

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

---

3

# Fizika

Cild

VI

2000

Bakı \* Elm

# ПОИСК МЕДЛЕННЫХ СПЕКТРАЛЬНЫХ ИЗМЕНЕНИЙ ЗВЕЗДЫ Т ТЕЛЬЦА

Н.Х. ГУЛИЕВ

Шемахинская Астрофизическая Обсерватория  
373243, Шемаха, пос. Ю. Мамедалиева

По спектральному материалу звезды Т Тельца, полученному в ШАО АН Азербайджана в 1971-1979 гг., найдено квазипