\text{VI}}$, которые являются аналогами CuGaSe_2 [7]. Это можно видеть по кривым на Рис.1.

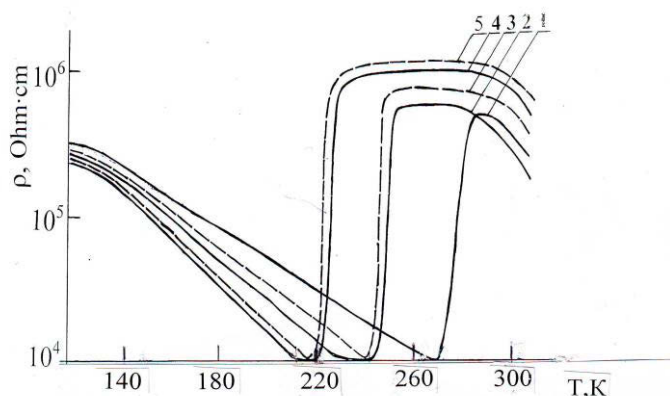


Рис.1

Температурная зависимость удельного сопротивления монокристаллов CuGaSe_2 : 1-исходный образец, 2, 3, 4 и 5 образцы, обработанные поляризующим полем 200, 180, 160 и 140V, соответственно.

В первой части спектра (до критической точки) происходит уменьшение удельного сопротивления, т.е. увеличение электропроводности кристалла. При повышении температуры для исходных образцов и обработанных поляризующим полем происходит опустошение глубоких ловушек, начинает увеличиваться концентрация носителей тока, и поэтому электропроводность увеличивается до T_K . В интервале температур 220÷300K наблюдается независимость удельного сопротивления образцов от температуры (кроме исходного), что свидетельствует о том, что в этой области имеет место прыжковая проводимость. В зависимости висимости $\rho(T)$ резкий скачок удельного сопротивления, который обусловлен увеличением концентрации акцепторной примеси, приводя к уменьшению электропроводности. Происходит переход Мотта (металл-диэлектрик). Увеличение значения поляризующего поля приводит к разупорядочению примесных центров, при этом происходит увеличение концентрации акцепторных (дефектных) центров, Возможно происходят также структурные нарушения и смещение примесных. Все это создает дефектные уровни акцепторного типа. После обработки монокристалла поляризующим полем легирующими примесями являются акцепторы. Согласно теории прыжковой проводимости [8] ρ_3 и ε_3 (удельное сопротивление и энергия активации примесных центров в запрещенной зоне) зависят от концентрации основной легирующей примеси и параметров волновой функции электрона на примесном центре. Поэтому из Рис.1 можно определить значения этих параметров прыжковой проводимости. Экстраполируя кривые до оси ординат, можно определить значения ρ_3 и ε_3 (прыжковые параметры) для каждой кривой. Согласно теории прыжковой проводимости удельное сопротивление ρ_3 экспоненциально зависит от концентрации примесей. Эту зависимость можно выразить формулой (1) из [9]:

$$\rho_3 = \rho_{03} \exp\left[\frac{\alpha}{N_a^{1/3} a}\right] \quad (1)$$

логарифмируя, получаем

$$\lg \rho_3 = \lg \rho_{03} + 0,43\left(\frac{\alpha}{N_a^{1/3} a}\right) \quad (2)$$

Если не учитывать ρ_{03} , из-за очень малого значения, то

$$\lg \rho_3 = 0,43 \left[\frac{\alpha}{N_a^{1/3} a} \right] \quad (3)$$

Из этой зависимости можно найти N_a – концентрацию акцепторных примесей для каждой кривой, используя зависимость $N_a \sim f(E)$ (E – интенсивность поля). В монокристаллах CuGaSe₂ р-типа и с низким сопротивлением при низких температурах уровень Ферми находится между валентной зоной и уровнем акцепторной примеси, находящейся вблизи валентной зоны [9]

$$F = \frac{1}{2}(E_v + E_a) = \frac{0,885}{2} = 0,44 \text{ eV} \quad (4)$$

Достаточно при большой концентрации примеси радиус волновой функции электрона находится на мелком примесном центре, близком к расстоянию между примесями. Из литературы известно, что при больших интенсивностях [7] поляризующего поля увеличивается концентрация электрически активных атомов, создающих акцепторные энергетические уровни. Все это происходит между валентной зоной и акцепторным уровнем в CuGaSe₂ с низким удельным сопротивлением. Энергия активации этого акцепторного уровня в литературе имеет значение $E=400 \text{ meV}$ [5], которое приблизительно совпадают со значением, полученным нами $0,44 \text{ eV}$. Если принять характерное расстояние, на которое удален лишний электрон от примесного атома через a_B , а энергию связи этого электрона через E_B и использовать формулы (5) и (6), получим значения для a_B и E_B

$$a_B = 0,53 \cdot 10^{-8} \left(\frac{m}{m_0} \right) \varepsilon (\text{cm}) = 6 \cdot 10^{-8} \text{ cm} \quad (5)$$

Если учесть, что $m=1,2m_0$, $\varepsilon=13,6$ [6] для CuGaSe₂, то для E_B получим

$$E_B = 13,6 \left(\frac{m_0}{m} \right) \frac{1}{\varepsilon^2} = 0,088 \text{ eV}, \quad (6)$$

$0,088-0,44 \text{ eV}$ интервал энергий, в котором происходит прыжок дырок по акцептор-акцепторным уровням, которые находятся в этом интервале. Вышесказанное говорит о том, что происходит проводимость Мотовского типа. Во второй части спектра в интервале температур $220-300 \text{ K}$ наблюдается истощение спектра. Это соответствие с температурной линией еще одно доказательство прыжковой проводимости. Компенсация, на которую указывает участок истощения в спектре, дает возможность сказать, что CuGaSe₂ является компенсированным полупроводником. Дефекты акцепторного типа, созданные действием поляризующего поля, говорят о том, что полупроводник ведет себя как аморфный полупроводник, в котором часто наблюдается эффект прыжковой проводимости [10]. В полностью компенсированном полупроводнике свободные носители отсутствуют в зоне проводимости и валентной зоне при низких температурах. Поэтому энергия, которую определили, зависит от обмена акцептор-акцепторного состояния.

Итак, результаты эксперимента показывают, что после предварительной обработки поляризующим полем происходит переход от обычной проводимости к прыжковой, монокристалл CuGaSe₂ обретает свойства неупорядоченного полупроводника. После воздействия поляризующего поля параметры приближаются к параметрам аморфных полупроводников, что создает условие для использования этих кристаллов для изготовления регистрирующих приборов.

1. I.Kasumoglu, T.G.Kerimova, I.A.Mamedova, *The influence of γ -radiation on electrophysical properties of chalcopyrite structure compounds TPE-06, 3rd International Conference on Technical and Physical Problems in Power Engineering, Ankara, Turkey, may, 29-31, (2006) 784-785.*
2. Т.К.Касумов, И.Г.Гасымов, *Аномальный эффект Дембера в монокристаллах CuGaSe₂, Доклады АН Азербайджана, XLVI №3 (1990) 19-22.*
3. I.Kitayoglu, A.G.Bagirov, *Photovoltaic effect in monocrystals CuGaSe₂, Fizika, 7 №2 (2002) 18-19.*
4. И.Касумоглу, И.А.Мамедова, Г.С.Мехтиев, Д.Т.Гусейно, *Влияние гамма-облучения на проводимость в монокристаллах CuGaSe₂, Fizika, XIV №3 (2008) 109-111.*
5. G.Masse and N.Lahlou, *Edge emission of CuGaSe₂, J.Appl.Phys., 51 (1980) 1981-1984.*
6. G.Masse and E.Redjol, *Lattice defect in I-III-V₂ compounds, J.Brit, Sem.Solid, 47 №1 (1986) 99-104.*
7. Т.К.Касумов, Ф.И.Мамедов, Г.Д.Гусейнов, *Индукцированная γ -облучением отрицательная термостимулированная проводимость в монокристаллах AgGaSe₂, Док. НАН Азербайджанской Республики, XLI №2 (1988) 27-29.*
8. И.В.Онуфриев, Л.Е.Стыс, М.Г.Фойгель, *Прыжковая проводимость в халькогенидных стеклообразных полупроводниках, Физико-химический Институт АН Украины, Одесса, Физические явления в некристаллических полупроводниках, (1980) 254-257.*
9. М.Б.Алексенко, Е.Н.Аркадьева, О.А.Матвеев, *Влияние γ -облучения на электрические свойства полупроводниковых кристаллов теллурида кадмия, легированного хлором, ФТП, 10 (1976) 2379-2380.*
10. И.Д.Конозенко, В.И.Устьянов, *Действие γ -лучей на свойства монокристаллов CdS, Действие ядерных излучений на материалы, М., (1962) 350-354.*

CuGaSe₂ MONOKRİSTALLARINDA POLYARLAŞDIRICI SAHƏNİN SİÇRAYIŞLI KEÇİRİCİLİYİNƏ TƏSİRİ

**İ.QASIMOĞLU, İ.A.MƏMMƏDOVA, Z.Q.MƏMMƏDOV, Q.S.MEHDIYEV, C.Q.HÜSEYNOV,
M.A.ƏLİYEV, A.S.ƏMİROV**

CuGaSe₂ monokristallarında keçiriciliyin xarakterinin (adi keçiricilikdən sıçrayışlı keçiriciliyə) dəyişilmə mexanizmi öyrənilmişdir. Elektrik sahəsinin təsirindən sonra aşqarların (defektlərin) konsentrasiyası və kompensasiya əmsalı dəyişilir. Elektrik sahəsinin intensivliyinin 140V-dan 200V-a qədər artması ilə kritik nöqtənin T_k aşağı temperaturdan yüksəyə doğru (220K-dən 300K-ə qədər) sürüşməsi müşahidə olunur. Bu faktdan istifadə edərək akseptor səviyyəsinin energetik vəziyyətini elektrik sahəsindən asılı olaraq idarə etmək olar. Bu işə kristalın təbii məqsədlər üçün yararlılığını təmin edir.

THE INFLUENCE OF ELECTRIC FIELD ON JUMP CONDUCTIVITY IN CuGaSe₂ SINGLE CRYSTALS

**I.KASUMOGLU, I.A.MAMEDOVA, Z.G.MAMEDOV, Q.S.MEXTIYEV, D.G.GUSEYNOV,
M.A.ALIYEV, A.S.AMIROV**

The mechanism of character change of conductivity from ordinary to jumping has been experimentally studied in CuGaSe₂ single crystals. After the treating by electric field influence, the magnitude of impurity (defects) concentration and compensation coefficient has changed. By the increase of electric field intensity from 140V to 200V, shift of critical point T_k to the side of high temperatures (from 220 to 300K) has been observed. By using this fact one could regulate the energy position of acceptor level by electric field. This has been suitable for application purposes.

Редактор: С.Мехтиева

УДК 621.315.592

ПРОТЕКАНИЕ ТОКА В ОМИЧЕСКОМ КОНТАКТЕ (In-Ag-Au)-PbTe<Tl>

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

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

поступила 12.12.2011
принята к печати 06.01.2012

РЕФЕРАТ

Показано, что протекание тока через омический контакт структур (In-Ag-Au)- PbTe<Tl> на основе неотожженных кристаллов PbTe при температурах ниже ~120К определяется полевой эмиссией, а выше этой температуры - термополевой эмиссией. В контакте же структур на основе отожженных кристаллов основным механизмом является протекание тока по шунтам с металлической проводимостью.

Ключевые слова: омический контакт, полевая эмиссия, термополевая эмиссия, металлические шунты.

Теллурид висмута является эффективным среднетемпературным материалом для некоторых электронных преобразователей. В связи с этим, большое внимание уделяется исследованию и созданию омических контактов к образцам PbTe.

В настоящей работе исследован механизм протекания тока в контакте монокристаллов PbTe, легированных примесями таллия со сплавом мас.% 95In-4Ag-1Au.

Монокристаллы PbTe с примесью таллия были выращены методом Бриджмена. Технологические параметры синтеза и выращивания монокристаллов PbTe приведены в [1]. Из монокристаллических слитков вырезались образцы для исследования в виде цилиндров диаметром ~10мм и длиной ~20мм.

Для измерения сопротивления переходного контакта (r_k) на границе раздела кристаллов с контактными сплавами использовался зондовый метод на переменном токе [2]. Образцы для исследования переходного сопротивления состояли из припаянных друг к другу торцами двух одинакового размера прутков, вырезанных из монокристаллических слитков. Припаянные торцы прутков предварительно были обработаны электрохимическим травлением и залужены контактном сплавом.

Исследованы структуры PbTe<Tl>-сплав(In-Ag-Au). Структуры были изготовлены на основе монокристаллов, непрошедших после выращивания термообработки и монокристаллов, прошедших термообработку при 873К в течение 120 часов.

Результаты измерений зависимости r_k от температуры представлены на Рис.1. Видно, что эти зависимости для некоторых неотожженных образцов несколько отличаются от таковых для отожженных образцов. Так, в случае неотожженных образцов при температурах выше ~120К контактное сопротивление с ростом температуры медленно уменьшается, исключение составляет r_k для образца с 0,01 ат. Tl. Для всех отожженных образцов r_k с ростом температуры растет.

Контакт металл–полупроводник-многослойная структура, состоящая из тонких нанометровой толщины промежуточных слоев переменного состава и измененного поверхностного слоя полупроводника. Электрофизические свойства контакта определяются сформированным переходным слоем, свойства которого зависят от свойств металла и способа его нанесения. Кроме того, необходимо учитывать возникающие в полупроводнике поверхностные состояния и диффузии

контактирующих веществ, и их химическое взаимодействие с образованием на границе промежуточных фаз в виде химических соединений [3,4].

Контакт металл–полупроводник может быть омическим при наличии на поверхности полупроводника слоя с очень высокой скоростью рекомбинации неравновесных носителей, близким к омическим, если слой объемного заряда очень тонкий [5]. В [5] показано, что при низких температурах, т.е. в случае, когда $E_{00} \gg kT$, основным механизмом протекания тока в омическом контакте является полевая (туннельная) эмиссия. Здесь

$$E_{00} = \frac{\hbar}{2} \sqrt{\frac{N_d}{\varepsilon_0 m^*}},$$

где ε и ε_0 - диэлектрические проницаемости полупроводника и вакуума соответственно, N_d (или N_a) – концентрация ионизированных доноров (акцепторов) в полупроводнике. В этом случае сопротивление контакта практически не зависит от температуры и экспоненциально возрастает с уменьшением N_d или N_a . Этот механизм имеет место для контактов на основе нелегированных неотожженных образцов PbTe и легированных примесями таллия до 0,01 ат.% (т.е. для образцов 1,2,3) при температурах ниже $\sim 120\text{K}$.

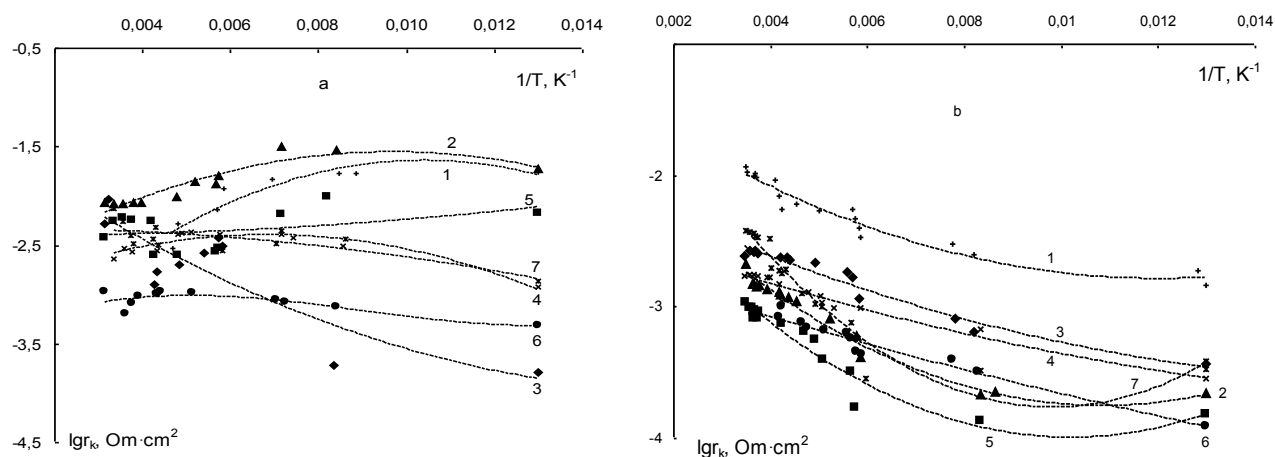


Рис.1.

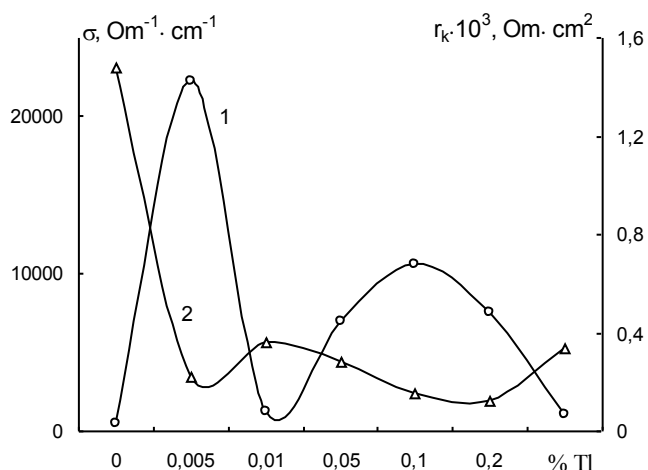
Зависимости сопротивления контактов структур на основе неотожженных (а) и отожженных (б) образцов PbTe <Tl>. Кривые 1-7 соответствуют образцам с 0; 0,005; 0,05; 0,01; 0,1; 0,2; 0,4 ат.% Tl.

Действительно, для этих образцов с ростом концентрации таллия r_k при 80K сильно ($\sim$ в 100 раз) падает (Рис.2). Аналогичный механизм имеет место и для структур на основе отожженных образцов с примесью таллия до 0,1 ат.% при низких температурах (Рис.1б). Эти данные хорошо согласуются с данными по влиянию примесей таллия на электрические свойства монокристаллов PbTe [6].

При высоких температурах ($kT \gg E_{00}$) основным механизмом протекания тока является термоэлектронная эмиссия, а при средних температурах ($kT \approx E_{00}$) - термополевая эмиссия [5].

Если протекание тока через омический контакт определяется термоэлектронной эмиссией r_k возрастает с ростом высоты потенциального барьера ϕ_b и уменьшается с ростом температуры.

В случае же термополевой эмиссии, сопротивление контакта уменьшается с ростом температуры, но существенно слабее, чем в случае термоэлектронной эмиссии. Исходя из слабой зависимости r_k от T и того, что температурная



область не превышает 300К, принимается, что в контактах PbTe-(In-Ag-Au) в области 120÷300К протекание тока определяется термополевой эмиссией.

Как следует из Рис.1б, в структурах, на основе отожженных при 873К образцов PbTe с примесью таллия, контактное сопротивление с ростом температуры растет.

Рис.2.

Зависимости электропроводности кристаллов PbTe (1) и сопротивления контакта структур (2) от содержания таллия.

В [7] показано, что при отжиге образцов PbTe параллельно снятию деформационных дефектов, возникающих при выращивании монокристаллов, происходит и образование новых вакансий в подрешетке теллура. С ростом температуры отжига этот процесс, т.е. процесс возникновения вакансий в подрешетке теллура усиливается. Это приводит к тому, что с ростом температуры отжига несовершенство кристаллов PbTe растет. Поэтому в контактах структур на основе отожженных кристаллов PbTe возникает условие осуществления механизма протекания тока, предложенного в [7]. В этой работе показано, что в сплавных омических контактах металл-полупроводник в процессе нанесения контакта и термообработки происходит растворение полупроводника в металле и рекристаллизация, в результате чего может проявиться еще один механизм протекания тока по металлическим шунтам. Эти шунты представляют собой атомы металла, осажденные по линиям несовершенств и закорачивающие слой объемного заряда. Можно предположить, что в процессе нанесения металлического контакта происходит диффузия атомов сплава (In-Ag-Au) по вакансиям в подрешетке теллура PbTe и образуются металлические шунты, которые и являются причиной образования омического контакта в структурах на основе отожженных кристаллов. В результате в омическом контакте (In-Ag-Au)- PbTe на основе отожженных кристаллов ток протекает по металлическим шунтам, и сопротивление контакта увеличивается с ростом температуры, что характерно для металлического типа проводимости.

Таким образом, анализ экспериментальных результатов температурных зависимостей контактного сопротивления структур (In-Ag-Au)-PbTe<Tl> показывает, что протекание тока через омический контакт в случае образцов на основе неотожженных образцов при температурах ниже ~120К определяется полевой эмиссией, а выше этой температуры - термополевой эмиссией. Основным механизмом протекания тока в контакте структур на основе отожженных образцов является протекание тока по шунтам с металлической проводимостью.

1. З.Ф.Агаев, Э.М.Аллахвердиев, Г.М.Муртузов, Д.Ш.Абдинов, *Выращивание и электрические свойства кристаллов твердых растворов $Pb_{1-x}Mn_xTe$. Неорганические материалы*, **39** (2003) 543-545.
2. Т.Д.Алиева, Г.Дж.Абдинова, Н.М.Ахундова, С.З.Джафарова. Механизм протекания тока в контакте (In-Ag-Au)- $Pb_{1-x}Mn_xTe$, *Transactions of*

3. В.И.Стафеев, *Структура и свойства контактов $Cd_xHg_{1-x}Te$ -металл*, ФТП, **43** 5 (2009) 636-639.
4. Т.Д.Алиева, Г.Дж.Абдинова, Н.М.Ахундова, Р.А.Исмайылова, Д.Ш.Абдинов, *Физико-химические процессы на границе раздела некоторых полупроводниковых твердых растворов с контактными сплавами*, ЖФХ, **83** (2009) 2336-2338.
5. Т.В.Бланк, Ю.А.Гольдберг, *Механизмы протекания тока в омических контактах металл-полупроводник*, ФТП, **41** (2007) 1281-1308.
6. Г.М.Ахмедова, Г.Дж.Абдинова, Д.Ш.Абдинов, *Влияние отжига на электрические свойства монокристаллов $PbTe$, легированных таллием*, ФТП, **45** 2 (2011) 149-158.
7. Т.В.Бланк, Ю.А.Гольдберг, О.В.Константинов, *Механизм протекания тока в сплавленном омическом контакте $In-GaN$* , ФТП, **40** (2006) 1204-1208.

OMİK (In-Ag-Au)- PbTe<Tl> KONTAKTINDA CƏRƏYAN AXINI

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

Göstərilmişdir ki, (In-Ag-Au)-PbTe<Tl> omik kontaktında cərəyan axımı termik işlənmə keçməmiş nümunələr əsasında strukturlarda ~ 120K-dən aşağı temperaturlarda sahə emissiyası, yuxarı temperaturlarda isə - termosahə emissiyası ilə təyin olunur. Termik işlənmə keçmiş nümunələr əsasında strukturlarda cərəyan metal keçiricilikli şuntlar vasitəsilə axır.

CURRENT FLOW IN THE OHMIC CONTACTS (In-Ag-Au)-PbTe<Tl>

T.J.ALIYEVA, N.M.AKHUNDOVA, G.J.ABDINOVA, S.Z.JAFAROVA

Based on the analysis of experimental results of temperature dependence of contact resistance r_k of (In-Ag-Au)<Tl>-PbTe structures has been shown that the current flow through ohmic contact in case of samples based on non-annealed crystals at temperatures below ~120K has been determined by field emission and at higher this temperature – by thermal field emission. The basic mechanism of current flow in the contact structures on of the annealed samples has been the mechanism through the shunts with metallic conductivity.

Редактор: Дж.Абдинов

FeGa₂Se₄–ÜN DƏYİŞƏN ELEKTRİK SAHƏSİNDƏ ELEKTRİKKEÇİRİCİLİYİ

N.N.NİFTİYEV, İ.B.BƏXTİYARLI*, K.O.TAĞIYEV*, F.M.MƏMMƏDOV*,
M.B.MURADOV**

Azərbaycan Dövlət Pedaqoji Universiteti
AZ 1000, Bakı, Ü. Hacıbəyov, 34
*AMEA Kimya Problemləri İnstitutu**
AZ 1143, Bakı, H. Cavid pr., 29
*Bakı Dövlət Universiteti***
AZ 1145, Bakı, Z. Xəlilov, 23

поступила 12.12.2011
принята к печати 06.01.2012

REFERAT

FeGa₂Se₄ birləşməsinin müxtəlif tezlik və temperaturlarda elektrikkeçiriciliyi tədqiq edilmişdir. Müəyyən edilmişdir ki, elektrikkeçiriciliyi üçün 294÷374K temperatur və 10⁴÷2·10⁵ Hz tezlik intervalında $\sigma \sim f^S$ (0,1≤S≤1,0) qanunauyğunluğu ödənilir. Müxtəlif tezliklər üçün aktivləşmə enerjisi hesablanmış və müəyyən edilmişdir ki, 10⁴÷2·10⁵ Hz tezliklərdə aşağı temperaturda enerjinin qiyməti 0,34÷0,20 eV, yüksəktemperaturda isə 0,59÷0,36 eV intervalında dəyişir. FeGa₂Se₄ kristalı üçün elektrik keçiriciliyi iki mexanizm ilə əlaqədar olur: zona və sıçrayış.

Açar sözlər: kristal, maqnit yarımkeçiricilər, dəyişən elektrik sahəsi, elektrikkeçiriciliyi, zona mexanizmi, sıçrayış mexanizmi, aktivləşmə enerjisi

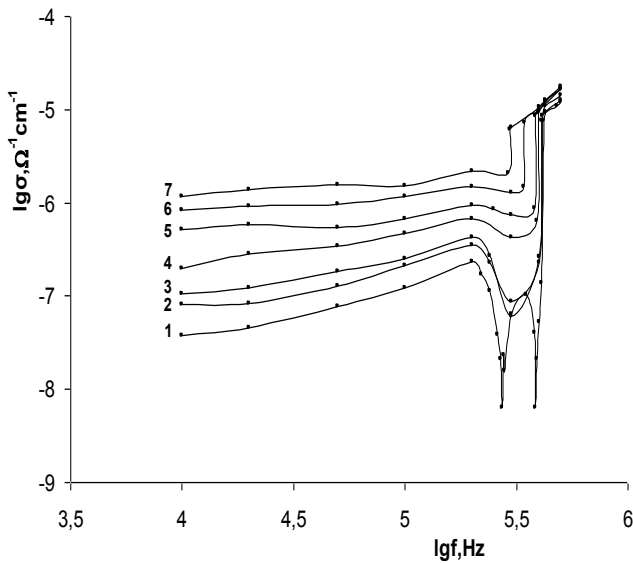
Hal-hazırda eyni zamanda yarımkeçirici və maqnit xassələrinə malik olan materialların yaradılması istiqamətində intensiv tədqiqatlar aparılır. Belə ki, d və f təbəqələri tamamilə dolmayan elementlər daxil olan üçlü xalkogenit birləşmələr yarımkeçirici və maqnit xassələrin nadir uyğunlaşması ilə qeyri - adi fiziki xassələri və praktik tətbiqləri sayəsində geniş tədqiqatların obyektinə çevrilmişdir. Bu birləşmələr içərisində fotoelektronikanın yeni nəsil cihazlarının funksional diapazonunu genişləndirmək üçün böyük potensiala malik olan fiziki prosesləri az öyrənilmiş AB₂X₄ (burada A-Mn, Fe, Co, Ni; B-Ga, In; X-S, Se, Te) tipli maqnit yarımkeçiriciləri xüsusi maraq kəsb edir [1-15]. Qeyd edilən birləşmələr sinfinə aid olan FeGa₂Se₄ – ün bəzi elektrofiziki xassələri [16-19] işlərində öyrənilmişdir. Hal-hazırkı işdə FeGa₂Se₄ birləşməsinin dəyişən elektrik sahəsində elektrikkeçiriciliyinin tədqiqi nəticələri verilmişdir.

FeGa₂Se₄ birləşməsi stexiometrik miqdarda yüksək təmizlikli (99,999%) elementlər birləşməsindən alınmışdır. Rentgenoqrafik metodla analiz nəticəsində müəyyən edilmişdir ki, FeGa₂Se₄ kristal qəfəs parametri a=5,54 Å olan kubik quruluşa malik olur [16]. Dəyişən elektrik sahəsində elektrikkeçiriciliyini öyrənmək üçün qalınlığı ~0,5 mm olan kristal lövhələrdən onlara gümüş pastası vuraraq kondensatorlar hazırlanmışdır. Nümunələr 293÷400 K temperatur intervalında tənzimlənə bilən kriostatda yerləşdirilmişdir. Temperatur ölçmələrinin dəqiqliyi ±0,5 K təşkil edir. Elektrik müqavimətinin ölçülməsi E7-20 (25÷10⁶ Hz) rəqəmli immetans ölçü cihazının köməyi ilə aparılmışdır. Nümunəyə 1 V ölçü gərginliyi verilmişdir.

Şəkil 1-də FeGa₂Se₄ kristalının müxtəlif temperaturlarda elektrik keçiriciliyinin tezlikdən asılılıq qrafiki verilmişdir. Başlanğıcda tezlik artdıqca elektrikkeçiriciliyinin artması müşahidə edilir (10³÷2·10⁵ Hz). Sonra isə keçiricilik tezlikdən asılı olaraq mürəkkəb xarakter daşıyır. FeGa₂Se₄ kristalında elektrik keçiriciliyinin belə olması bizə elə gəlir ki, kristalın quruluşundakı xüsusiyyətlərlə şərtlənir. FeGa₂Se₄ kristalı üçün 10⁴÷2·10⁵ Hz tezlik intervalında

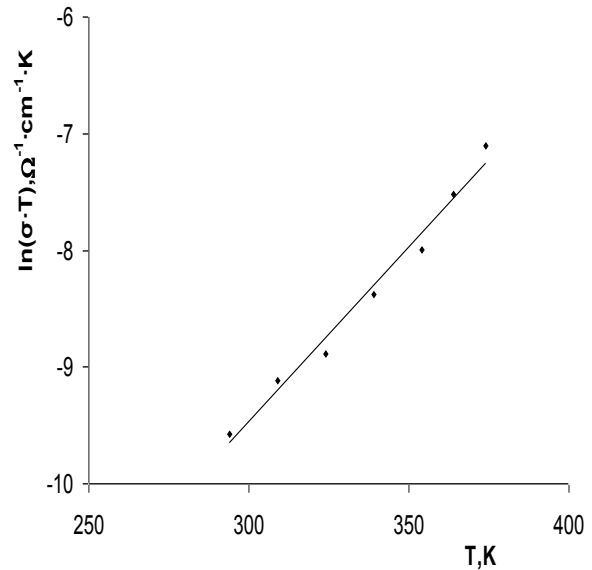
$$\sigma \sim f^S \quad (1)$$

qanunauyğunluğu özünü göstərir. 294K temperaturda $10^4 \div 2 \cdot 10^5$ Hz tezlik intervalında $S=0,40 \div 1,0$ qiymətlərini alır. 374K temperaturda isə qeyd etdiyimiz tezlik intervalında S kəmiyyəti $0,32 \div 0,60$ oblastında dəyişir. Göründüyü kimi, aşağı temperaturlarda S tezlikdən asılı olaraq daha çox dəyişir. Temperatur yüksəldikcə isə S tezlikdən asılı olaraq daha az dəyişir.



Şəkil 1.

Müxtəlif temperaturlarda FeGa_2Se_4 kristalının elektrikkeçiriciliyinin elektrik sahə tezliyindən asılılığı. T (K); 1-294, 2-309, 3-324, 4-339, 5-354, 6-364, 7-374.



Şəkil 2.

FeGa_2Se_4 kristalı üçün $\ln(\sigma \cdot T) \sim f(T)$ asılılığı.

FeGa_2Se_4 birləşməsində elektrikkeçiriciliyinin tezlikdən asılı olaraq artması mexanizmini aydınlaşdıraraq. Məlumdur ki, kristal və amorf yarımkəçiricilərdə elektrikkeçiriciliyinin tezlikdən asılı olaraq dəyişməsi $\sigma(\omega) \sim \omega^S$, $0,01 \leq S \leq 1,0$ qanunu üzrə baş verərsə, bu zaman keçiricilikdə sıçrayış mexanizminin mövcud olması fərz edilir [20]. Keçiriciliyin tezlikdən asılılığının Debay analizinə əsaslanaraq keçiriciliyinin tezlik və temperaturdan asılılığının nəzəri tədqiqinə [20] işində baxılmışdır və orada keçiriciliyin tezlik asılılığı

$$\sigma(\omega)_T \sim \omega \left\{ \ln \left(\frac{v_f}{\omega} \right) \right\}^4 \sim \omega^S, S \leq 1 \quad (2)$$

kimi, σ -nin temperatur asılılığı isə

$$\sigma(T)_\omega \sim T^{-1} \exp \left(\frac{T}{T_0} \right) \quad (3)$$

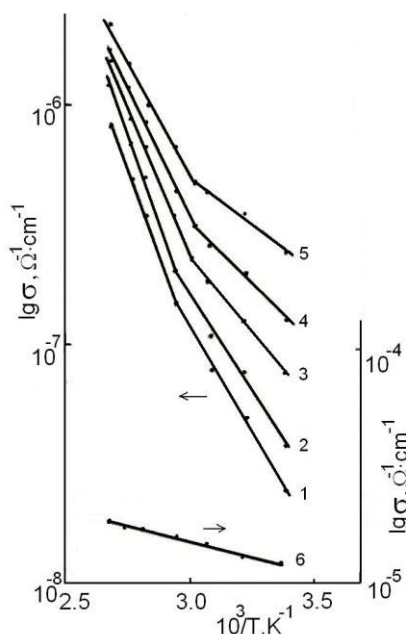
kimi müəyyən edilmişdir.

Burada v_f – fononun tezliyi, T_0 – xarakteristik temperaturdur. (3) ifadəsinə görə $T > T_0$ temperaturlarında elektrikkeçiriciliyinin temperaturdan asılılığı $\ln(\sigma \cdot T) \sim f(T)$ koordinatında düz xətt verməlidir. FeGa_2Se_4 kristalında $\nu = 2 \cdot 10^5$ Hz tezliyində $\ln(\sigma \cdot T) \sim f(T)$ təcrübi asılılığı Şəkil 2-də göstərilmişdir. Şəkildən görünür ki, asılılıq düz xətt şəklindədir. Bu da keçiriciliyin sıçrayış mexanizminə uyğundur. Qeyd etmək lazımdır ki, AB_2X_4 tipli birləşmələr bir sıra xassələrə malikdirlər ki, (məs. çevirmə effekti, cərəyan dayanıqsızlığı və s.) bu da amorf cisimlər üçün xarakterikdir [21-22]. Həm də bu kristallar kompensə edilmiş yarımkəçiricilərdir [12-13]. Bu birləşmələrə qeyri-nizamlı sistem kimi də baxmaq olar. Ona görə də FeGa_2Se_4 kristalında sıçrayışlı keçiricilik mexanizminin olmasını qəbul etmək təbii haldır. AB_2X_4 tipli birləşmələrdə lokal səviyyələrin əmələ gəlmə səbəbləri aşağıdakı kimi ola bilər: 1) Kationların qarşılıqlı yerdəyişməsi əsasında antiquruluş defektlərin yaranması (A_B və B_A); 2) Stexiometrik

boşluqların periodik yerləşməsinin pozulması; 3) Uzaq nizamlılığın pozulması; 4) Nəzarət edilməyən aşqarların mövcud olması. FeGa₂Se₄ birləşməsində defektlərin yaranması antiquruluş defektlə əlaqədar olması ehtimalı azdır. Ona görə ki, Fe və Ga - un ion radiusları bir-birindən fərqlənir ($R_{Fe}=0,80\text{\AA}$; $R_{Ga}=0,62\text{\AA}$). Bizə elə gəlir ki, FeGa₂Se₄ birləşməsində defektlərin yaranması stexiometrik boşluqların periodik yerləşməsinin pozulması nəticəsində baş verə bilər. Qeyri nizamlı sistemlərdə sıçrayışlı keçiricilik probleminə bir sıra işlərdə klaster yaxınlaşması nöqtəyi nəzərinə baxılmışdır [23-25]. Belə ki, bu kristalda yaxın enerjili lokal hallardan ibarət klasterlər mövcud olur və elektronlar onların arasında sıçrayış həyata keçirirlər. Tezlik artdıqca elektrikkeçiriciliyin

artması onunla izah olunur ki, tətbiq olunan gərginlikdə tezliyin müəyyən qiymətlərində yükdaşıyıcılar dördə bir period ərzində lokallaşma yerinə çata bilmir və elektrik sahəsinin tezliyi fasiləsiz olaraq yüksəldikcə daha çox keçiricilik yaradır.

Şəkil 3-də FeGa₂Se₄ kristalı üçün dəyişən elektrik sahəsində müxtəlif tezliklərdə elektrik keçiriciliyinin temperaturdan asılılıq qrafiki göstərilmişdir. $10^3 \div 2 \cdot 10^5$ Hz tezliklərdə $\lg \sigma \sim 10^3 / T$ asılılıq müxtəlif meyilliyə malik iki düz xətdən ibarətdir. Meyllər üzrə bu asılılıqlardan aktivləşmə enerjisi hesablanmışdır. Aşağı temperaturda enerjinin qiyməti $0,34 \div 0,20$ eV intervalında, yüksəktemperaturlu oblastda isə $0,59 \div 0,36$ eV intervalında dəyişir.



Şəkil 3.

Elektrik sahəsinin müxtəlif tezliklərində FeGa₂Se₄ kristalının elektrikkeçiriciliyinin temperaturdan asılılığı. F (Hz): 1- 10^3 , 2- 10^4 , 3- $5 \cdot 10^4$, 4- 10^5 , 5- $2 \cdot 10^5$, 6- $5 \cdot 10^5$.

Göründüyü kimi hər iki oblastda aktivləşmə enerjisi tezlikdən asılı olaraq dəyişir. Bu asılılıq zona - sıçrayış mexanizmindən istifadə edərək izah edilir [17,25]. Müəyyən edilmişdir ki, FeGa₂Se₄ kristalının elektrik keçiriciliyi aktivləşmə xarakterli olub, qarışıq - zona və sıçrayış mexanizmi ilə şərtlənir. $5 \cdot 10^5$ Hz tezlikdə isə aktivləşmə enerjisi 0,050 eV olan bir düz xətt aşqara çıxarılır (Şəkil 3, 6 əyrisi).

Beləliklə, FeGa₂Se₄ birləşməsinin müxtəlif tezlik və temperaturlarda elektrikkeçiriciliyinin tədqiqi nəticəsində müəyyən edilmişdir ki, σ - nin tezlikdən asılı olaraq dəyişməsi $\sigma \sim f^S$ qanunu ilə baş verir və elektrikkeçiricilikdə zona və sıçrayış mexanizmi rol oynayır.

1. Н.Н.Нифтиев, О.Б.Тагиев, *Оптическое поглощение в слоистых монокристаллах $MnGaInS_4$, Оптика и спектроскопия*, **112** (2012) 96-99.
2. И.В.Боднар, С.А.Павлюковец, *Температурная зависимость ширины запрещенной зоны монокристаллов $FeIn_2S_4$, ФТП*, **45** (2011) 1450-1453.
3. И.В.Боднар, С.В.Труханов, *Магнитные свойства монокристаллов твердых растворов $Fe_xMn_{1-x}In_2S_4$, ФТП*, **45** (2011) 1464-1469.
4. В.Ю.Рудь, Ю.В.Рудь, М.А.Осипова, И.В.Боднар, *Обнаружение твердых растворов $(In_2S_3)_x (MnIn_2S_4)_{1-x}$ и создание фоточувствительных структур на их основе, ФТП*, **44** (2010) 48-52.
5. И.В.Боднар, С.А.Павлюковец, В.Ю.Рудь, Ю.В.Рудь, *Выращивание монокристаллов $FeIn_2S_4$ и создание фоточувствительных структур на их основе, ФТП*, **43** (2009) 1553-1556.

6. Н.Н.Нифтиев, О.Б.Тагиев, М.Б.Мурадов, Ф.М. Мамедов, Ф.А.Казымова, *Электропроводность монокристаллов $MnGa_2S_4$ на переменном токе, Письма в ЖТФ*, **35** (2009) 79-83.
 7. Н.Н.Нифтиев, О.Б.Тагиев, *Влияние сильного электрического поля на электропроводность монокристаллов $MnGa_2S_4$, $MnIn_2S_4$ и $MnGaInS_4$, ФТП*, **43** (2009) 1172-1174.
 8. K.Rushchanskii, H.Haeuseler, D.Bercha, *Band structure calculations on the layered compounds $FeGa_2S_4$ and $NiGa_2S_4$, J.of physics and chemistry of solids*, **63** (2008) 2019-2028.
 9. V.Sagredo, M.C.Moron, L.Betancourt, G.E.Delgado, *Antiferromagnetic versus Spin-glass like behavior in $MgIn_2S_4$, J. of Magnetic Materials*, **312** (2007) 294-297.
 10. M.Quintero, M.Morocoima, E.Guerrero, J.Ruiz, *Temperature variation of lattice parameters and thermal expansion coefficients of the compound $MnGa_2Se_4$, Physica status solidi (a)*, **146** (2006) 587-593.
 11. C.Xiangying, Z.Zhongjie, Z.Xingta and et al., *Hydrothermal synthesis of porous $FeIn_2S_4$ microspheres and their elektrochemical properties, J. of Crystal Growth*, **277** (2005) 524-528.
 12. Н.Н.Нифтиев, О.Б.Тагиев, *Вольтамперные характеристики монокристаллов $MnIn_2S_4$ и $MnGa_2S_4$, ФТП*, **38** (2004) 164-165.
 13. R.Sharma, A.Rastogi, S.Kohli and et al., *Growth phasses in the formation of semiconducting manganese indium sulphide thin film and their effect on the optical absorption, Physica B*, **351** (2004) 45-52.
 14. Н.Н.Нифтиев, О.Б.Тагиев, *Влияние освещения на вольтамперные характеристики и электропроводность монокристаллов $MnGaInS_4$, Письма в ЖТФ*, **29** (2003) 49-53.
 15. V.Ursaki, F.Manjon, I.Tiginyanu and et al., *Raman scattering study of pressure - induced phase transitions in $MnIn_2S_4$ spinels, J. of physics: Condensed Matter*, **14** (2002) 304-308.
 16. М.Р.Аллазов, П.К.Бабаева, П.Г.Рустамов, *Исследование диаграммы состояния и некоторых физических свойств физической системы Ga_2Se_3 - $FeSe$, Неорганические материалы*, **15** (1979) 1177-1180.
 17. Н.Н.Нифтиев, *Электрические свойства $FeGa_2Se_4$, Украинский физ. журн.*, **48** (2003) 585-586.
 18. N.N.Niftiyev, O.B.Tağıyev, M.B.Muradov, F.M.Məmmədov, T.Ş.Həşimova, *$FeGa_2Se_4$ birləşməsinin dəyişən elektrik sahəsində dielektrik xassələri, Transactions of Azerbaijan Academy of Sciences, Series of Physical-mathematical and Technical sciences, Physics and Astronomy*, **XXVII** (2008) 145-148.
 19. Н.Н.Нифтиев, О.Б.Тагиев, М.Б.Мурадов, Ф.М.Мамедов, *Электропроводность $FeGa_2Se_4$ на переменном токе, Сборник трудов международной конференции: Аморфные и микрокристаллические полупроводники, Санкт-Петербург*, (2010) 195.
 20. Н.Мотт, Э.Дэвис, *Электронные процессы в некристаллических веществах, М., Мир*, (1982) 662.
 21. Н.Н.Нифтиев, М.А.Алиджанов, О.Б.Тагиев, М.Б.Мурадов, *Электрические свойства $FeIn_2S_4$, Украин. физ. журн*, **47** (2002) 1054-1056.
 22. Н.Н.Нифтиев, М.А.Алиджанов, О.Б.Тагиев, М.Б.Мурадов, *Электрические свойства монокристаллов $FeIn_2Se_4$, ФТП*, **38** (2004) 550-552.
 23. H.Bettger, V.V.Bruksin, *Hopping conductivity in ordered and disordered systems (III)³, Phus. stat. sol. (b)*, **113** (1982) 9-49.
 24. Б.И.Шкловский, А.Л.Эфрос, *Электронная свойства легированных полупроводников, Наука, М.*, (1979) 416.
-

25. В.В.Брыскин, *Частотная зависимость прыжковой проводимости в рамках метода эффективной среды для трехмерных систем, ФТТ, 22* (1980) 2441-2449.

ELECTROCONDUCTIVITY OF FeGa₂Se₄ IN ALTERNATING ELECTRIC FIELD

N.N.NIFTIYEV, I.B.BAHTIYARLI, K.O.TAGHIYEV, M.B.MURADOV, F.M.MAMMADOV

Electric conductivity of FeGa₂Se₄ combination in different frequency and temperatures has been studied. It has been found that the regularity $\sigma \sim f^S$ ($0,1 \leq S \leq 1,0$) for electric conductivity is met in 294÷374K temperature and $10^4 \div 2 \cdot 10^5$ Hz frequency interval. In $10^4 \div 2 \cdot 10^5$ Hz, activation energy has been calculated for various frequencies and has been found that the energy value in the low temperature range has changed in 0,34÷0,20eV interval, and in high temperature range in 0,59÷0,36eV interval. Electric conductivity for FeGa₂Se₄ crystal has been connected to two mechanisms: zone and hopping.

ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ FeGa₂Se₄ В ПЕРЕМЕННОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

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

Электропроводность соединения FeGa₂Se₄ была исследования при различных частотах и температурах. Установлено, что в температурном интервале 294÷374K при частотах $10^4 \div 2 \cdot 10^5$ Гц для электропроводности выполняется закономерность $\sigma \sim f^S$ ($0,1 \leq S \leq 1,0$). Для различных частот была вычислена и определена энергия активации при частоте $10^4 \div 2 \cdot 10^5$ Гц: в области низких температур значения энергии 0,34÷0,20eV, а в высокотемпературных областях меняется в интервале 0,59÷0,36eV. Электропроводность для кристаллов FeGa₂Se₄ связана с двумя механизмами: зонным и прыжковым.

Редактор: Дж.Абдинов

ИССЛЕДОВАНИЕ НАНОСЕКУНДНОГО СТРИМЕРНОГО РАЗРЯДА МЕТОДОМ ЭЛЕКТРОГРАФИИ

А.М.ГАШИМОВ, Р.Н.МЕХТИЗАДЕ, А.С.БОНДЯКОВ, Ш.А.КЯЗУМОВ

*Институт Физики НАН Азербайджана
AZ 1143, Баку, пр.Джавида, 33
arif@physics.ab.az*

поступила 1201.2012
принята к печати 27.02.2012

РЕФЕРАТ

В статье исследуется структура наносекундного стримерного разряда в системе электродов “игла-плоскость”. Приведены статические фотографии и электрограммы структуры разряда. Показано, что стримерный канал имеет ветвистую структуру, т.е. развитие его происходит не только вдоль силовых линий, но и в радиальном направлении.

Ключевые слова: генератор импульсных напряжений, межэлектродный промежуток, стримерный импульсный разряд, газовый пробой, электрография.

Наносекундные импульсные разряды являются, пожалуй, наименее изученными и весьма привлекательными как для исследования элементарных процессов, протекающих в плазме разряда, так и для использования их в качестве генератора ионизованных и возбужденных частиц, а также химически активных атомов при модифицирующих воздействиях на материалы в различных технологических процессах [1,2]. Для эффективного использования высоковольтных импульсных разрядов, в том числе наносекундного диапазона, необходимы всесторонние исследования условий их возникновения и развития, механизмов происходящих в плазме разряда процессов, структуры канала плазмы, влияния электродов и конфигурации межэлектродного промежутка и других особенностей и характеристик разряда.

В данной работе представлены результаты исследования структуры наносекундного стримерного разряда в воздухе при атмосферном давлении.

Для возбуждения наносекундного импульсного разряда был собран генератор импульсов высокого напряжения по схеме Аркадьева-Маркса (Рис.1).

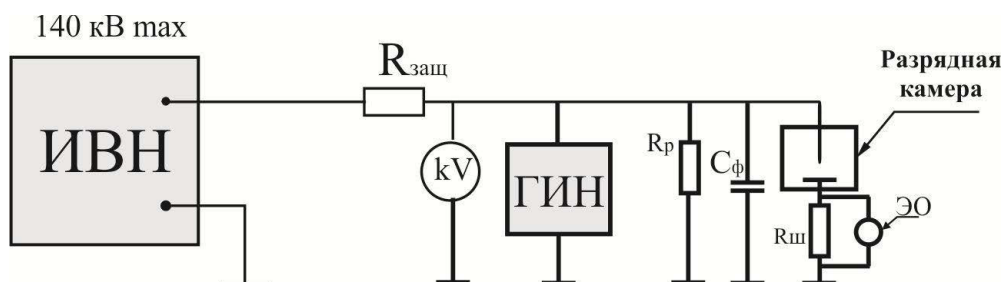


Рис.1.

Принципиальная схема для возбуждения и регистрации параметров высоковольтного импульсного разряда.

На выходе генератора формируется импульс высокого напряжения амплитудой до 60кВ, длительностью 200нс и фронтом 20нс (Рис 2).

Генератор импульсного напряжения, а также измерительная схема установки, были помещены внутри заземленных экранов для исключения влияния электромагнитных наводок.

Импульсный разряд исследовался в камере при атмосферном давлении воздуха в системе электродов “стержень-плоскость”. Импульсное напряжение положительной полярности подавалось на стержень (анод), торец которого имел радиус закругления $r=6\text{мм}$. Катодом служила стальная сетка с шагом $1,5\text{мм}$, снабженная механизмом перемещения, с помощью которого можно было изменять межэлектродное расстояние. Межэлектродные расстояния варьировались от 10 до 30 мм.

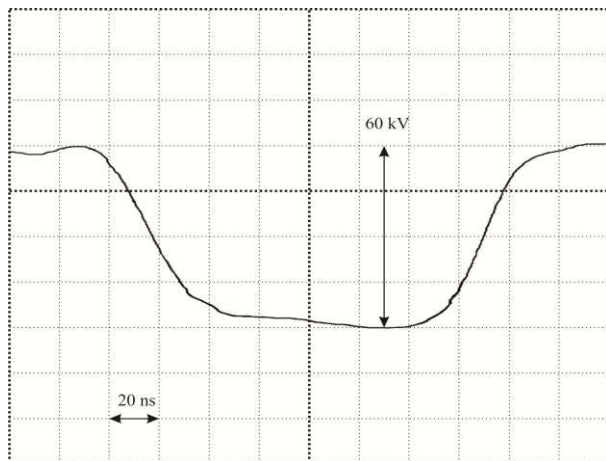


Рис.2.

Осциллограмма импульса напряжения.

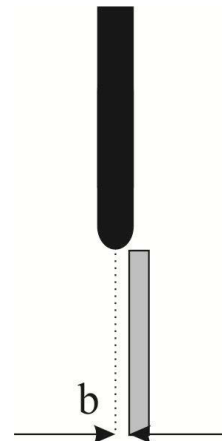


Рис.3.

Расположение диэлектрической пластины относительно коронирующего электрода.

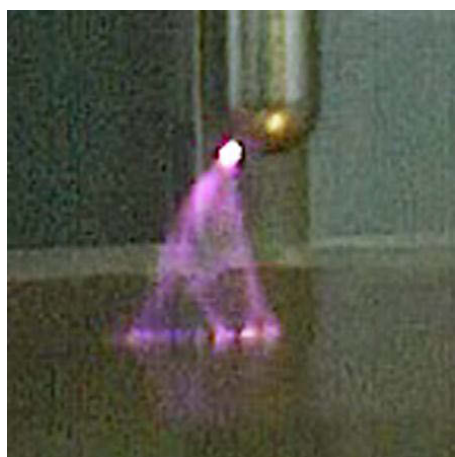
Перед измерениями проводилась тренировка поверхности электродов серией высоковольтных импульсов.

Регистрация импульса напряжения и тока разряда проводилась с помощью цифрового запоминающего осциллографа Textronix TDS-754D с полосой пропускания 500 МГц. Генератор импульсного напряжения и измерительная часть установки располагались внутри металлического заземленного экрана.

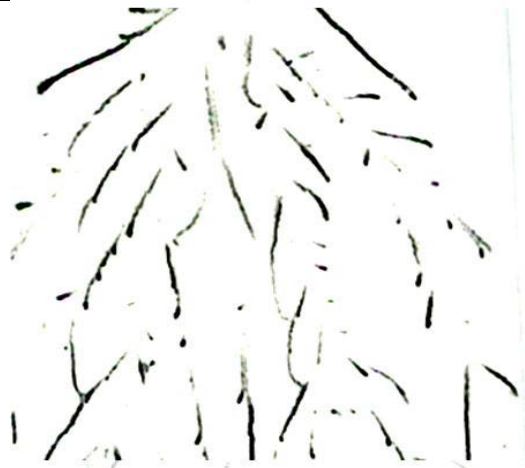
Для исследования структурных характеристик наносекундных стримеров в процессе прохождения разряда проводилось оптическое фотографирование с помощью цифровой скоростной CCD камеры межэлектродного промежутка при указанных выше расстояниях, а также применение электрографического метода, т.е. снятие электрограмм разряда. Для получения электрограмм по методике [3] в разрядный промежуток на расстоянии $b=2\div3\text{мм}$ от коронирующего электрода параллельно его оси помещалась диэлектрическая пластина (из стеклопластика) толщиной 2 мм (Рис.3), на которую после разряда посыпался специальный порошок для проявления электрограммы. Нами использовался тонер для лазерных принтеров. При наклонении пластины порошок медленно перемещался по ее поверхности и оседал в местах расположения заряда. Таким образом, проявлялась картина структуры стримерной короны, на которой различались каналы стримера, а также отдельные его ветви и головки.

Толщина стеклопластиковой пластины и ее расстояние от электрода подбирались в предварительных экспериментах из условия минимального влияния на условия развития разряда.

На Рис.4 приведены фотографии структуры стримерного разряда, полученные с помощью CCD-камеры (а) и электрографии (б). Длина разрядного промежутка $L=30\text{мм}$.



а



б

Рис. 4.

Фотографии структуры стримерного разряда, полученные с помощью CCD-камеры (а) и электрографии (б). Амплитуда напряжения импульса $U=30\text{кВ}$; длина разрядного промежутка $L=30\text{мм}$.

При подаче на разрядный промежуток наносекундных импульсов амплитудой 30кВ в области непосредственно у кончика высоковольтного электрода появляются короткие яркие каналы длиной $5\div 10\text{мм}$, от которых распространяются стримерные ветви гораздо меньшей яркости. Количество стримерных ветвей непостоянно при последовательных вспышках разряда; оно колеблется, особенно, при изменениях длины промежутка. На фотографии разряда (Рис.4, а) видно, как стримеры берут начало от ярких каналов, непосредственно примыкающих к коронирующему электроду. На Рис.4(б), представляющем собой электрографическое изображение структуры стримерного разряда, отчетливо видны ветви - отдельные стримеры, кончики которых – головки- имеют более темный цвет, обусловленный наличием в них повышенного количества избыточного положительного электрического заряда. Отходящие от головок ветви, являющиеся каналами, имеют более светлый тон, обусловленный меньшим избыточным зарядом. Благодаря четким и дифференцированным по цвету изображениям на электрограммах отдельных фрагментов - головок стримеров и их каналов- появляется возможность с помощью электрограмм проводить более полный анализ развития структуры импульсного стримерного разряда, а также проводить по электрограммам измерения характерных размеров указанных фрагментов. В свою очередь, на фотографии, полученной с помощью CCD-камеры, очень хорошо наблюдаются области разряда непосредственно у кончика высоковольтного электрода. Поэтому совместное применение обоих вышеописанных методов значительно расширяет возможности исследования.

Важно отметить, что, как видно из электрограммы (Рис.4, б) стримерный разряд распространяется не только вдоль центральной оси разрядного промежутка катод-анод, но и в обе стороны от нее, т.е. в радиальном направлении. Причем имеет место "уширение" стримерной зоны на пути от анода к катоду. Это может быть следствием как образования на пути следования все новых стримеров, так и взаимного расталкивания отдельных стримерных каналов, обладающих избыточным зарядом.

Таким образом, исследование наносекундного стримерного разряда при совместном применении методов фотографирования разряда и снятия электрограмм дает возможность наблюдать более расширенно процессы развития и изменения структуры разряда, происходящие в разрядном промежутке.

1. К Ю.Д.оролев, Г.А.Месяц, Физика импульсного пробоя газа, М.: Наука, (1991) 223.
2. Ю.П. Райзер, Физика газового разряда, М.: Наука, (992).
3. А.В.Иванов, Применение электрографии для исследования объемных и поверхностных зарядов, Автореферат диссертации на соискание ученой степени к.т.н., Москва, (1971) 3-23.

**NANOSANİYƏ STRİMER BOŞALMASININ
ELEKTROQRAFİYA ÜSULU İLƏ TƏDQİQİ**

A.M.HƏŞİMOV, R.N.MEHDİZADƏ, Ş.Ə.KAZIMOV, A.S.BONDYAKOV

Məqalədə “iynə-müstəvi” elektrodları sistemində nanosaniyəli strimer boşalmasının strukturu araşdırılmışdır və boşalma strukturunun statik fotoşəkilləri və elektroqrammları gətirilmişdir. Göstərilmişdir ki, strimer kanalı şaxəli struktura malikdir, yəni boşalma həm qüvvə xətləri həm də radial istiqamətdə baş verir.

**RESEARCH OF THE NANOSECOND STREAMER
DISCHARGE BY ELECTROGRAPHY METHOD**

A.M.HASHIMOV, R.N.MEHDIZADEH, A.S.BONDYAKOV, Sh.A.KAZUMOV

The structure of nanosecond streamer discharge in electrode system “rod-plate” has been researched. The static photography and electrograms of the pulsed discharge structure have been given. The branching of streamer channel along field line and in radial direction has been shown.

Редактор: М.Курбанов

СУЩЕСТВОВАНИЕ ПСЕВДОЩЕЛИ В $\text{CdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ВТСП МАТЕРИАЛЕ

В.М.АЛИЕВ

Институт Физики НАН Азербайджана

AZ 1143, г.Баку, пр. Г.Джавида, 33

v_aliev@bk.ru

поступила 12.12.2011
принята к печати 06.01.2012

РЕФЕРАТ

Проведен анализ температурной зависимости добавочной проводимости $\Delta\sigma$ керамического ВТСП материала $\text{CdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Обнаружено, что высокотемпературная часть величины добавочной проводимости хорошо описывается выражением $\Delta\sigma = A (1-T/T^*) \exp(\Delta^*/T)$. На основе соотношения $\Delta^*(T) = Q (T^{**} - T)^{1/2}$ для псевдощели была оценена величина Δ^* при $T=275\text{K}$ и 252K ; величина псевдощели при указанных температурах составляет, соответственно, 20 и 27 мэВ.

Ключевые слова: сверхпроводимость, псевдощель, добавочная проводимость

ВВЕДЕНИЕ

При исследовании температурной зависимости удельного сопротивления образца $\text{CdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ в интервале $77\div 300\text{K}$ нами в [1] обнаружено, что при $T=275\text{K}$ зависимость $\rho(T)$ проходит через глубокий минимум (Рис.1.а). При повторном измерении (через 72 часа) минимум смещается в сторону низкой температуры (252K) (Рис.1.б), а при третьем измерении (через 24 часа) минимум исчезает полностью (Рис.1в). Мы предположили, что образовавший минимум вызван образованием выше T_c сверхпроводящей щели, т.е. наблюдается появление псевдощели (Рис.1).

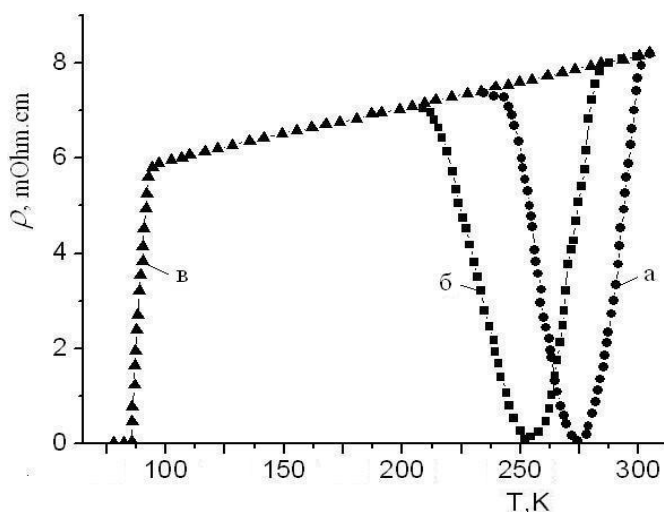


Рис.1.

Температурные зависимости удельного сопротивления образца $\text{CdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.

В работах [2-4] проблема возникновения псевдощели обусловлена тем, что при температуре T^* (температура открытия псевдощели в спектре возбуждений) образуются сверхпроводящие пары, а при T_c возникает когерентность в объеме образца и устанавливается собственно сверхпроводящее состояние. Тогда наличие сверхпроводящих пар при $T_c < T < T^*$ должно отражаться на температурной зависимости сопротивления в этой области температур.

Известно, что кривая резистивного перехода в металлоксидных высокотемпературных сверхпроводниках имеет не только характер резкого изменения сопротивления, но и высокотемпературный «хвост», простирающийся на несколько десятков градусов Кельвина выше T_c ($1/2R_n$). В настоящее время интерес к добавочной проводимости вызван исключительно сильной анизотропией свойств этих соединений в нормальной фазе и попытками определить размерность сверхпроводимости в них, используя результаты классической теории термодинамических флуктуаций сверхпроводящего параметра порядка. Поведение проводимости анализируется в ограниченном интервале температур близких к T_c [5,6]

$$1000 > \tau = T_c / (T - T_c) > 10. \quad (1)$$

Для выделения добавочной проводимости $\Delta\sigma(T)$ ход кривых $\rho(T)$ в нормальной фазе в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($T > 190\text{K}$) был аппроксимирован зависимостями вида $\rho_n(T) = \rho_0 + AT$.

Добавочная проводимость определялась согласно [6]

$$\Delta\sigma(T) = \rho_n^{-1}(T) - \rho_n^{-1}(T_c). \quad (2)$$

При измерениях электрических, магнитных и оптических свойств как в частично или полно замещенных ВТСП керамиках, так и в монокристаллах [6,7] были обнаружены особенности, появляющиеся при температурах ниже некоторой температуры T^* ($T^* > T_c$) и тем выше, чем ниже концентрация носителей.

В последние годы появился цикл работ, посвященных псевдощелевым эффектам в ВТСП материалах [8-16]. Как отмечается в этих работах, псевдощель – уникальное явление обнаруженное только в ВТСП. Оно проявляется при исследовании явлений туннелирования, фотоэмиссии, теплоемкости и других свойств ВТСП. Считается, что при некоторой температуре $T^* > T_c$ перераспределяется плотность состояний на поверхности Ферми: на части этой поверхности плотность состояний уменьшается. Ниже температуры T^* соединение находится в состоянии с псевдощелью.

Теоретическое исследование обнаруженного нами на зависимости $\rho(T)$ образца $\text{CdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ глубокого минимума в контексте псевдощелевого состояния материала является достаточно строгим. Однако, экспериментальное подтверждение этого эффекта крайне сложная задача, которая требует применения методов фотоэмиссионной спектроскопии с угловым разрешением, магнитооптического эффекта Керра, а также спектроскопия временного разрешения. Сегодня все указанные методики доступны, но совмещение их в одном эксперименте является серьезной проблемой.

В связи с этим мы ограничились анализом образования псевдощели выше критической температуры, т.е. в интервале обнаруженного нами глубокого минимума на температурной зависимости сопротивления $\text{CdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБРАБОТКА

На Рис.2 приведена температурная зависимость сопротивления R для образца $\text{CdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. При высоких температурах (от 300K) зависимость $R(T)$ хорошо описывается выражением вида $R_n(T) = AT^2 + BT + C$ с небольшим по величине параметром A . Экстраполяция этой зависимости в область низких температур приводит к соотношению $R_n(T) = -0,65 \cdot 10^{-4} \cdot T^2 + 0,13 \cdot T + 64,15$ (Рис.2). Здесь также приведена зависимость dR/dT от температуры (кривая 3). Как видно, наблюдается линейная зависимость dR/dT в интервале температур $325 \div 275\text{K}$ и достаточно заметное отклонение от нее при $T \sim T^*$. Кривые 3 и 4 наглядно иллюстрируют изменение характера зависимости $R(T)$ при прохождении температуры T^* .

Принимая резкое уменьшение сопротивления ниже T^* как следствие образования при этой температуре сверхпроводящих пар, мы провели анализ экспериментальных данных в предположении добавочной, или избыточной проводимости $\Delta\sigma$, определяемой по уравнению (2), т.е. методом, аналогичным при исследовании флуктуационной добавки к проводимости в сверхпроводниках при температурах, немного превышающих критическую. На Рис.3 приведены зависимости добавочной проводимости $\Delta\sigma$ (кривая 1) и $\ln\Delta\sigma$ от обратной температуры. Из кривой 2 видно, что в интервале температур 94÷192К зависимость $\ln\Delta\sigma(1/T)$ уменьшается почти линейно, что соответствует результатам [6,7], а при более высоких температурах ($94\text{K} < T < T^* = 304$) наблюдается более резкое уменьшение. Это характерное поведение зависимостей $\ln\Delta\sigma$ и $\Delta\sigma$ от температуры было достаточно строго проанализировано в [7]. Методика теоретического расчета была использована нами для анализа экспериментальных данных.

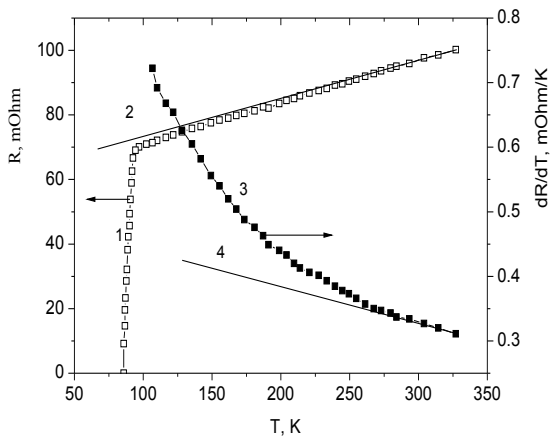


Рис.2.

Зависимость сопротивления (R) образца $\text{CdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ от температуры, производной dR/dT , аппроксимирующей $R(T)$ в интервале 250-325К: 1-экспериментальная зависимость $R(T)$, 2-экстраполированная зависимость $R_n = -0,65 \cdot 10^{-4} \cdot T^2 + 0,13 \cdot T + 64,15$, 3 - dR/dT , 4-экстраполяция высокотемпературного участка зависимости dR/dT .

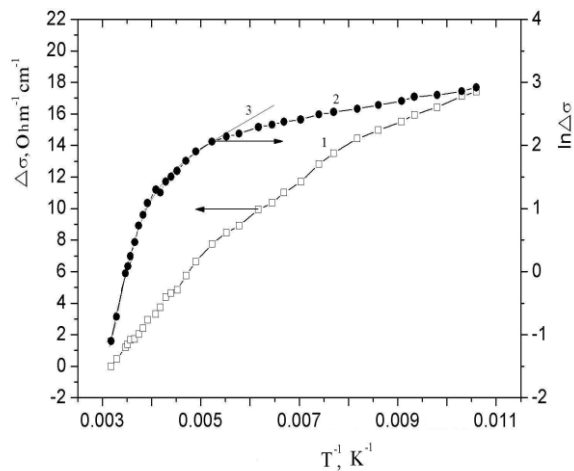


Рис.3.

Зависимость избыточной проводимости и ее логарифма от температуры: 1-избыточная проводимость рассчитана по формуле (2); 2-логарифм величины избыточной проводимости.

С целью построения в широком температурном интервале зависимости псевдощели от температуры было использовано соотношение [4, 7]

$$\Delta^*(T) = Q (T^{**} - T)^{1/2}, \quad (3)$$

где T^{**} - подгоночный параметр в аппроксимационной формуле Δ^* (при $T \rightarrow T^*, T^{**} \sim T^*$); параметр Q зависит от содержания кислорода, по данным [7] $Q = 34\text{K}^{1/2}$, величина $T^* = 304\text{K}$ взята из экспериментальных данных (Рис.1).

На Рис.4 приведены температурные зависимости псевдощели образца $\text{CdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Из рисунка видно, что до температуры 250К Δ^* уменьшается почти линейно, а вблизи T^* - резко падает.

Кривая 2 (Рис.3) в широком температурном интервале хорошо аппроксимируется линейной зависимостью $\ln\Delta\sigma(T) = a + b/T$, т.е.

$$\Delta\sigma = D \exp(b/T), \quad (4)$$

где a , b , D – константы.

Введение множителя $(1 - T/T^*)$, на наш взгляд, позволяет существенно улучшить аппроксимацию экспериментальной кривой в области высоких температур

$$\Delta\sigma = A (1-T/T^*) \exp(\Delta^*/T), \quad (5)$$

где Δ^* и A константы, определяемые при аппроксимации экспериментальных данных, A , определяемая в области пересечения экспериментальной кривой $\ln\Delta\sigma(T)$ с осью, составляет 3,21; значение Δ^* взято по данным Рис.4.

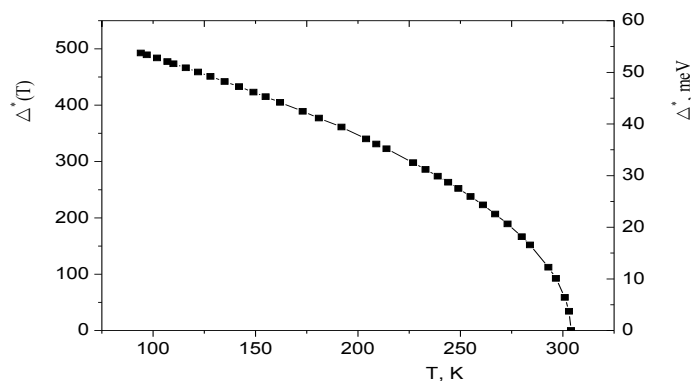


Рис. 4.

Зависимость величины псевдощели Δ^* $\text{CdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ от температуры.

Как видно из Рис. 3, рассчитанные по (5) значения $\ln\Delta\sigma$ хорошо соответствуют высокотемпературной части кривой.

Уменьшение Δ^* с ростом температуры также отмечено в работе [17]. При исследовании образца $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ методом фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением (ARPES) обнаружено, что в образце существует зависящая от волнового вектора щель в спектре при $T_c < T$, которая достаточно быстро убывает с ростом T . Из представленных данных (Рис.4) так же видно, что при полном замещении Y в системе $Y\text{-Ba-Cu-O}$ на Cd величина псевдощели в интервале 92÷304К резко уменьшается. При 304К эта зависимость имеет качественное сходство с поведением $\Delta^*(T)$ в экспериментах по ARPES, а также по измерениям электронной теплоемкости [18].

Имея реальные СП переходы выше T_c при температурах 275 и 252К в $\text{CdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ и, используя рассчитанные нами температурные зависимости псевдощели, была определена её величина при этих температурах. Величина определенной псевдощели при температурах 275К и 252К составляет, соответственно, 20 и 27мэВ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Впервые на основе экспериментальных данных и проведенных расчетов было подтверждено образование псевдощели выше критической температуры образца $\text{CdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ и приведена оценка её величины.

1. В.М.Алиев, С.А.Алиев, С.С.Рагимов, Г.Дж.Султанов, Б.А.Таиров, *Получение сверхпроводящей керамики $\text{CdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$ и исследование её электрофизических свойств*, ФНТ, **37** (2011) 351-355.
2. V.J.Emery, S.A.Kivelson, O.Zachar, *Spin-gap proximity effect mechanism of high-temperature superconductivity*, Phys. Rev. B, **56** (1997) 6120-6147
3. V.B.Geshkenbein, L.B.Ioffe, A.I.Larkin, *Superconductivity in a system with preformed pairs*, Phys. Rev. B, **55** (1997) 3173-3180.
4. E.Babaev, H.Kleinert, *Nonperturbative XY-model approach to strong coupling superconductivity in two and three dimensions*, Phys. Rev. B, **59** (1999) 12083-12089.

5. А.А.Достанко, А.В.Погребняков, И.Ф.Кононюк, А.В.Махнач, *Избыточная электропроводность выше T_c поликристаллических образцов $YBa_2Cu_3O_x$, Сверхпроводимость: физика, химия, техника*, **3** №8 (1990) 70-73.
6. А.Ф.Прекул, В.А.Рассохин, А.Б.Рольщиков, Н.И.Щеголихина, *О природе добавочной проводимости высокотемпературной части сверхпроводящего перехода металлоксидных систем*, *СФХТ*, **3** (1990) 381-384.
7. Д.Д.Прокофьев, М.П.Волков, Ю.А.Бойков, *Величина и температурная зависимость псевдощели в YBCO полученные из резистивных измерений*, *ФТТ*, **45** (2003) 1168-1176.
8. Г.Г.Сергеева, А.А.Сорока, *О квантовой природе носителей заряда в псевдощелевом состоянии недостаточно допированных купратных ВТСП*, *ФНТ*, **33** (2007) 864-869.
9. А.Л.Соловьев, В.М.Дмитриев, *Флуктуационная проводимость и псевдощель в пленках $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-y}$* , *ФНТ*, **32** (2006) 753 -760.
10. Г.Г.Сергеева, *О двух типах вихреподобных возбуждений в псевдощелевом состоянии недостаточно допированного ВТСП*, *ФНТ*, **32** (2006) 761-774.
11. М.А.Оболенский, Р.В.Вовк, А.В.Бондаренко, *Эволюция псевдощелевого состояния в слабодопированных празеодимом монокристаллах $Y_{1-z}Pr_zBa_2Cu_3O_{7-d}$ с заданной топологией плоских дефектов*, *ФНТ*, **32** (2006) 1488-1492.
12. Е.Б.Амитин, К.Р.Жданов, А.Г.Блинов, *Граничная линия перехода в псевдощелевое состояние в тулиевых купратах*, *ФНТ*, **31** (2005) 323-326.
13. М.В.Садовский, *Псевдощель в высокотемпературных сверхпроводниках*, *УФН*, **171** (2001), 539-564.
14. М.Р.Трунин, *Анизотропия проводимости и псевдощель в микровольновом отклике высокотемпературных сверхпроводников*, *УФН*, **175** (2005) 1017-1037.
15. Л.А.Боярский, *Псевдощелевые эффекты в сильно коррелированных электронных системах*, *ФНТ*, **32** (2006) 1078-1084.
16. А.Л.Соловьев, В.М.Дмитриев, *Исследование псевдощели в пленках YBCO резистивным методом с учетом перехода от БКШ к бозе-эйнштейновской конденсации*, *ФНТ*, **32** (2006) 139-151.
17. H.Ding, J.C.Campuzano, M.R.Norman, M.Randeria, T.Yokoya, T.Takahashi, T.Takeuchi, T.Mochiku, K.Kadowaki, P.Guptasarma, D.G.Hinks, *Arpes study of the superconducting gap and pseudogap in $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+x}$* , *J. Phys. Chem. Sol.*, **59** (1998) 1888-1891.
18. T.Timusk, B.Statt, *The pseudogap in high-temperature superconductors: an experimental survey*, *Rep. Progr. Phys.*, **62** (1999) 61.

YTIK $CdBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ MATERIALINDA PSEVDZOZOLAĞIN MÖVCUDLUĞU

V.M.ƏLİYEV

Yuxarı temperaturlu ifratkeçirici $CdBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ materialında əlavə keçiriciliyin temperaturdan asılılığı tədqiq edilmişdir. Aşkar edilmişdir ki, əlavə keçiriciliyin asılılığında onun yuxarıtemperaturlu hissəsi $\Delta\sigma=A(1-T/T^*)\exp(\Delta^*/T)$ ifadəsi ilə yaxşı təsvir edilir. Psevdozolağın temperatur asılılığı $\Delta^*(T)=Q(T_{sq}-T)^{1/2}$ ifadəsi ilə hesablanmış və onun əsasında bizim $\rho(T)$ asılılığında gördüyümüz dərin minimumların keçdiyi 275 və 252K temperaturlarda Δ^* qiymətləndirilmişdir. Psevdozolağın qiyməti qeyd olunan temperaturlarda müvafiq olaraq 20 və 27meV-dir.

EXISTENCE PSEUDOGAP IN $CdBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ HTSC MATERIALS

V.M.ALIEV

The temperature dependence of additional conductivity $\Delta\sigma$ in ceramic $CdBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ HTSC material has been analyzed. IT has been established the high-temperature part of additional conductivity has been described well by the $\Delta\sigma=A(1-T/T^*)\exp(\Delta^*/T)$ relation. On basic of the $\Delta^*(T)=Q(T_{sq}-T)^{1/2}$ relation the Δ^* values of pseudogap at $T=275K$ and $T=252K$ have been estimated; these parameters at indication temperatures have equality to 20 and 27 meV, correspondingly.

Редактор: А.Исаев

УДК 621.315.592

**ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА $Pb_{1-x}Mn_xTe$, СОДЕРЖАЩЕГО
ИЗБЫТОЧНЫЕ АТОМЫ ТЕЛЛУРА**

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

*Институт Физики НАН Азербайджана,
AZ1143, г. Баку, пр. Г. Джавида, 33
bagieva-gjulandam@rambler.ru*

поступила: 12.12.2011
принята к печати: 06.01.2012

РЕФЕРАТ

Избыточные атомы теллура в $Pb_{1-x}Mn_xTe$ ($x=0,04$) при малых концентрациях ($0,005 \div 0,01$ ат. %), в основном, действуют как акцепторные примесные центры, а при концентрациях 0,05 ат. % и выше, располагаясь в вакансиях подрешетки свинца, образуют антиструктурные дефекты и уменьшают концентрацию дырок.

ключевые слова: твердый раствор, валентная зона, подрешетка, анти-структурный дефект, вакансия.

Халькогениды свинца, в том числе $PbTe$, кристаллизуются со значительными отклонениями от стехиометрии, что обуславливает наличие большого количества электрически активных собственных дефектов (вакансий в подрешетках свинца или халькогена). Поэтому введением избыточных атомов металла или халькогена можно варьировать концентрацию носителей тока в кристаллах этих соединений. Кроме того, в $PbTe$ эффективные массы вблизи L-экстремумов валентной зоны изменяются приблизительно пропорционально ширине запрещенной зоны при вариациях температуры, давления и состава твердого раствора, что обуславливает, в частности, значительную температурную зависимость эффективных масс. Определенный интерес представляют и твердые растворы на основе $PbTe$, в частности, $Pb_{1-x}Mn_xTe$. Интерес к данному твердому раствору вызван его достаточно высокими термо- и фотоэлектрическими свойствами и возможностью управления свойствами этих материалов с помощью магнитного поля [1-3].

В [4] исследовано влияние дополнительно введенного избыточного теллура (до 0,1 ат. %) на электрические свойства монокристаллов $PbTe$. Показано, что избыточные атомы теллура в $PbTe$, играя роль акцепторов, дают дополнительные дырки в валентной зоне.

Для получения информации о роли структурных дефектов и механизма действия избыточного теллура на электрические свойства монокристаллов $Pb_{1-x}Mn_xTe$ в данной работе выращены и исследованы электрические свойства этого соединения, содержащего дополнительно введенный избыточной теллур в количестве до 0,5 ат. %. Монокристаллы $Pb_{1-x}Mn_xTe$ ($x=0,04$) с избытком теллура (до 0,5 ат. %) были выращены методом Бриджмена. Режимы синтеза и выращивания монокристаллов соответствовали режимам, приведенным в [1], монокристалличность слитков подтверждена рентгеновским методом. Из монокристаллических слитков на электроэрозионной установке для исследования вырезались образцы в виде прямоугольных параллелепипедов размерами $3 \times 6 \times 12$ мм. Удаление нарушенного слоя, образующегося на поверхности образцов при резке, осуществлялось химическим травлением. Электрические параметры измеряли вдоль длины образца (слитка) в интервале температур $77 \div 300$ К методом, указанным в [5]. Результаты измерений представлены на Рис.1. Видно, что электропроводность σ образца стехиометрического (синтезированного из стехиометрической шихты) кристалла $Pb_{0,96}Mn_{0,04}Te$ до ~ 210 К с температурой

медленно растет, т.е. обладает полупроводниковым характером $\sigma(T)$. При $T > 210\text{K}$ с ростом температуры σ падает. В области температур, в которой $\sigma(T)$ носит полупроводниковый характер, $R(T)$ с температурой медленно падает, т.е. также носит полупроводниковый характер. Избыточные атомы теллура до 0,01ат.% приводят к росту значения электропроводности в ~ 30 раз при 77К, а $\sigma(T)$ и $R(T)$ образца с 0,01ат.% Те обладает металлическим характером. Дальнейший рост концентрации избыточного теллура до 0,1ат.% в образцах сопровождается существенным уменьшением значения σ при $\sim 77\text{K}$ ($\sim 4\div 5$ раз по сравнению со стехиометрическим образцом) и восстановлением полупроводникового характера $\sigma(T)$ и $R(T)$ в определенном интервале температур. Значение электропроводности образца с 0,5ат.% избыточного Те при 77К ~ 2 раза превышает значение σ стехиометрического образца, а характер $\sigma(T)$ этого образца - металлический.

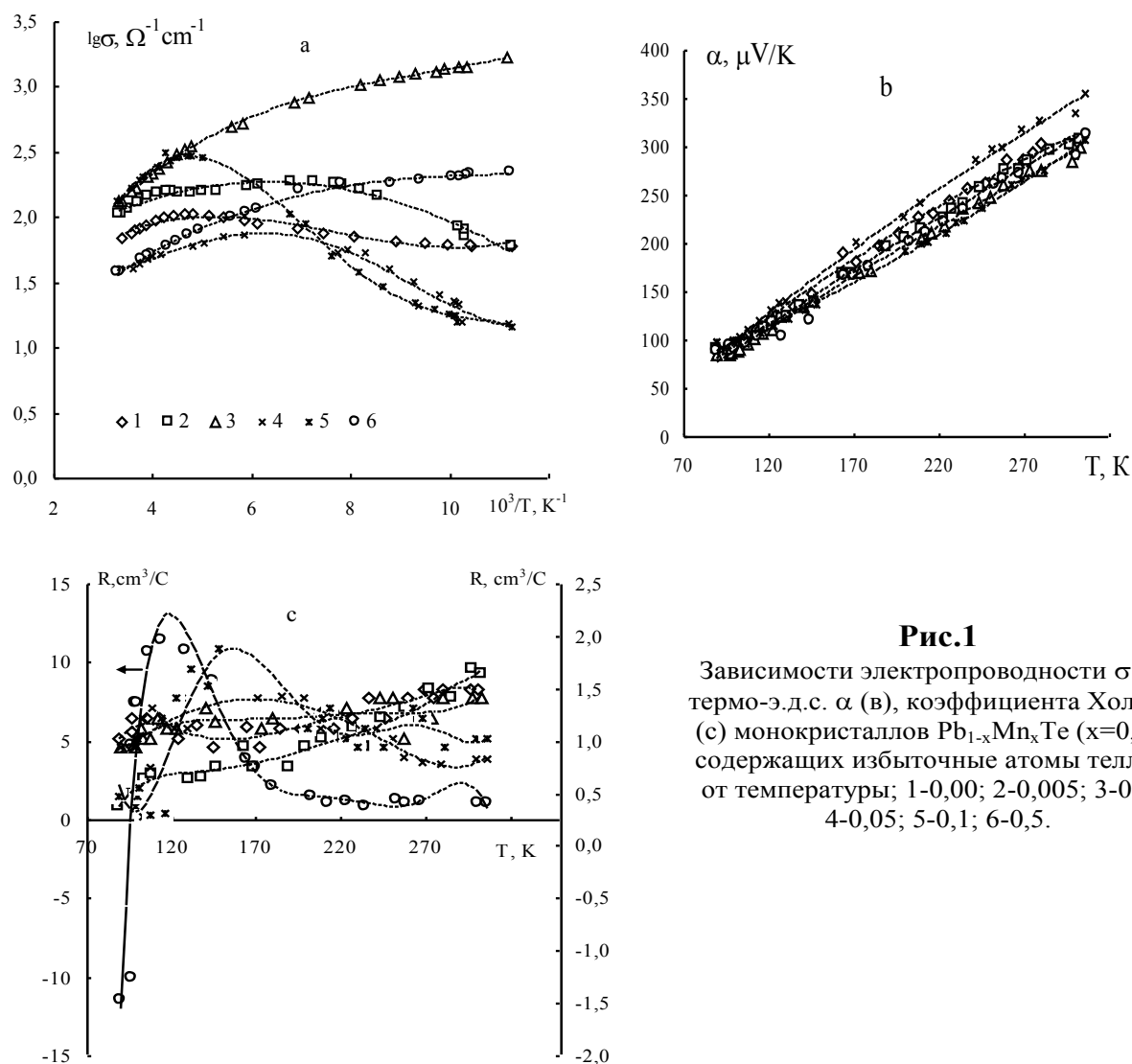


Рис.1

Зависимости электропроводности σ (а), термо-э.д.с. α (в), коэффициента Холла R (с) монокристаллов $\text{Pb}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ ($x=0.04$), содержащих избыточные атомы теллура от температуры; 1-0,00; 2-0,005; 3-0,01; 4-0,05; 5-0,1; 6-0,5.

Халькогениды свинца, в том числе PbTe , характеризуются существованием второй валентной зоны (зоны тяжелых дырок) с относительно большой эффективной массой и тем, что это соединение кристаллизуется со значительным отклонением от стехиометрии. В PbTe кроме главного L -экстремума валентной зоны имеется второй дополнительный максимум в точке Σ [6]. Энергетический зазор между краями тяжелых и легких дырок при низких температурах равен $\sim 0,17\text{эВ}$. С ростом температуры ширина запрещенной зоны уменьшается, а зазор

между двумя максимумами уменьшается с температурой приблизительно с той же скоростью. При температуре $\sim 450K$ Σ -экстремум в $PbTe$ имеет ту же энергию, что и L -экстремум, а при более высоких температурах край валентной зоны определяется Σ -экстремумом, энергетическая щель становится не прямой и не зависит от температуры. Поэтому эффективные массы дырок вблизи L -экстремумов изменяются приблизительно пропорционально ширине запрещенной зоны при вариация температур, что обуславливает значительную температурную зависимость эффективных масс (от $77K$ до $400K$ в ~ 2 раза) и, вследствие этого, коэффициента термо-э.д.с. Подобная структура валентной зоны сохраняется и в соединениях $Pb_{1-x}Mn_xTe$ [2]. При этом, концентрация атомов Mn в $PbTe$ влияет на E_g подобно температуре [1,2], т.е. с ростом концентрации Mn в соединении E_g увеличивается.

В силу того, что $PbTe$ кристаллизуется со значительным отклонением от стехиометрии и вакансии в подрешетках свинца и теллура электроактивные (вакансия халькогена, т.е. избыток атомов свинца дает 2 электрона, а вакансия свинца, т.е. избыток атомов теллура – 2 дырки) концентрация носителей тока в кристаллах $PbTe$ и $Pb_{1-x}Mn_xTe$, в первую очередь, определяется отклонением состава от стехиометрии.

Можно принимать, что малые концентрации избыточного теллура (до $\sim 0,01\text{ат.}\%$) распределяются в $Pb_{0,96}Mn_{0,04}Te$ равномерно и создают примесные акцепторные центры и новые носители тока (дырки), что приводит к росту электропроводности и металлическому характеру $\sigma(T)$ и $R(T)$. При дальнейшем увеличении концентрации избыточного теллура (выше $0,01\text{ат.}\%$), часть из них располагается в вакансиях подрешетки свинца, т.е. образуются антиструктурные дефекты (атомные радиусы Pb и Te соответственно равны $1,75$ и $1,70\text{\AA}$). Этот процесс приводит к уменьшению концентрации дырок, обусловленных как избыточным теллуром, так и вакансиями в подрешетке свинца. Вследствие этого σ образцов уменьшается и на кривых зависимостях $\sigma(T)$ и $R(T)$ обнаруживаются участки с полупроводниковым характером, связанные с акцепторными центрами с концентрацией $\sim 10^{18}\text{см}^{-3}$ [7,8]. Продолжение роста концентрации избыточного теллура сопровождается дальнейшим уменьшением концентрации дырок, обусловленных вакансиями в подрешетке свинца, превалированием электронной проводимости и инверсией знака коэффициента Холла при $\sim 77K$ в случае образца с $0,5\text{ат.}\%$ Te . С ростом температуры происходят ионизация вышеуказанных акцепторных центров, превалирование дырочной проводимости, изменение знака коэффициента Холла от отрицательного к положительному.

Таким образом, выяснено, что механизм действия избыточных атомов теллура на электрические свойства монокристаллов $Pb_{1-x}Mn_xTe$ подобен таковому для монокристаллов $PbTe$ [4]. Избыточные атомы теллура при малых концентрациях, в основном, действуют как акцепторные примесные центры, а при относительно больших концентрациях (при и выше $0,05\text{ат.}\%$), преимущественно располагаясь в вакансиях подрешетки свинца, образуют антиструктурные дефекты и уменьшают концентрацию дырок.

1. З.Ф.Агаев, Э.А. Аллахвердиев, Г.М.Муртузов, Д.Ш.Абдинов, *Выращивание и электрические свойства кристаллов твердых растворов $Pb_{1-x}Mn_xTe$, Неорганич. материалы*, **39** (2003) 543-545.
2. И.И.Засавицкий, Л.Ковальчик, Б.Н.Мацонашвили, А.В.Сазонов, *Фотолюминесценция полумагнитных полупроводников типа $A^{IV}B^{VI}$, ФТП*, **32** (1988) 2118-2123.

3. I.R.Nuriyev, R.M.Sadiqov, M.B.Hajiyev, *Research of surface of $Pb_{1-x}Mn_xTe(Se)$ epitaxial films in correlation with electrophysical properties*, *Fizika*, **XVI** (2010) 79-81.
4. Г.З.Багиева, Н.Б.Мустафаев, Г.Д.Абдинова, Д.Ш.Абдинов, *Электрические свойства монокристаллов $PbTe$ с избытком теллура*, *ФТП*, **45** (2011) 1446-1449.
5. А.С.Охотин, А.С.Пушкарский, Р.П.Боровикова, В.А.Симонов, *Методы измерения характеристик термоэлектрических материалов и преобразователей*, М.: «Наука», (1974) 168.
6. С.А.Немов, Ю.И.Равич, *Примесь таллия в халькогенидах свинца: методы исследования и особенности*, *УФН*, **168** (1998) 817-842.
7. Н.Б.Мустафаев, Г.З.Багиева, Г.А.Ахмедова, З.Ф.Агаев, Д.Ш.Абдинов, *Неоднородность электрических свойств монокристаллов $PbTe$ в направлении роста*, *ФТП*, **43** (2009) 149-151.
8. Г.А.Ахмедова, Г.З.Багиева, З.Ф.Агаев, Д.Ш.Абдинов, *О природе глубоких акцепторных уровней в запрещенной зоне неотожжженных образцов монокристаллов $PbTe$* , *ФТП*, **43** (2009) 1456-1459.

ARTIŖ TELLUR ATOMLARINA MALİK $Pb_{1-x}Mn_xTe$ -un ELEKTRİK XASSƏLƏRİ

G.Z.BAĖIYEVA, G.C.ABDINOVA, N.B.MUSTAFAYEV, V.V.YUSIFOV, C.Ş.ABDINOV

Göstərilmişdir ki, $Pb_{1-x}Mn_xTe$ ($x=0,04$)—da stexiometriyadan artıq tellur atomları $0,005\pm 0,01at.\%$ -də akseptor mərkəzləri yaradaraq dəşiklərin konsentrasiyasını artırır, $0,05at.\%$ və yuxarı konsentrasiyalarda isə qurğuşun altqəfəsi vakansiyalarında yerləşərək, antistuktur defektlər əmələ gətirir və dəşiklərin konsentrasiyasını azaldır.

ELECTRICAL PROPERTIES of $Pb_{1-x}Mn_xTe$ CONTAINING EXCESS TELLURIUM ATOMS

G.Z.BAGIYEVA, G.D.ABDINOVA, N.B.MUSTAFAYEVA, V.V.YUSIFOV, D.Sh.ABDINOV

Excess tellurium atoms in $Pb_{1-x}Mn_xTe$ ($x=0,04$) at small concentration ($0,005\pm 0,01at.\%$) basically operated as acceptor impurity centers and at concentration $0,05at.\%$ and above setting in vacancies of led sub-lattice form antistructural defects and reduce hole concentration.

Редактор:Г.Аждаров

ЭЛЕКТРОРАЗРЯДНАЯ ОБРАБОТКА ПРИРОДНОГО ОДНОФАЗНОГО АДСОРБЕНТА ДЛЯ ОЧИСТКИ СТОЧНЫХ ВОД

**А.М.ГАШИМОВ, Д.М.ГАНБАРОВ*, К.Б.ГУРБАНОВ, И.Г.ЗАКИЕВА,
М.А.ГАСАНОВ**

Институт Физики НАН Азербайджана

AZ 1143, Баку, пр.Г.Джавида 33

*Институт Химических проблем НАН Азербайджана**

AZ 1143, Баку, пр.Г.Джавида 29

magerram-hasanov@rambler.ru

поступила 12.12.2011

принята к печати 06.01.2012

РЕФЕРАТ

В статье приводятся результаты исследований процесса очистки сточных вод мыловаренных цехов с применением электроразрядного воздействия. Показано, что применение воздействия

Ключевые слова: природный однофазный адсорбент, шабазит, цеолиты, адсорбер, барьерный разряд

электрического разряда барьерного типа значительно повышает эффективность адсорбционной очистки сточных вод.

ВВЕДЕНИЕ

Адсорбционные процессы очистки воды широко используются в химической промышленности и других отраслях техники. Перспективность адсорбционного метода, потребность практики требуют изучения возможностей дальнейшей интенсификации адсорбционных процессов, создания средств управления ими в ходе проведения технологических операций. Одним из таких средств управления является воздействие на протекание адсорбционного процесса электрических разрядов. Эффективность воздействия электрического разряда на адсорбционные процессы определяется не только возможностью управления, но и другими преимуществами, которыми обладает электрический разряд: возможностью прямого вмешательства в протекание адсорбционного процесса, малой энергоемкостью, экономичностью, технологичностью [1-5].

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Важным этапом в разработке эффективных методов очистки питьевой воды, а также промышленных сточных вод, является изыскание новых зернистых фильтрующих материалов. Обычно в практике для очистки воды от суспендированных частиц главным образом используется кварцевый песок диаметром 0,5÷2мм. Однако кварцевый песок дефицитен, отличается сравнительно высокой стоимостью и низкой грязеемкостью. Проведенными исследованиями показано, что кварцевый песок может быть с успехом заменен природным однофазным адсорбентом, который по своим физико-техническим показателям не только уступает, но по некоторым параметрам превосходит кварцевый песок [6,7].

Одним из наиболее важных качеств фильтрующих материалов является механическая прочность. По твердости цеолит уступает кварцевому песку [7], по шкале Мооса твердость кварцевого песка составляет 6÷7 баллов, а цеолита 3,5÷4 балла. Большим преимуществом цеолитов перед другими фильтрующими материалами является значительная пористость, которая обуславливает высокие гидродинамические свойства цеолита в водоочистных фильтрах. При загрузке в очистительные адсорберы дробленого цеолита, частицы которого имеют неправильную форму, образуется большое межзерновое пространство

($0,53 \div 0,67 \text{ мкм}$). Именно с этим, по видимому, связана большая по сравнению с кварцевым песком грязеемкость, которая для цеолита составляет $10 \div 12 \text{ кг/м}^2$. Найдено, что цеолитовые фильтры обеспечивают очистку воды не только от грубозернистых и взвешенных веществ, но и от коллоидных частиц минерального и органического происхождения [8]. На основании результатов, полученных при исследовании фильтрующей способности цеолита, выявлены следующие преимущества этой загрузки по сравнению с кварцевым песком: большая пористость и грязеемкость фильтрующего слоя, более длительный цикл работы.

В представленной работе применялся адсорбционный способ одновременной очистки сточных вод мыловаренных цехов с использованием воздействия электрических разрядов.

Адсорбентом служил природный шабазит, марки $\text{Na}_2\text{O} \cdot \text{Al}_2\text{O}_3 \cdot 4,4\text{SiO}_2 \cdot 3,5\text{H}_2\text{O}$ Товузского месторождения (Азербайджан). Природные шабазиты представляют собой сравнительно дешевые и доступные микропористые тела, которые находят все возрастающее применение на практике. В экспериментах шабазит предварительно подвергался термообработке с вакуумированием при температуре $T=700^\circ\text{C}$ в течение 5 часов. Принципиальная электрическая схема обработки адсорбентов электрическим разрядом барьерного типа представлена на Рис.1.

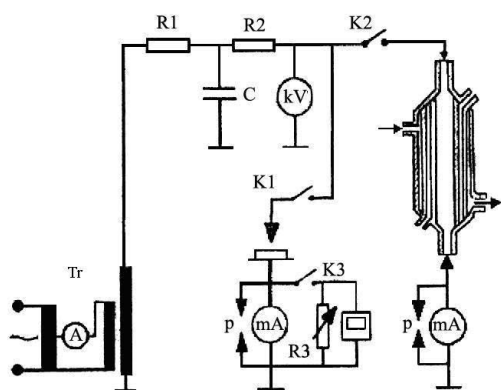


Рис.1.

Принципиальная электрическая схема.

Основным узлом установки является адсорбер с адсорбентом, через который пропусклась очищенная фракция воды. Ниже представлена принципиальная технологическая схема установки.

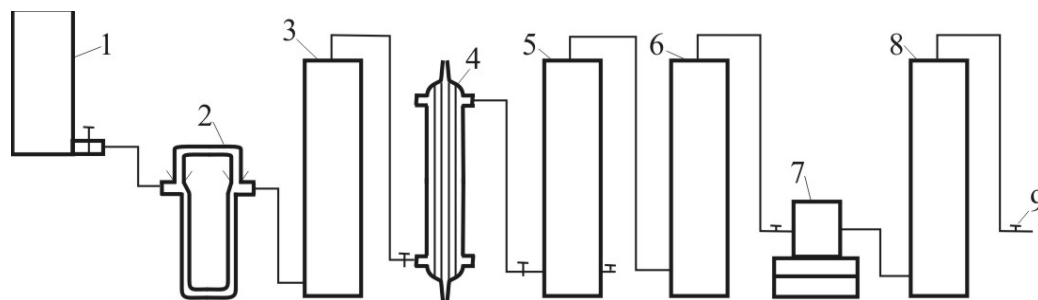


Рис. 2.

Технологическая установка для очистки сточных вод полимерной промышленности. 1 - объем для воды, 2- реометр, 3- отстойник, 4- озонатор, 5-реактор, 6- реактор, 7- насос, 8- отстойник, 9 - вентили.

Перед процессом адсорбционной очистки воды проводилась предварительная обработка адсорбента, которая заключается в воздействии электрического разряда на адсорбент с целью его активации. Предварительная разрядная электрообработка адсорбентов проводилась в следующих режимах: величина приложенного напряжения 17 кВ , средний ток 80 мкА .

Результаты адсорбционной очистки сточных вод природным шабазитом после предварительной обработки приведены в Таблице 1.

Таблица 1

Результаты химического анализа проб сточных вод.

ПОКАЗАТЕЛИ	Исходная	Необработанная	Предварительно обработанный адсорбент
рН	7,5	7	6,5
Взвешенные частицы, мг/л	100	100	2
БПК, мг/л	210	70	20
ХПК, мг/л	150	84	20
NH ₄ , мг/л	50	25	0,68

Из приведенных данных следует, что ионы NH₄ полностью извлечены и, одновременно, удалены и взвешенные частицы.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Для решения задачи интенсификации сорбционных процессов с помощью электрических полей и разрядов необходимо изучение механизма изменений в природных однофазных адсорбентах, подвергшихся электрическим воздействиям. Нами было выдвинуто предположение, что причиной увеличения адсорбционной способности природных пористых адсорбентов под влиянием электрического поля является образование заряженного состояния на поверхности или в объеме. Для выявления заряженного состояния в природных однофазных адсорбентах был использован метод термостимулированной релаксации (ТСР), широко применяющийся при изучении релаксации электрического заряда в полимерных пленках и других диэлектрических материалах [9]. Метод ТСР состоит в том, что исследуемый образец заряжают в электрическом поле (с помощью поляризации, коронного разряда, электронной бомбардировки и т.д.), а затем его разряжают путем закорачивания на токорегистрирующий прибор, одновременно нагревая с постоянной скоростью. По полученной кривой тока разряда в функции времени или температуры судят о состоянии материала образца.

В качестве образца в экспериментах использовался природный однофазный шабазит в виде тонкооскольчатой стекловатой массы, в которую погружены реликтовые (кластогены) минералы. Основная масса – мелкозернистый стекловатый минерал, представлен регульчатыми и серповидными формами. Перед использованием шабазит измельчается в порошок, высушивается и используется в виде таблеток, цилиндра или же в виде сферы. Для получения гранул в виде таблеток, цилиндров в качестве связующего в увлажненный шабазитовый порошок добавляют глину, главным образом, аморфный каолит. В некоторых случаях в качестве связующего используют и металлические порошки. Установлено, что под влиянием высоких температур и давлений порошок природного адсорбента может прессоваться в таблетки, которые после прокалки обладают достаточно высокой механической прочностью и активностью. Предварительно, перед использованием шабазита, проводилась его термообработка при T=700°C с одновременным вакуумированием в течение 5 часов, а образцы подвергались обработке электрическим разрядом коронного или барьерного типа. Затем на поверхности таблетки адсорбента с двух противоположных сторон методом вакуумного термического напыления наносились алюминиевые электроды $\varnothing=4$ мм, толщина напыленного слоя $\Delta=(5\div 6)$ мкм. Образец устанавливался в специальном нагревательном устройстве между токосъемными элементами из нержавеющей стали.

Эксперимент методом ТСР осуществлялся путем нагрева образца от комнатной температуры до 1000°C с постоянной скоростью $2^{\circ}/\text{мин}$ с одновременной записью кривой тока релаксации в функции температуры (и времени) на двухкоординатном самописце с усилителем. Линейность нагрева обеспечивалось специальным электронным устройством.

На Рис.3 представлена установка для электризации образцов.

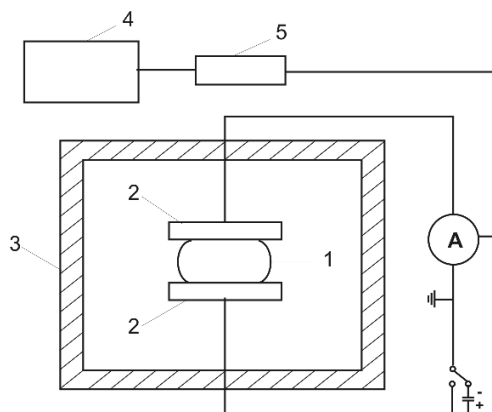
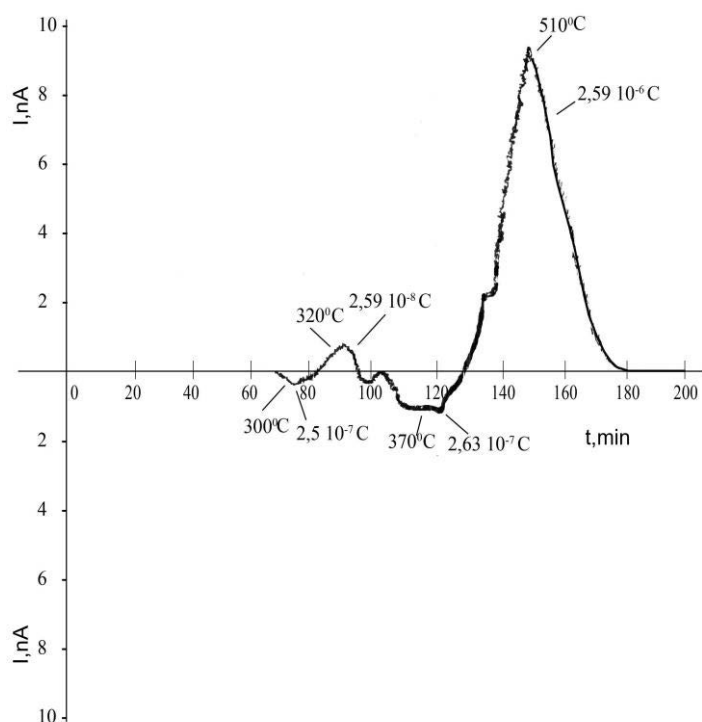


Рис.3

Установка для электризации образца: 1- образец, 2 – электроды, 3 – термостат, 4 – регулятор температуры, 5 – двухкоординатный самописец.

Перед началом каждого эксперимента образец закорачивался на время ($5 \div 10\text{с}$), после чего включалась измерительная установка и снималась кривая тока ТСР.



На Рис.4 представлена типичная кривая тока ТСР в функции температуры для образцов шабазита, обработанных барьерным разрядом на переменном напряжении. Наличие четырех пиков на кривой тока ТСР свидетельствует о высокотемпературных (300°C , 320°C , 370°C , 510°C) релаксациях электрического заряда в образце. Соответствующие заряды составляют: $Q_1=7,5 \cdot 10^{-8}$ Кл, $Q_2=7,5 \cdot 10^{-8}$ Кл, $Q_3=2,6 \cdot 10^{-7}$ Кл, $Q_4=2,5 \cdot 10^{-6}$ Кл

Рис.4.

Зависимость тока термостимулированной релаксации цеолита от длительности процесса

Площадь, заключенная под кривой тока ТСР в функции времени, соответствует суммарному заряду, релаксируемому в образце. Таким образом, совокупность выше перечисленных факторов способствуют повышению адсорбционной способности шабазита.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты проведенных исследований показали, что при воздействии электрическим разрядом на адсорбенты значительно повышается адсорбционная способность адсорбента, способствуя, тем самым, повышению эффективности очистки сточных вод. Указанный эффект связан с образованием заряженного состояния в адсорбенте.

Таким образом, методом термостимулированной релаксации показано, что воздействие электрических полей и разрядов на природный однофазный пористый адсорбент шабазит типа $\text{Na}_2\text{O} \cdot \text{Al}_2\text{O}_3 \cdot 4,4\text{SiO}_2 \cdot 3,5\text{H}_2\text{O}$ приводит к появлению в нем заряженного состояния. Электрообработка адсорбентов расширяет область применения природного адсорбента в различных технологических процессах. Выявлены физические способы улучшения адсорбционного свойства однофазного природного шабазита.

Разработанная в работе методика позволила экспериментально установить факт интенсификации адсорбционных процессов при указанных воздействиях, проявляющийся в изменении избирательности адсорбентов по отношению к разным компонентам и их максимальной адсорбционной способности.

1. A.M.Həşimov, K.B.Qurbanov, M.Ə.Həsənov, İ.H.Zəkiyeva, *Sənaye tullantı sularının təmizlənməsi proseslərində yeni elektrofiziki üsullar*, *Transactions of Azerbaijan Academy of Sciences, Series of Physical-mathematical and Technical sciences, Physics and Astronomy*, **XXIV** № 2 (2004) 81-83.
2. А.М.Гашимов, В.А.Алиев, К.Б.Гурбанов, М.А.Гасанов, *Электроразрядная обработка цеолитов для очистки сточных вод*, *Физика и химия обработки материалов*, Москва, № 2 (2005) 86-89.
3. М.А.Гасанов, А.М.Гашимов, К.Б.Гурбанов, Р.Н.Мехтизаде, *Использование клиноптилолита при обесфторивании воды под воздействием электрического разряда*, *Электронная обработка материалов*, Молдавия, №2 (2006) 71-75.
4. М.А.Гасанов, *Третичная очистка сточных вод при воздействии электрическим разрядом*, *Проблемы энергетики*, № 3 (2004) 58-61.
5. Е.С.Ерматов, *Радиационно-стимулированная адсорбция*, *Издательство: Наука; Алма-Ата*, (1973) 224
6. И.С.Бабаев, *Вопросы комплексного использования и охраны водных ресурсов», Труды Азерб. НИИ водных проблем Баку*, **XIII** (1979) 191.
7. Ю.И.Тарасевич, Г.Г.Руденко, В.А.Кравченко, В.Е.Поляков, *Химия и Технология Воды, Физико-химические свойства Закарпатского цеолита и его применение в качестве фильтрующего материала при очистке воды*, **1** (1979) 345.
8. И.С.Бабаев, *Применение природных цеолитов в технологических процессах очистки воды*, *Труды Азерб. НИИ водных проблем Баку*, **XII** (1978) 104.
9. Г.Сеслера, *Электреты*, М.: Мир, (1983) 487.

ELEKTRİK QAZ BOŞALMALARININ TƏSİRİ ŞƏRAİTİNDƏ TULLANTI SULARIN TƏMİZLƏNMƏSİNDƏ BİR FAZALI TƏBİİ ADSORBENTİN TƏTBİQİ

A.M.HƏŞİMOV, D.M.QƏNBƏROV, K.B.QURBANOV, İ.H.ZƏKIYEVA, M.Ə.HƏSƏNOV

Məqalədə sabun istehsalında əmələ gələn tullantı suların bir fazalı təbii asorbentlər vasitəsilə təmizlənməsi üzrə yeni texnoloji proses təklif olunmuşdur. Tədqiqatın nəticələri qazboşalmalarının təsirlərindən istifadə etməklə absorbsiya üsulunun tətbiq edilməsinin effektivliyini təsdiq etmişdir.

A.M.GASHIMOV, D.M.QANBAROV, K.B.QURBANOV, I.G.ZAKIYEVA, M.A.GASANOV

The results of research of wastewater treatment plants with soap-electric effect have been presented. It has been shown that using othe electric discharge effect of barrier type has been led to the significant increasing adsorption refining efficiency of wastewater.

Редактор: А.Гарибов

OUT 77.22Ch

PARABOLİK POTENSIALLI KVANT MƏFTİLLƏRİNDƏ DIELEKTRİK FUNKSIYA

X.A.HƏSƏNOV

*Azərbaycan MEA-nın Fizika İnstitutu
AZ 1143, Bakı şəh., H.Cavid pr., 33
xanlar@physics.ab.az*

Daxil olub: 05.12.2011
Çapa verilib: 16.03.2012

REFERAT

Məqalədə cırılmış elektron qazı üçün kvant məftillərində dielektrik funksiyanın analitik ifadəsi tapılmışdır

Açar sözlər: kvant məftil, dielektrik funksiya

Dielektrik funksiya aşağıdakı düsturla təyin olunur [1]

$$\varepsilon(q) = 1 + M_{ee}(q)\Pi(0), \quad (1)$$

burada $\Pi(0)$ - polyarizasiya operatorudur

$$\Pi(0) = \int \rho(\varepsilon) f_0(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (2)$$

$M_{ee}(q)$ - elektron-elektron kulon qarşılıqlı təsirin matrisa elementidir, $\rho(\varepsilon)$ - elektronların hal sıxlığı, $f_0(\varepsilon)$ - Fermi paylanma funksiyasıdır.

Bilirik ki, kvant məftillərində kvazibirölçülü cırılmış elektron qazının enerji spektri və dalğa funksiyası aşağıdakı kimi təyin edilir [2].

$$\varepsilon_\alpha = (N + M + 1)\hbar\omega_0 + \frac{(\hbar k)^2}{2m}, \quad (3)$$

$$\varphi_{N,M,K}(x, y, z) = \frac{1}{\sqrt{L}} e^{ikz} \varphi_M(y) \varphi_N(x) \quad (4)$$

$$\varphi_N(x) = \frac{1}{\sqrt[4]{\pi R_0^2}} \cdot \frac{1}{\sqrt{2^N N!}} e^{-\frac{x^2}{2R_0^2}} H_N\left(\frac{x}{R_0}\right) \quad (5)$$

$$\varphi_M(y) = \frac{1}{\sqrt[4]{\pi R_0^2}} \cdot \frac{1}{\sqrt{2^M M!}} e^{-\frac{y^2}{2R_0^2}} H_M\left(\frac{y}{R_0}\right) \quad (6)$$

burada $R_0 = \sqrt{\frac{\hbar}{m\omega_0}}$ - ossilyator uzunluğu, $H_N\left(\frac{x}{R_0}\right)$, $H_M\left(\frac{y}{R_0}\right)$ - Ermit polinomları, $\alpha = \{N, M, k\}$ - elektronun halını xarakterizə edən kvant ədədləridir. Məftil z oxu istiqamətində yönəlmişdir.

Kvant məftilində elektron qazının hallar sıxlığının aşağıdakı ifadəsindən istifadə edərək

$$\rho(\varepsilon) = \frac{1}{\pi\hbar} \sqrt{2m(\varepsilon - \hbar\omega_0)} \quad (7)$$

polyarizasiya operatoru üçün alırıq

$$\Pi(0) = \frac{1}{\pi\hbar} \sqrt{\frac{2m}{k_0 T}} F_{-\frac{1}{2}}(\eta - \hbar\omega_0) \quad (8)$$

burada $F_{-\frac{1}{2}}(\eta)$ - Fermi inteqralıdır[3], k_0 - Boltsman sabiti, η - gətirilmiş kimyəvi potensialdır.

İndi elektron-elektron qarşılıqlı təsirin matris elementini hesablayaq.

$$M_{es}(q) = \frac{e^2}{\chi} \iint \frac{\varphi_{a1}(\vec{r}_1) \varphi_{a2}(\vec{r}_2)}{\vec{r}_1 - \vec{r}_2} d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 \quad (9)$$

Aşağıda fərz olunur ki, $N = M = 0$ yəni, kvant limit halına baxırıq.

İnteqralları ifadədə (4) – (6) funksiyaları yerinə yazıb, əvəzləmələr aparaq

$$\vec{r}_1 - \vec{r}_2 = \vec{r} \quad \vec{r}_1 + \vec{r}_2 = \vec{R} \quad (10)$$

$\vec{R}$ dəyişəninə görə inteqrallama asanlıqla aparılır və nəticədə alırıq

$$M_{ee}(q) = \frac{2e^2}{\pi R_0^2 L^2 \chi} \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} \int_0^\infty \frac{\exp\left(iz - \frac{x^2 + y^2}{2R_0^2}\right)}{r} d\vec{r} \quad (11)$$

Sonuncu inteqralda $L=\infty$ (yəni məftilin uzunluğunu makroskopik) qəbul edib, z - dəyişəninə görə inteqrallayaq :

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(iz)}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} dz = 2 K_0(q\sqrt{x^2 + y^2}) \quad (12)$$

burada $K_0(q\sqrt{x^2 + y^2})$ - ikinci növ modifikasiya olunmuş Bessel funksiyasıdır.

Nəhayət (9) inteqralında polyar koordinatlara keçsək, natamam gamma-funksiya ilə ifadə olunan inteqral alırıq:

$$\int_0^\infty \exp\left(-\frac{r^2}{2R_0^2}\right) K_0(qr) r dr = \frac{1}{2} R_0^2 e^{-\frac{q^2 R_0^2}{2}} \Gamma\left(0, \frac{q^2 R_0^2}{2}\right) \quad (13)$$

burada $\Gamma(0, x)$ - natamam Qamma – funksiyadır [4].

Beləliklə electron-elektron qarşılıqlı təsirin matris elememnti üçün analitik ifadə alırıq

$$M_{ee}(q) = \frac{e^2}{\chi} \exp\left(\frac{1}{2} q^2 R_0^2\right) \Gamma\left(\frac{0,1}{2} q^2 R_0^2\right) \quad (14)$$

İndi (14) və (8) ifadələrini dielektrik funksiyanın (1) ifadəsində yerinə yazsaq, alırıq

$$\varepsilon(q) = 1 + \frac{e^2}{\pi \hbar \chi} \sqrt{\frac{2m}{k_0 T}} \exp\left(\frac{1}{2} q^2 R_0^2\right) \Gamma\left(\frac{0,1}{2} q^2 R_0^2\right) F_{\frac{1}{2}}(\eta - \hbar \omega_0) \quad (15)$$

Sonuncu ifadə müxtəlif səpilmə mexanizmlərində ekranlaşmanı nəzərə almaq üçün istifadə olunur[2].

1. T.Ando, A.Fowler, F.Stern, *Electronic properties of two-dimensional systems*, Rev. Mod. Phys., **34** (1982). Т.Андо, А.Фаулер, Ф.Стерн, *Электронные свойства двумерных систем*, Москва, “Мир”, (1985) 415.
2. X.A.Гасанов, Подвижность электронов в квантовой проволоке, BDU xəbərləri. Fizika-riyaziyyat elmləri seriyası, №1 (2010) 163-166.
3. Б.М.Аскеров, *Электронные явления переноса в полупроводниках*. Москва, “Наука”, (1985) 318.
4. *Справочник по специальным функциям*, под ред. М.Абрамовица и И.Стиган, Москва, “Наука”, (1979) 830.

THE DIELECTRIC FUNCTION OF QUANTUM WIRE WITH PARABOLIC POTENTIAL

Kh.A.HASANOV

In this paper has been found analytical expression of dielectric function of degenerated electron gaz in quantum wire.

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ФУНКЦИЯ КВАНТОВОЙ ПРОВОЛОКИ С ПАРАБОЛИЧЕСКИМ ПОТЕНЦИАЛОМ

X. A. ГАСАНОВ

В статье найдено аналитическое выражение диэлектрической функции вырожденного электронного газа в квантовой проволоке.

Редактор:Г.Ибрагимов

HD223385 (6 CAS A3Ia) ULDUZU ATMOSFERİNDƏ DƏYİŞKƏNLİKLƏRİN TƏDQIQI

Y.M.MƏHƏRRƏMOV, İ.M.MƏMMƏDOVA, Ə.Ş.BALOĞLANOV

*N. Tusi adına Şamaxı Astrofizika Rəsədxanası
AZ 372 243, Şamaxı şəh.
y_meherremov@rambler.ru*

поступила 12.12.2011
принята к печати 06.01.2012

REFERAT

6 Cas ulduzunun spektrlərində H_α , H_β , SiII, HeI, NaI və FeII xətləri profillərinin struktur dəyişkənliyi, şüa sürəti və spektral parametrlərin dəyişmələri tədqiq olunmuşdur. Müəyyən edilmişdir ki, qeyd olunan xətlərdə şüa sürətləri və spektral parametrlərin qiymətləri zamana görə dəyişir. H_α və H_β xətləri profillərindəki dəyişkənliklər xüsusi maraq doğurur

Açar sözlər: İfratnəhəng ulduzlar, absorbsiya, spektral parametrlər.

GİRİŞ

İfratnəhənglər böyük kütləyə, geniş örtüyə və yüksək işıqlığa malik olan ulduzlardır. Məhz bu xüsusiyyətlər onların atmosferlərini qeyri-stasionar edir. 6 Cas ulduzunun radiusu $\sim 200R_\odot$ olduğundan bəzi elmi ədəbiyyatlarda bu ulduza ifratnəhəng deyil, hipernəhəng ulduz deyirlər. Bu hipernəhəng ulduzun atmosferində genişlənmə və digər mexanizmlər - işıqlıq və kütlə itkisi tempinə görə onu ağ ifratnəhənglərlə LBV-s (Luminous Blue Variable Stars) arasında ən çox diqqəti cəlb edən ulduza çevirmişdir. 6 Cas P Cyg tipli ulduzdur və digər belə ulduzlardan fərqli olaraq onun spektrlərində H_α -da udulma (absorbsiya) və şüalanma (emissiya) komponentlərində və həm də H_β xəttində tez-tez dəyişkənliklər müşahidə olunur [1,5].

Qeyd etmək lazımdır ki, H_α xətti həm örtük boyunca, həm də fotosferin yuxarı hissəsindən başlayaraq bütün atmosfer boyu ulduz küləyinin yarandığı üst qatlaradək, H_β xətti isə atmosferin nisbətən dərin qatlarında əmələ gəlir. Bu ulduz üçün xarakterik xüsusiyyət odur ki, H_α xəttinin profilinin absorbsiya hissəsində çox komponentli struktur – diskret absorbsiya komponentləri (DAK) müşahidə olunur [6,9]. 6 Cas-ın H_β xəttində də nəzərəcarpacaq struktur dəyişkənliyi müşahidə olunur, belə ki, xəttin profilinin qırmızı qanadında bəzən zəif emissiya komponenti yaranır və itir. Eyni zamanda bu udulma komponentinin həm bənövşəyi, həm də qırmızı tərəfə böyük sürüşmələri baş verir ki, bunlar da maraqlı müşahidə faktlarıdır. Bundan əlavə H_β profilinin dərinliyinin artıb azalması və xəttin yarım eninin kəskin dəyişmələri müəyyən edilmişdir. H_β xəttində yuxarıda qeyd olunan dəyişkənliklər onu deməyə əsas verir ki, ifratnəhənglərə xas olan ulduz küləyi və pulsasiya prosesi təkcə atmosferin örtüyə yaxın üst qatlarında deyil, atmosferin nisbətən dərin qatlarında da güclü dəyişkənliklər yaradır.

Tədqiqatlar göstərir ki, spektral parametrlər (ekvivalent en- W_λ , kəsilməz spektr səviyyəsində tam en- $\Delta\lambda$, yarım en- $\Delta\lambda_{1/2}$, qalıq intensivliyi - r_v) və Vr- şüa sürətləri ölçmələri ilə ifratnəhəng ulduz atmosferlərində müşahidə olunan hidrogen xətlərinin tədqiqi ulduz atmosferinin fundamental öyrənilməsi üçün tam kifayət etmir. Buna görə də alınmış spektrlərdə ulduz atmosferində müşahidə olunan digər xətlərin tədqiqi də xüsusi əhəmiyyət kəsb edir. Bu məqsədlə 6 Cas hipernəhəng ulduzu atmosferində müşahidə olunan SiII, HeI, NaI və FeII xətləri seçilmiş və işlənmişdir.

Hazırkı məqalədə əsas məqsəd 6 Cas hipernəhəng ulduzu atmosferində müşahidə olunan H_α , H_β , SiII, HeI, NaI və FeII xətlərində şüa sürətləri və bütün spektral parametrlərin dəyişmələrini öyrənməkdən ibarətdir.

2005÷2011-ci illərdə AMEA N.Tusi adına ŞAR-ın 2m-lik teleskopunun Kasseqren fokusunda quraşdırılmış müasir CCD spektrometri vasitəsilə 6 Cas ulduzunun spektrləri alınmışdır [10]. Alınan spektrlər DECH-20 və DECH-20T paket proqramları vasitəsilə işlənmişdir [11]. Şüa sürətləri üçün ölçmə xətası $\pm 2\text{km/s}$, ekvivalent en üçün xəta 7%-dən çox deyil.

Bir çox tədqiqatçıların işlərində ifratnəhəng (o cümlədən 6 Cas) ulduzların atmosferlərində müşahidə olunan xətlər işlənmiş və çoxsaylı ölçmə nəticələri alınmışdır. Lakin bu nəticələr əsasında ulduzların atmosferlərində gedən fiziki proseslərin aşkara çıxarılması və onların interpretasiyası məsələsi tam həll edilməmiş qalır [12-14].

Məlumdur ki, ulduz atmosferlərinin tədqiqi zamanı spektral parametrlər ($\Delta\lambda_{1/2}$, $\Delta\lambda$, W_λ və r_v) əsas rol oynayır. Belə ki, ölçülən bu parametrlər ulduz atmosferində gedən fiziki prosesləri izah edir.

Tədqiqatlar göstərir ki, ifratnəhəng və digər dəyişən ulduzların atmosferləri qeyri-stasionar olsa da zamanın müəyyən intervallarında stasionar hallara çox tez-tez rast gəlinir. Yəni qeyri-stasionar (həm də stasionar) ulduzların atmosferlərində müşahidə olunan xətlərin profilləri üçün struktur cəhətdən və həm də xətlərin spektral parametrlərinin qiymətləri baxımından ən çox rast gəlinən hallar vardır. Çoxsaylı müşahidələr göstərir ki, bəzi xüsusi hallar istisna olmaqla müşahidə olunan xətlərdə spektral parametrlərdəki dəyişmələr ən çox rast gəlinən haldakının müəyyən ətrafında olur və deməli hər bir spektral parametrin dəyişmə oblastı sabit qalır. Belə halda spektral parametrlər üçün bu dəyişmə oblastlarının ən kiçik və ən böyük qiymətləri anlayışı ortaya çıxır. Hər bir spektral parametrin ən kiçik və ən böyük qiymətlərini müəyyənləşdirib onların uyğun *max/min* nisbətlərini hesablasaq tədqiq olunan ulduzların atmosferlərində dəyişkənliklərin xarakterini və mahiyyətini daha yaxşı öyrənmək olar. Xüsusi qeyd edək ki, spektral parametrlərin qiymətləri üçün *max-min* fərqi əvəzinə *max/min* nisbətinə baxılması ortaya çıxacaq xətlərin kiçik rəqəmlə ifadə olunması baxımından əlverişlidir.

Bundan əlavə spektral xətlərin yaranma mexanizmindən məlumdur ki, - məsələn H_α xətti üçün absorbsiya və emissiya komponentlərindən ibarət normal P Cyg tipli profildə onun absorbsiya komponentinin nüvə (aşağı pik) hissəsi, yarımən hissəsi, kəsilməz səviyyədə tam en hissəsi, o cümlədən onun emissiya komponentinin nüvə (yuxarı pik) hissəsi, yarımən hissəsi və kəsilməz səviyyədə tam en hissələri hər biri ayrı-ayrılıqda ulduz atmosferinin (və örtüyün) müxtəlif qatlarında yaranırlar. Ona görə də xəttin eyni zamanda bütün spektral parametrlərini ölçüb dəyişkənliklərin kompleks tədqiqi ulduz atmosferinin təbəqələrində gedən fiziki prosesləri öyrənmək üçün daha əlverişli imkanlar yaradır.

6 Cas ulduzu atmosferində müşahidə olunan H_α və H_β xətləri üçün spektral parametrlərin *max/min* nisbətləri aşağıdakı kimidir [15].

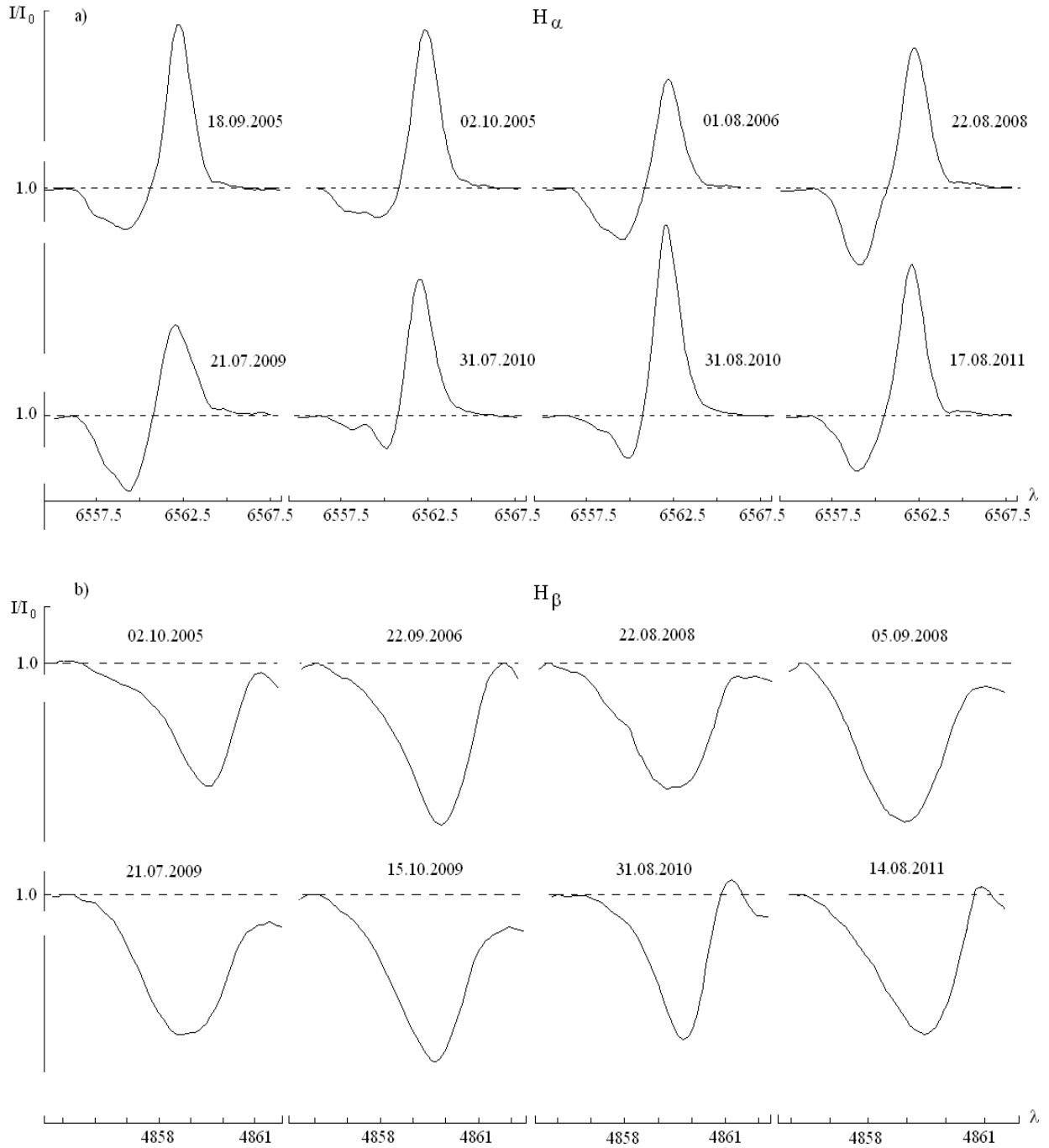
	$\Delta\lambda_{1/2}$,	$\Delta\lambda$,	W_λ	r_v ;
H_α ;	~ 2.3	~ 1.3	~ 2.5	~ 1.7
H_β ;	~ 2.5	~ 1.5	~ 2.1	~ 1.5

H_α -nın şüalanma komponenti üçün *max/min* nisbətləri isə

$\Delta\lambda_{1/2}$,	$\Delta\lambda$,	W_λ ,	r_v ;
~ 2.0	~ 2.1	~ 2.5	~ 1.6 - dir.

[15]-də göstərilmişdir ki, H_α və H_β xətləri profillərinin absorbsiyalarında spektral parametrlər üçün uyğun nisbətlərin bir-birinə çox yaxın olması bu dəyişkənliklər arasında maraqlı nəticəni aşkar etdi. 6 Cas ulduzu atmosferində müşahidə olunan digər Si II , HeI, NaI və Fe II xətlərində də bütün spektral parametrlər ölçülmüş və bu parametrlər üçün *max/min* nisbətləri hesablanmışdır.

Şəkil.1 (a)-dan görünür ki, 6 Cas ulduzu atmosferində müşahidə olunan H_α xəttinin profili struktur cəhətdən əhəmiyyətli dərəcədə dəyişir. Profillərin bu nümunələrindən H_α -nın emissiya komponentləri üçün struktur cəhətdən ən çox görünən odur ki, xəttin qalıq intensivliyi artıb-azalır. Aydınır ki, bu zaman emissiya komponentinin yarım eni və digər spektral parametrləri də dəyişəcəkdir. Spektrlər işlənərkən ölçmələrin nəticələri də bunu təsdiq edir. Lakin emissiya profilində diskret komponentlər yaranmır. H_α -nın absorbsiya komponentində diskret komponentlərin yaranıb yox olması isə şəkil.1(a)-dan aydın görünür.

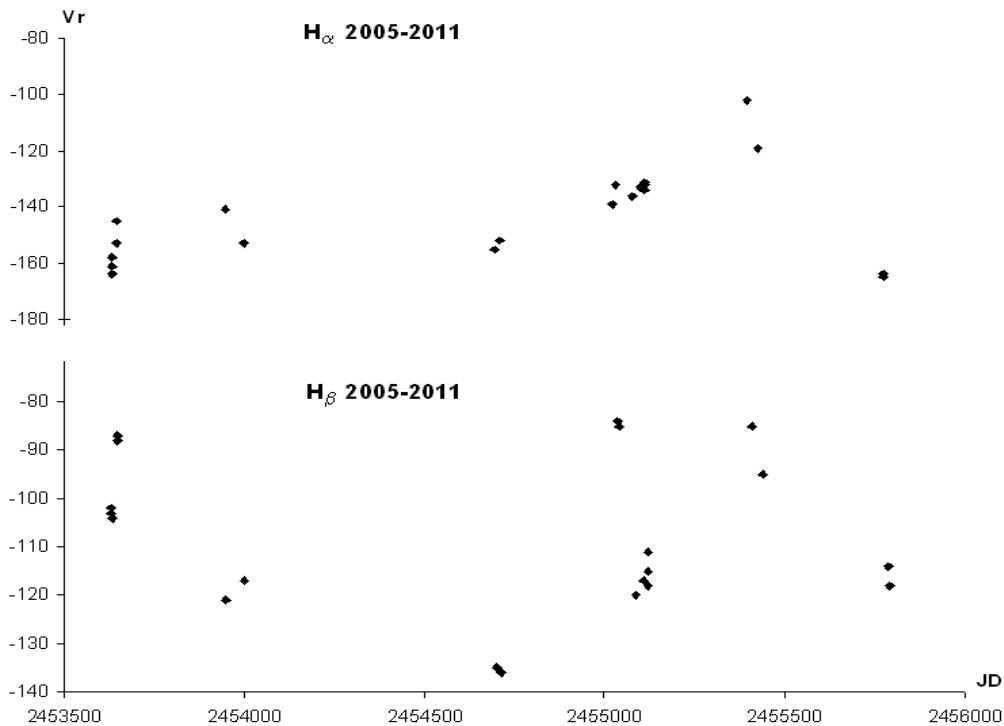


Şəkil.1.
 H_α və H_β xətlərinin profillərindən fraqmentlər.

[15] -dən məlumdur ki, ulduz küləyinin təsiri ilə yaranan bu diskret komponentlər müəyyən kvaziperiodiklikə malikdir. Qeyri-stasionar atmosferlərə malik ifratnəhənglərin (və ya hipernəhəng) atmosferində hansısa bir hadisənin periodikliyinə axtarılması nəzəri mənada şübhə yaratsa da alınmış müşahidə nəticələri təsdiq etmişdir ki, belə dəyişkən ulduzlarda kvaziperiodik dəyişmələr vardır. Şəkil.1 (a)-da H_{α} xəttinin profilinin absorbsiya komponentində struktur dəyişkənliklərinin çoxluğu diqqəti cəlb edir. Yəni absorbsiya komponentinin tam en, yarım en, qalıq intensivliyi və ekvivalent enində güclü dəyişkənliklərin yaranması hətta vizual olaraq aydın görünür. Bütün bu dəyişkənliklər 1998-2010-cu illərdə müşahidə olunmuşdur. Lakin 6 Cas üçün 2011-ci ildə alınmış spektrlərdə H_{α} xəttinin profilinin absorbsiya və emissiya komponentlərində nəzərəcarpacaq struktur dəyişkənliyi və ya hansısa bir qeyri-adilik müşahidə edilməmişdir.

Şəkil.1 (b)-dən görünür ki, 6 Cas ulduzu atmosferində müşahidə olunan H_{β} xəttinin profilində də struktur dəyişməsi müşahidə olunur. Belə ki, xəttin tam eni, yarım eni və qalıq intensivliyi artıb-azalır və bunun nəticəsində ekvivalent en dəyişir. 6 Cas üçün 14.08.2011-ci ildə alınmış spektrlərdə H_{β} xəttinin profilinin qırmızı qanadında yenə də zəif emissiya komponenti müşahidə olunur. Həmin emissiya komponentinin qalıq intensivliyi ölçülərək $r_v=1.02$ olduğu müəyyən edilmişdir.

Bundan əlavə [15]-də H_{α} və H_{β} xətləri üçün şüa sürətləri ölçmələrinə 2011-ci ildə alınmış nəticələr də əlavə edilmiş və şəkil.2-də göstəriləndiyi kimi hər iki xəttin yarım enlərindəki şüa sürətlərinin zamandan asılı dəyişmələrinə baxılmışdır. Aşkar edildi ki, bu dəyişkənliklərdə periodiklik yoxdur.



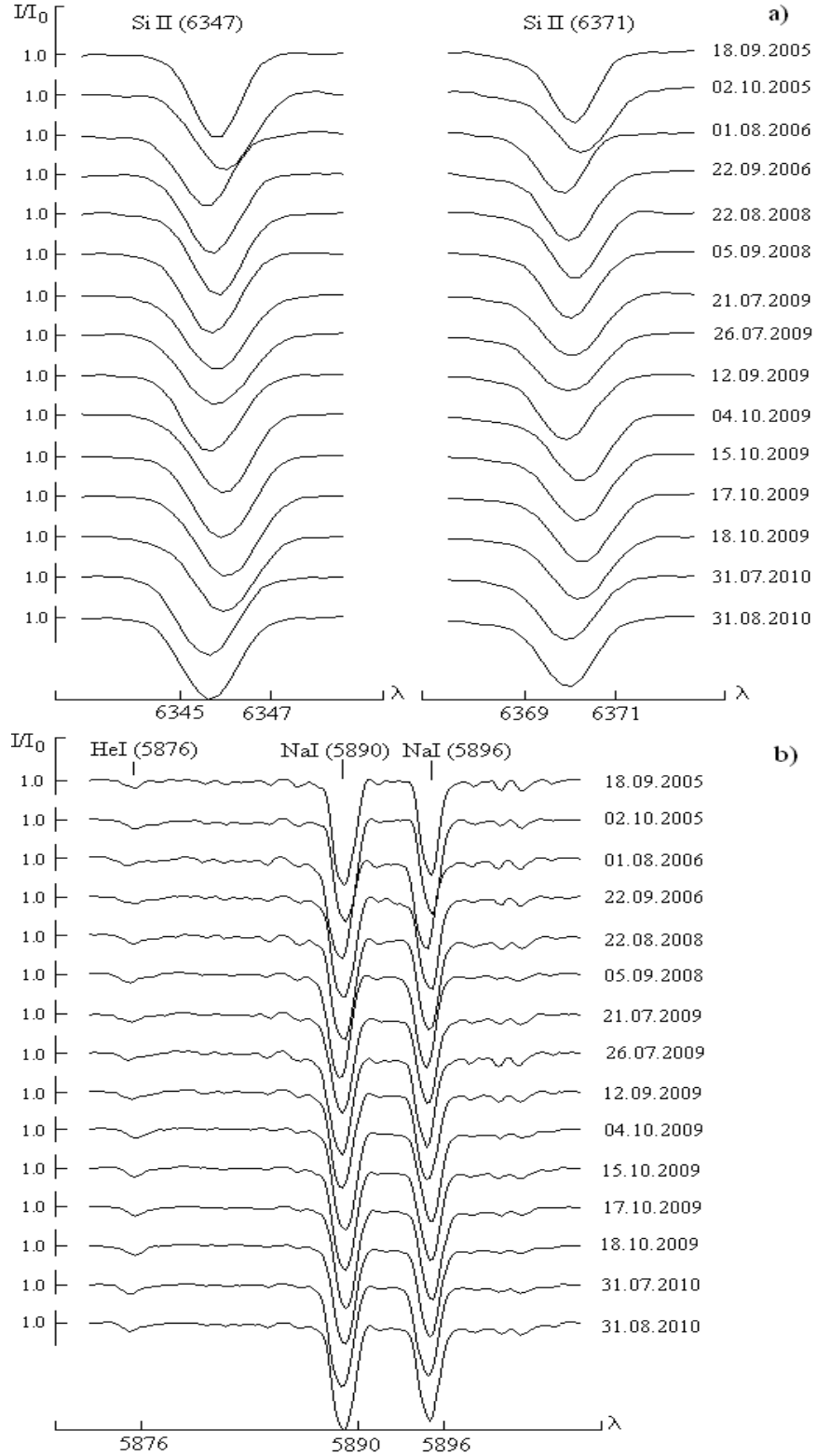
Şəkil.2.

H_{α} və H_{β} xətlərinin yarım enlərində şüa sürətlərinin zamandan asılı dəyişməsi.

6 Cas ulduzu spektrlərində həmçinin SiII, HeI, NaI və FeII xətləri profillərinin strukturu və həmin xətlərdə şüa sürəti, ekvivalent en, yarım en, tam en və qalıq intensivliklərinin qiymətləri aşağıdakı qaydada analiz edilmişdir.

Şəkil.3 və şəkil.4-dən görünür ki, SiII, HeI, NaI və FeII xətləri profillərində ümumilikdə nəzərəcarpacaq struktur dəyişkənliyi yoxdur. Yalnız 02.10.2005-ci il tarixdə alınmış spektrlərdəki FeII (4924Å) xəttində absorbsiyanın mərkəzi hissəsində emissiya

komponenti müşahidə edilmişdir. Bu komponent həmin tarixdə bu ulduz üçün alınmış hər iki spektrdə vardır. Lakin həm sonrakı mərhələlərdə belə hala rast gəlinmədiyinə görə, həm də digər Fe II (5018Å) və Fe II (4924Å) xətlərində buna bənzər hadisələr baş vermədiyinə görə bu halın səbəbi qeyri-müəyyəndir.

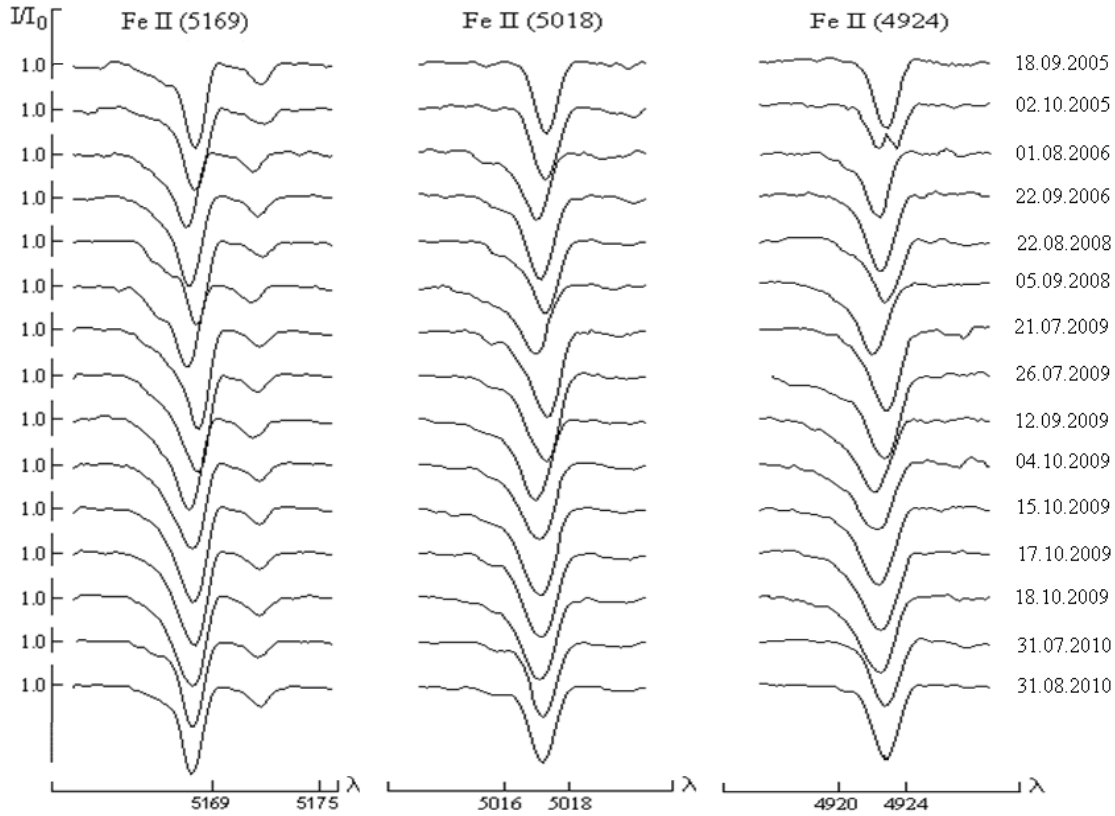


Şəkil.3.

SiII, HeI və NaI xətlərinin dalğa uzunluğu və intensivlikdən asılı profilləri.

Si II xətləri profillərindən görünür ki, onlarda ümumiyyətlə struktur cəhətdən əhəmiyyətli dəyişkənlik müşahidə edilmir. Lakin Fe II xətləri profillərinə diqqət

yetirərkən məlum olur ki, ayrı-ayrı vaxtlarda bəzi dəyişkənliklərə rast gəlinir. Nümunə üçün 18.09.2005, 22.08.2008, 05.09.2008, 31.07.2010 və 31.08.2010-cu il tarixlərinə uyğun Fe II (5169Å) xəttinin profillərinin bənövşəyi qanadında nisbi dəyişkənlikləri qeyd etmək olar. Oxşar hallara Fe II (5018Å) və Fe II (4924Å) xətləri profillərində də rast gəlinir. Maraqlıdır ki, bu xətlərin qırmızı qanadında isə heç bir struktur dəyişkənliyi nəzərə çarpmır.



Şəkil.4.

FeII xətlərinin dalğa uzunluğu və intensivlikdən asılı profilləri.

HeI və NaI xətləri profilləri onu deməyə əsas verir ki, bu xətlərdə faktiki olaraq struktur dəyişkənliyi baş vermir. Lakin cədvəl.1 və cədvəl.2-dən məlum olur ki, SiII, HeI, NaI və FeII xətlərində spektral parametrlərin qiymətlərində və şüa sürətlərində dəyişkənlik vardır. Bu cədvəllərdə ölçmələrin nəticələrindən müəyyən edilmişdir ki, HeI xətti üçün $V_r \sim -62 \text{ km/s} \div -41 \text{ km/s}$, $\Delta\lambda_{1/2} \sim 1.21 \text{ Å} \div 2.86 \text{ Å}$, $r_v \sim 0.91 \div 0.94$, $W_\lambda \sim 0.11 \text{ Å} \div 0.27 \text{ Å}$ intervallarında dəyişir.

NaI (5890) xətti üçün $V_r \sim -44 \text{ km/s} \div -28 \text{ km/s}$, $\Delta\lambda_{1/2} \sim 1.50 \text{ Å} \div 1.83 \text{ Å}$, $r_v \sim 0.11 \div 0.23$, $W_\lambda \sim 1.39 \text{ Å} \div 1.71 \text{ Å}$, NaI (5896) xətti üçün isə $V_r \sim -43 \text{ km/s} \div -29 \text{ km/s}$, $\Delta\lambda_{1/2} \sim 1.41 \text{ Å} \div 1.73 \text{ Å}$, $r_v \sim 0.19 \div 0.31$, $W_\lambda \sim 1.17 \text{ Å} \div 1.38 \text{ Å}$ intervallarında dəyişir.

Si II (6347) xətti üçün $V_r \sim -55 \text{ km/s} \div -41 \text{ km/s}$, $\Delta\lambda_{1/2} \sim 1.30 \text{ Å} \div 1.80 \text{ Å}$, $r_v \sim 0.55 \div 0.64$, $W_\lambda \sim 0.66 \text{ Å} \div 0.81 \text{ Å}$, Si II (6371) xətti üçün isə $V_r \sim -57 \text{ km/s} \div -42 \text{ km/s}$, $\Delta\lambda_{1/2} \sim 1.24 \text{ Å} \div 1.82 \text{ Å}$, $r_v \sim 0.63 \div 0.71$, $W_\lambda \sim 0.52 \text{ Å} \div 0.63 \text{ Å}$ intervallarında dəyişir.

Fe II (5169) xətti üçün $V_r \sim -90 \text{ km/s} \div -50 \text{ km/s}$, $\Delta\lambda_{1/2} \sim 1.31 \text{ Å} \div 2.10 \text{ Å}$, $r_v \sim 0.53 \div 0.65$, $W_\lambda \sim 0.73 \text{ Å} \div 1.07 \text{ Å}$, Fe II (5018) xətti üçün $V_r \sim -90 \text{ km/s} \div -51 \text{ km/s}$, $\Delta\lambda_{1/2} \sim 1.27 \text{ Å} \div 2.02 \text{ Å}$, $r_v \sim 0.59 \div 0.69$, $W_\lambda \sim 0.45 \text{ Å} \div 0.98 \text{ Å}$, Fe II (4924) xətti üçün isə $V_r \sim -92 \text{ km/s} \div -47 \text{ km/s}$, $\Delta\lambda_{1/2} \sim 1.22 \text{ Å} \div 2.12 \text{ Å}$, $r_v \sim 0.60 \div 0.72$, $W_\lambda \sim 0.48 \text{ Å} \div 1.16 \text{ Å}$ intervalında dəyişir.

Cədvəl.1

Spektrlərin alınma tarixləri	NaI								Si II							
	$\lambda 5890 \text{ Å}$				$\lambda 5896 \text{ Å}$				$\lambda 6347 \text{ Å}$				$\lambda 6371 \text{ Å}$			
	$Vr_{1/2}$ km/s	$\Delta\lambda_{1/2}$ Å	r_v	W_λ Å	$Vr_{1/2}$ km/s	$\Delta\lambda_{1/2}$ Å	r_v	W_λ Å	$Vr_{1/2}$ km/s	$\Delta\lambda_{1/2}$ Å	r_v	W_λ Å	$Vr_{1/2}$ km/s	$\Delta\lambda_{1/2}$ Å	r_v	W_λ Å
18.09.2005	-31	1.72	0.13	1.50	-34	1.41	0.19	1.18	-49	1.41	0.57	0.68	-51	1.30	0.64	0.56
02.10.2005	-28	1.50	0.16	1.39	-29	1.51	0.20	1.17	-41	1.73	0.61	0.71	-42	1.57	0.69	0.56
01.08.2006	-39	1.82	0.21	1.52	-40	1.64	0.29	1.29	-55	1.30	0.61	0.66	-57	1.33	0.67	0.52
22.09.2006	-34	1.81	0.22	1.51	-34	1.63	0.28	1.37	-53	1.31	0.57	0.67	-56	1.34	0.64	0.59
22.08.2008	-30	1.70	0.16	1.54	-30	1.61	0.24	1.32	-43	1.32	0.57	0.68	-44	1.33	0.65	0.53
05.09.2008	-44	1.83	0.19	1.50	-43	1.60	0.27	1.29	-51	1.40	0.57	0.67	-51	1.31	0.65	0.53
21.07.2009	-32	1.82	0.21	1.54	-34	1.62	0.27	1.36	-43	1.71	0.60	0.73	-46	1.70	0.68	0.60
26.07.2009	-36	1.80	0.19	1.60	-39	1.61	0.25	1.38	-47	1.80	0.64	0.70	-50	1.82	0.71	0.59
12.09.2009	-36	1.81	0.23	1.48	-37	1.73	0.31	1.30	-53	1.54	0.61	0.67	-57	1.43	0.65	0.58
04.10.2009	-31	1.74	0.21	1.49	-32	1.62	0.28	1.36	-46	1.42	0.59	0.69	-47	1.50	0.66	0.62
15.10.2009	-35	1.70	0.20	1.50	-36	1.60	0.28	1.34	-48	1.51	0.57	0.75	-51	1.53	0.66	0.61
17.10.2009	-32	1.73	0.20	1.51	-32	1.71	0.27	1.37	-46	1.60	0.58	0.74	-49	1.53	0.66	0.59
18.10.2009	-37	1.70	0.23	1.48	-38	1.64	0.29	1.33	-48	1.62	0.61	0.74	-51	1.54	0.67	0.63
31.07.2010	-33	1.82	0.19	1.54	-32	1.71	0.26	1.34	-52	1.61	0.59	0.70	-50	1.52	0.66	0.59
31.08.2010	-29	1.72	0.11	1.55	-31	1.54	0.19	1.36	-53	1.41	0.57	0.70	-52	1.41	0.63	0.63
14.08.2011	-31	1.74	0.14	1.62	-32	1.61	0.21	1.34	-45	1.40	0.55	0.75	-46	1.24	0.63	0.61
17.08.2011	-32	1.53	0.18	1.71	-34	1.54	0.25	1.32	-48	1.71	0.64	0.81	-48	1.50	0.67	0.60

Cədvəl.2

Spektrlərin alınma tarixləri	HeI				FeII											
	$\lambda 5876 \text{ Å}$				$\lambda 5169 \text{ Å}$				$\lambda 5018 \text{ Å}$				$\lambda 4924 \text{ Å}$			
	$Vr_{1/2}$ km/s	$\Delta\lambda_{1/2}$ Å	r_v	W_λ Å	$Vr_{1/2}$ km/s	$\Delta\lambda_{1/2}$ Å	r_v	W_λ Å	$Vr_{1/2}$ km/s	$\Delta\lambda_{1/2}$ Å	r_v	W_λ Å	$Vr_{1/2}$ km/s	$\Delta\lambda_{1/2}$ Å	r_v	W_λ Å
18.09.2005	-55	1.49	0.93	0.11	-55	1.33	0.60	0.76	-59	1.27	0.67	0.45	-53	1.22	0.66	0.48
02.10.2005	-42	2.86	0.92	0.23	-58	1.76	0.62	0.75	-60	1.40	0.67	0.47	-55	1.71	0.72	0.48
01.08.2006	-61	1.51	0.93	0.19	-83	1.63	0.65	0.73	-83	1.61	0.69	0.64	-82	1.42	0.70	0.53
22.09.2006	-53	2.11	0.94	0.18	-75	1.73	0.58	0.85	-73	1.54	0.60	0.74	-71	1.62	0.64	0.68
22.08.2008	-48	2.03	0.93	0.19	-50	1.42	0.60	0.80	-51	1.52	0.66	0.70	-48	1.81	0.72	0.63
05.09.2008	-60	1.52	0.92	0.16	-88	1.53	0.62	0.84	-86	1.74	0.68	0.76	-90	1.73	0.67	0.72
21.07.2009	-57	1.70	0.92	0.18	-50	1.62	0.53	1.00	-54	1.72	0.60	0.85	-52	1.62	0.61	0.83
26.07.2009	-62	2.31	0.92	0.18	-56	2.02	0.55	1.07	-59	1.90	0.59	0.90	-57	1.81	0.60	1.16
12.09.2009	-57	1.73	0.92	0.18	-88	1.72	0.59	0.92	-87	1.61	0.62	0.85	-89	2.02	0.66	0.90
04.10.2009	-41	1.74	0.93	0.15	-90	2.10	0.60	0.93	-90	2.00	0.65	0.84	-92	2.12	0.69	0.90
15.10.2009	-53	1.21	0.92	0.14	-85	1.92	0.56	1.00	-88	2.02	0.60	0.98	-87	2.00	0.65	0.94
17.10.2009	-49	1.42	0.92	0.17	-78	2.00	0.57	0.95	-84	2.00	0.61	0.85	-84	2.11	0.64	0.88
18.10.2009	-55	1.51	0.92	0.18	-86	2.03	0.59	0.94	-88	1.83	0.62	0.86	-90	2.04	0.65	0.87
31.07.2010	-57	1.54	0.91	0.18	-55	1.53	0.61	0.73	-58	1.52	0.66	0.61	-47	1.62	0.70	0.53
31.08.2010	-61	1.33	0.92	0.14	-61	1.31	0.58	0.73	-63	1.42	0.65	0.60	-51	1.50	0.66	0.54
14.08.2011	-48	1.64	0.93	0.16	-62	1.63	0.62	0.77	-61	1.52	0.64	0.81	-61	1.62	0.64	0.74
17.08.2011	-55	1.93	0.91	0.27	-68	1.92	0.64	0.82	-66	1.72	0.67	0.80	-66	1.82	0.67	0.84

Yuxarıda qeyd olunan nəticələrin və əlavə olaraq $\Delta\lambda$ üçün ölçmələrin analizi göstərmişdir ki, He I (5876Å) xəttində yarım en, tam en və ekvivalent enlər üçün maksimum və minimum qiymətlər (max/min) nisbəti uyğun olaraq ~ 2.4 , ~ 1.6 və ~ 2.5 , qalıq intensivliyi üçün isə təxminən ~ 1.0 - dir. Na I (5890Å) xətti üçün yarım en, tam en, ekvivalent en və qalıq intensivlikləri üçün həmin nisbətlər uyğun olaraq ~ 1.2 , ~ 1.6 , ~ 1.2 və ~ 2.1 , Na I (5896Å) xətti üçün isə uyğun olaraq ~ 1.2 , ~ 1.4 , ~ 1.2 və ~ 1.6 -dır. Si II (6347Å) xətti üçün həmin nisbətlər ~ 1.4 , ~ 2.3 , ~ 1.2 və ~ 1.2 , Si II (6371Å) xətti üçün isə ~ 1.5 , ~ 2.0 , ~ 1.2 və ~ 1.1 -dir. Fe II (5169Å) xətti üçün həmin nisbətlər uyğun olaraq ~ 1.6 , ~ 1.3 , ~ 1.5 və ~ 1.2 , Fe II (5018Å) xətti üçün ~ 1.6 , ~ 1.5 , ~ 2.2 və ~ 1.2 , Fe II (4924Å) xətti üçün isə bu nisbətlər uyğun olaraq ~ 1.7 , ~ 2.6 , ~ 2.4 və ~ 1.2 -dir.

Eyni elementin xətləri üçün bu uyğun nisbətləri müqayisə etsək əksər hallarda onların bir-birinə çox yaxın olmaları müəyyən olunur.

Beləliklə, alınmış nəticələr göstərir ki, 6 Cas ulduzu atmosferində müşahidə olunan xətlərdə həm şüa sürətləri, həm də bütün spektral parametrlərin qiymətləri zamandan asılı olaraq müəyyən intervalda dəyişir. Tədqiq olunan ulduz hipernəhəng olduğundan onun atmosferindəki dəyişkənliklər üçün pulsasiya və ulduz küləyinin təsiri əsasdır.

NƏTİCƏLƏR

6 Cas ulduzu atmosferində müşahidə olunan H_α və H_β xətləri yarım enlərində şüa sürətlərinin zamandan asılı dəyişmələrində periodiklik müəyyən edilmədi.

31.08.2010 və 14.08.2011-ci il tarixində 6 Cas ulduzunun alınmış spektrlərdə H_β xətti profillərinin qırmızı qanadında zəif emissiya komponentləri müşahidə olunur ($r_v=1.03$ və $r_v=1.02$).

6 Cas ulduzu atmosferində müşahidə olunan Si II (6347Å; 6371Å), He I (5876Å), Na I (5890Å; 5896Å), Fe II (5169Å; 5018Å; 4924Å) xətləri profillərində nəzərəcarpacaq struktur dəyişkənliyi baş vermir. Lakin 02.10.2005-ci il tarixdə Fe II (4924Å) xəttinin profilinin absorbsiya komponentinin mərkəzi hissəsində emissiya komponentinin yaranması müşahidə olunmuşdur.

Si II, He I, Na I və Fe II xətlərində zamana görə şüa sürətləri və bütün spektral parametrlərin qiymətləri müəyyən intervallarda dəyişir. Lakin bu dəyişkənliklərdə təkrarlanmalar olsa da onların heç birində periodiklik müəyyən edilmir.

6 Cas hipernəhəng ulduzu atmosferində baş verən fiziki hadisələrin qeyri-müntəzəm dəyişkənliyi pulsasiya və ulduz küləyinin təsiri ilə bilavasitə əlaqədardır.

1. С.К.Зейналов, *Наблюдательные доказательства подтверждающие неустойчивость атмосфер звезд высокой светимости*, *ЖАР Sirkulyari*, **110** (2005) 62-69.
2. Mc.Kellar.A, *Spectroscopic variations of P Cyg-type stars*, *Publ. American Astron. Soc*, **9** (1939).
3. H.A.Abt, *The variability of supergiants*, *Astrophys. J.*, **126** (1957) 138-151.
4. J.D.Rosendhal, G.Wegner, *Spectrum Variations in A-Type supergiants*, *Ap.J*, **162** (1970) 547-556.
5. И.М.Копылов, *Красные гиганты и сверхгиганты*, *Изв. CAO*, **2** (1970) 42-50.
6. С.Аydin, *Atmospheres of A-type supergiants*, *Astr. And Ap.*, **19** (1972) 369-375.
7. Г.И.Аббасов, С.К.Зейналов, Е.Л.Ченцов, *Атмосфера сверхгиганта 6 Cas. II. Скорости турбулентных движений, электронная плотность и ускорение силы тяжести*, *Изв. CAO*, **5** (1973) 81-88.
8. E.L.Chentsov, U.Heber and C.S.Jeffery (eds.), *Atmospheres of Early-Type Stars, Lecture Notes Phys*, **401** (1992) 128-155.
9. С.К.Зейналов, Я.М.Маггеррамов, И.М.Мамедова, А.Г.Бабаев, *Исследование профиля линии H_α в спектре звезды 6 Cas (A3Ia)*, *Transactions of Azerbaijan*

Academy of Sciences, Series of Physical-mathematical and Technical sciences, Physics and Astronomy, XXVIII №2 (2008) 163-166.

10. X.M.Микайлов, В.М.Халилов, И.А.Алекберов, *Эшелле-спектрометр фокуса Кассегрена 2-м телескопа ШАО НАН Азербайджана, ŞAR Sirkulyarı, 109 (2005) 21-29.*
11. Г.А.Галазутдинов, *Система обработки эшелле-спектров DECH-20, Препринт САО РАН, 92 (1992).*
12. В.В.Соколов, Е.Л.Ченцов, *Атмосфера сверхгиганта 6 Cas, III. Дифференциальные сдвиги линий и аномалии профилей как проявление расширения атмосферы и потери ею вещества, Изв. САО, 18 (1984) 8-28.*
13. R.A.Bartaya, K.B.Chargeishvili, E.L.Chentsov and Z.U.Shkhagoshova, *Hypergiant 6 Cas and association Cas OB5, Bull. Special Astrophys. Obs, 38 (1994) 103-118.*
14. E.L. Chentsov, *Unstable wind of 6 Cassiopeae, Astroph. And Space Science, 232 (1995) 217-232.*
15. Y.M.Məhərrəmov, İ.M.Məmmədova, Ə.Ş.Baloğlu, I. HD 223385 (6 Cas A3Ia) ulduzu atmosferində dəyişkənliklərin spektroskopik tədqiqi, *Transactions of Azerbaijan Academy of Sciences, Series of Physical-mathematical and Technical sciences, Physics and Astronomy, XXXI №5 (2011) 193-201.*

THE INVESTIGATION OF VARIABILITY IN THE ATMOSPHERE OF 6 CAS STAR

Y.M.MAHARRAMOV, I.M.MAMMADOVA, A.Sh.BALOQLANOV

The radial velocities and other spectral parameters and changing of the structure of profiles H_{α} , H_{β} , SiII, HeI, NaI and FeII lines in the spectra of 6 Cas star have been presented. It has been found that the radial velocities and other spectral parameters of these lines changes according to time. The changes of profiles H_{α} and H_{β} lines have been a particular interest.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРЕМЕННОСТИ В АТМОСФЕРЕ ЗВЕЗДЫ 6 CAS

Я.М.МАГЕРРАМОВ, И.М.МАМЕДОВА, А.Ш.БАЛОГЛАНОВ

Приводятся результаты измерений параметров некоторых спектральных линий H_{α} , H_{β} , SiII, HeI, NaI и FeII по спектрограммам звезды 6 Cas. Выявлено, что параметры спектральных линий и их лучевые скорости изменяются со временем. Особый интерес представляют изменения профилей линий H_{α} и H_{β} .

Редактор: Б.Рустамов

MÜNDƏRİCAT

Məsaməli silisium/(n ⁺ -p) silisium günəş elementlərinin fotovoltaiq xarakteristikaları T.C.Cəfərov, Ş.S.Aslanov, Ş.X.Rahimov, M.S.Sadigov, A.F.Nəbiyeva, S.Aydin Yüksel.....	3
Təməl prinsiplərdən ε – GaSe kristali üçün hal tənliyi parametrlərinin təyini Z.A.Cahangirli, N.T.Mamedov	11
İdarəedici elektrodun sahəsinin Al-SiO ₂ -Si quruluşlarının xassələrinə təsiri E.Ə.Cəfərova, Z.Ə.İsgəndərzadə, L.Ə.Əliyeva, E.S.Tapdiqov.....	16
Bircinsli InAs-GaAs bərk məhlul monokristallarının ərintini ikiqat qidalanma üsulu ilə alınma şərtləri P.H.Əjdərov, V.K.Kazimova, M.Ə.Əkbərov, Ə.İ.Ələkbərov.....	21
GaSb-FeGa _{1.3} və GaSb-CoGa _{1.3} evtektik kompozitlərin rentgen-qrafik və mikrostruktur tədqiqi M.İ.Əliyev, D.H.Arasli, A.Ə.Xəlilova, R.N.Rəhimov, İ.X. Məmmədov, A.S. Əmirov.....	25
Natrium niobatda antiseqnetoelektrik–seqnetoelektrik faza keçidinə yüksək təzyiqin təsiri S.H.Cabarov, D.P.Kozlenko, Ə.İ.Məmmədov, R.Z.Mehdiyeva, S.E.Kiçanov, K.Late.....	31
Fe ilə aşqarlanmış CdIn ₂ S ₄ birləşməsinin elektrik və fotoelektrik xassələri Zəfər Qədiroğlu, T.H.Kərimova, P.Ə.Quliyev, M.Ə.Əliyev.....	36
EuF ₃ aşqarının Se–As halkogenid şüşəvari sisteminin fotokeçiriciliyində rolu A.İ.İsayev, S.İ.Mehdiyeva, S.N.Qaribova, V.Z.Zeynalov.....	42
γ -kvantlarla şüalanmış TlGaTe ₂ kristallarının ion keçiriciliyi P.M.Sərdarli, O.Ə.Səmədov, A.P.Abdullayev, F.T.Salmanov, İ.İ.Aslanov, P.Ş.Ağayeva, S.F.Səmədov, N.A.Aliyeva.....	49
Toz seolitdə elektrik cərəyanının metall hissəcikləri vasitəsi ilə sabitləşdirilməsi V.İ.Orbux, N.N.Lebedeva, Ç.A.Sultanov.....	55
Cu ₅ SmSe ₄ birləşməsində xətti genişlənmə və fonon proseslərin xüsusiyyəti R.N.Rəhimov, Y.R.Əliyeva, A.S.Əmirov, Q.Q.Hüseynov.....	60
$Sn_{1-x}Tb_xSe$ sistem ərintilərinin elektrik və istilikkeçiriciliyinə γ -şüalarının təsiri T.A.Cəfərov, A.A.Qəribov, C.İ.Hüseynov, Ş.S.İsmayilov.....	66
Polipropilen/ α -Fe ₂ O ₃ kompozitlərinin elektrofiziki xassələrinə γ -şüalanmanın təsiri A.M.Məhərrəmov, F.İ.Əhmədov, M.A.Nuriyev.....	72
Fe ₂ (SO ₄) ₃ 9H ₂ O/PEG/H ₂ O sistemində sub-mikron və mikron ölçülü klasterlərdən işığın dinamik səpilməsi E.H.Ismailov, E.Ə.Məsimov, G.S.Martınova, S.V.Hüseynova.....	76
$Bi_2(Te_{0.9}Se_{0.1})_3$ nazik təbəqələrində işığın raman səpilməsinin, xüsusiyyətləri A.M.Kərimova, N.M.Abdullayev, N.A.Abdullayev, N.T.Məmmədov.....	81
16. İttriiumun kadmium elementi ilə əvəz olunmasının ifratkeçirici faza keçidi oblastında əlavə keçiriciliyə təsiri S.S.Rəhimov, V.M.Əliyev, R.İ.Səlim-Zadə, A.S.Amirov.....	89
CuGaSe ₂ monokristallarında polyarlaşdırıcı sahənin siçrayışlı keçiriciliyinə təsiri İ.Qasimoğlu, İ.A.Məmmədova, Z.Q.Məmmədov, Q.S.Mehdiyev, C.Q.Hüseynov, M.A.Əliyev, A.S.Əmirov.....	93
Omik (In-Ag-Au)-PbTe<Tl> kontaktında cərəyan axını T.C.Əliyeva, N.M.Axundova, G.C.Abdinova, S.Z.Cəfərova.....	97
FeGa ₂ Se ₄ -ün dəyişən elektrik sahəsində elektrikkeçiriciliyi N.N.Niftiyev, İ.B.Bəxtiyarlı, K.O.Tağıyev, F.M.Məmmədov, M.B.Muradov.....	101
Nanosaniyə strimer boşalmasının elektroqrafiya üsulu ilə tədqiqi A.M.Həşimov, R.N.Mehdizadə, Ş.Ə.Kazimov, A.S.Bondyakov.....	106
YTIK CdBa ₂ Cu ₃ O _{7-δ} materialında psevdozolağın mövcudluğu V.M.Əliyev.....	110

Artıq tellur atomlarına malik $\text{Pb}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ -un elektrik xassələri G.Z.Bağiyeva, G.C.Abdinova, N.B.Mustafayev, V.V.Yusifov, C.Ş.Abdinov.....	115
Elektrik qaz boşalmalarının təsiri şəraitində tullantı suların təmizlənməsində bir fazalı təbii adsorbentin tətbiqi A.M.Həşimov, D.M.Qənbərov, K.B.Qurbanov, İ.H.Zəkiyeva, M.Ə.Həsənov.....	119
Parabolik potensiallı kvant məftillərində dielektrik funksiya X.A.Həsənov.....	125
HD223385 (6 CAS A3Ia) ulduzu atmosferində dəyişkənliklərin tədqiqi Y.M.Məhərrəmov, İ.M.Məmmədova, Ə.Ş.Baloğlu.....	127

CONTENTS

Photovoltaic characteristics of porous silicon/(n ⁺ -p) silicon solar cells T.D.Dzhafarov, S.S.Aslanov, S.H.Ragimov, M.S.Sadigov, A.F.Nabiyeva, S.Aydin Yuksel.....	3
Calculation of the parameters of the equation of states for $\varepsilon - GaSe$ from first principles Z.A.Jahangirli, N.T.Mamedov.....	11
The influence of the area of gate on properties OF Al-SiO ₂ -Si structures E.A.Jafarova, Z.A.Iskenderzade, L.A.Alieva, E.S.Tapdyqov.....	16
Growing conditions of fully uniform InAs-GaAs solid solution single crystals by double feeding of the melt method P.G.Azhdarov, V.K.Kazimova, M.A.Akperov, A.I.Alekperov.....	21
5. XRD and microstructure study of GaSb-FeGa _{1.3} and GaSb-CoGa _{1.3} eutectic composites M.I.Aliyev, D.H.Arasly, A.A.Khalilova, R.N.Rahimov, I.K.Mammadov, A.S.Amirov.....	25
Influence of high pressure on antiferroelectric-ferroelectric phase transition in sodium niobate S.H.Jabarov, D.P.Kozlenko, A.I.Mammadov, R.Z.Mehdieva, S.E.K Ichanov, K.Lathe.....	31
Electrical and photoelectrical properties of CdIn ₂ S ₄ doped by Fe Zafar Kadiroğlu, T.G.Kerimova, R.A.Kuliev, M.A.Aliev.....	36
The role of EuF ₃ impurity in the photoconductivity of Se-As chalcogenide-glassy system A.I.Isayev, S.I.Mekhdiyeva, S.N.Garibova, V.Z.Zeynalov.....	42
9. Ionic conductivity of tlgate ₂ crystals irradiated γ -quanta P.M.Sardarli, O.A.Samedov, A.P.Abdullayev, F.T.Salmanov, I.I.Aslanov, P.Sh.Agayeva, S.F.Samedov, N.A.Aliyeva.....	49
Stabilization of the current in the zeolite powder with the metal particles V.I.Orbukh, N.N.Lebedeva, Ch.A.Sultanov.....	55
Linear thermal expansion and the features of thermal conductivity of the Cu ₅ SmSe ₄ compound R.N.Rahimov, Y.R.Aliyeva, A.S.Amirov, Q.Q. Huseynov.....	60
Influence of γ -irradiation to the electricity and thermal conduction of alloy system $Sn_{1-x}Tb_xSe$ T.A.Jafarov, A.A.Garibov, J.I.Huseynov, Sh.S.Ismailov.....	66
Effekt of γ -irradiation on the electrophysical properties composites polypropylen/ α -Fe ₂ O ₃ A.M.Maharramov, F.I.Ahmedov, M.A.Nuriyev.....	72
Dinamic light scattering from sub-micro and micro-sized clusters in the system Fe ₂ (SO ₄) ₃ 9H ₂ O/PEG/H ₂ O E.H.Ismailov, E.A.Masimov, G.S.Martinova, S.V.Huseynova.....	76
The peculiarities of Raman scattering in $Bi_2(Te_{0.9}Se_{0.1})_3$ thin films A.M.Kerimova, N.M.Abdullayev, N.A.Abdullayev, N.T.Mamedov.....	81
The influence of ittrium replase by cadmium on the paraconductivity in the superconducting phase transition region S.S.Ragimov, V.M.Aliev, R.I.Selim-Zade.....	89
The influence of electric field on jump conductivity in CuGaSe ₂ single crystals I.Kasumoqlu, I.A.Mamedova, Z.G.Mamedov, Q.S.Mextiyev, D.G.Guseynov, M.A.Aliyev, A.S.Amirov.....	93
Current flow in the ohmic contacts (In-Ag-Au)-PbTe<Ti> T.J.Aliyeva, N.M.Akhundova, G.J.Abdinova, S.Z.Jafarova.....	97
Electroconductivity of FeGa ₂ Se ₄ in alternating electric field N.N.Niftiyev, I.B.Bahtiyarli, K.O.Taghiyev, F.M.Mammadov, M.B.Muradov.....	101

CONTENTS

Research of the nanosecond streamer discharge by electrography method A.M.Hashimov, R.N.Mehdizadeh, Sh.A.Kazumov, A.S.Bondyakov.....	106
Existence pseudogap in $\text{CdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ HTSC materials V.M.Aliev.....	110
Electrical properties of $\text{Pb}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ containing excess tellurium atoms G.Z.Bagiyeva, G.D.Abdinova, N.B.Mustafayeva, V.V.Yusifov, D.Sh.Abdinov.....	115
Electro-discharge machining of natural single-phase adsorbent for sewage treatment A.M.Gashimov, D.M.Qanbarov, K.B.Qurbanov, I.G.Zakiyeva, M.A.Gasanov.....	119
The dielectric function of quantum wire with parabolic potential Kh.A.Hasanov.....	125
The investigation of variability in the atmosphere of HD223385 (6 CAS) star Y.M.Maharramov, I.M.Mammadova, A.Sh.Baloqlanov.....	127

СОДЕРЖАНИЕ

Фотовольтаические характеристики пористый кремний/(p ⁺ -p)кремний солнечных элементов	
Т.Д.Джафаров, Ш.С.Асланов, Ш.Х.Рагимов, М.С.Садыгов, А.Ф.Набиева, С.Айдын Юксел.....	3
Расчет из первых принципов параметров уравнения состояний слоистого полупроводника $\varepsilon - GaSe$	
Закир А.Джахангирли, Н.Т.Мамедов.....	11
Влияние площади затвора на свойства Al-SiO ₂ -Si структур	
Э.А.Джафарова, З.А.Искендерзаде, Л.А.Алиева, Э.С.Таптыгов.....	16
Условия роста полностью однородных монокристаллов твердых растворов InAs-GaAs методом двойной подпитки расплава	
П.Г.Аждаров, В.К.Кязимова, М.А.Акперов, А.И.Алекперов.....	21
Рентгенографические и микроструктурные исследования эвтектических композитов GaSb-FeGa _{1.3} и GaSb-CoGa _{1.3}	
М.И.Алиев, В.Г.Араслы, А.А.Халилова, Р.Н.Рагимов, И.Х.Мамедов, А.С.Амиров.....	25
Влияние высокого давления на фазовый переход антисегнетоэлектрик-сегнетоэлектрик в ниобате натрия	
С.Г.Джабаров, Д.П.Козленко, А.И.Мамедов, Р.З.Мехтиева, С.Е.Кичанов, К.Лате.....	31
Электрические и фотоэлектрические свойства CdIn ₂ S ₄ , легированного примесью Fe	
Зафар Кадыроглы, Т.Г.Керимова, Р.А.Гулиев, М.А.Алиев.....	36
Роль примеси EuF ₃ в фотопроводимости халькогенидной стеклообразной системы Se-As	
А.И.Исаев, С.И.Мехтиева, С.Н.Гарибова, В.З.Зейналов.....	42
Ионная проводимость кристаллов TlGaTe ₂ , облученных γ -квантами	
Р.М.Сардарлы, О.А.Самедов, А.П.Абдуллаев, Ф.Т.Салманов, И.И.Асланов, Р.Ш.Агаева, С.Ф.Самедов, Н.А.Алиева.....	49
Стабилизация тока в порошковом цеолите частицами металла	
В.И.Орбух, Н.Н.Лебедева, Ч.А.Султанов.....	55
Линейное расширение и особенность теплопроводности соединения Cu ₅ SmSe ₄	
Р.Н.Рагимов, Е.Р.Алиева, А.С.Амиров, Г.Г.Гусейнов.....	60
Влияние γ -облучения на электро- и теплопроводность системы сплавов $Tb_xSn_{1-x}Se$	
Т.А.Джафаров, А.А.Гарибов, Дж.И.Гусейнов, Ш.С.Исмаилов.....	66
Влияние γ -облучения на электрофизические свойства композитов полипропилен/ α -Fe ₂ O ₃	
А.М.Магеррамов, Ф.И.Ахмедов, М.А.Нуриев.....	72
Динамическое рассеяние света кластерами субмикронных и микронных размеров в системе Fe ₂ (SO ₄) ₃ 9H ₂ O/PEG/H ₂ O	
Э.Г.Исмаилов, Э.А.Масимов, Г.С.Мартынова, С.В.Гусейнова.....	76
Особенности комбинационного рассеяния света в тонких плёнках $Bi_2(Te_{0.9}Se_{0.1})_3$	
А.М.Керимова, Н.А.Абдуллаев, Н.М.Абдуллаев, Н.Т.Мамедов.....	81
Влияние замещения иттрия элементом кадмий на дополнительную проводимость в области сверхпроводящего фазового перехода	
С.С.Рагимов, В.М.Алиев, Р.И.Селим-Заде.....	89
Влияние поляризующего поля на прыжковую проводимость в монокристаллах CuGaSe ₂	
И.Касумоглы, И.А.Мамедова, Г.С.Мехтиев, Д.Г.Гусейнов, М.А.Алиев, Н.В.Махмудова, С.А.Амиров.....	93
Протекание тока в омическом контакте (In-Ag-Au)-PbTe<Tl>	
Т.Д.Алиева, Н.М.Ахундова, Г.Д.Абдинова, С.З.Джафарова.....	97

Электропроводность FeGa_2Se_4 в переменном электрическом поле Н.Н.Нифтиев, И.Б.Бахтиярлы, К.О.Тагиев, Ф.М.Мамедов, М.Б.Мурадов.....	101
Исследование наносекундного стримерного разряда методом электрографии А.М.Гашимов, Р.Н.Мехтизаде, А.С.Бондяков, Ш.А.Кязумов,	106
Существование псевдощели в $\text{CdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ВТСП материале В.М.Алиев.....	110
Электрические свойства $\text{Pb}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, содержащего избыточные атомы теллура Г.З.Багиева, Г.Д.Абдинова, Н.Б.Мустафаев, В.В.Юсифов, Д.Ш.Абдинов.....	115
Электроразрядная обработка природного однофазного адсорбента для очистки сточных вод А.М.Гашимов, Д.М.Ганбаров, К.Б.Гурбанов, И.Г.Закиева, М.А.Гасанов.....	119
Диэлектрическая функция квантовой проволоки с параболическим потенциалом Х.А.Гасанов.....	125
Исследование переменности в атмосфере звезды HD223385 (6 CAS) Я.М.Магеррамов, И.М.Мамедова, А.Ш.Балогланов.....	127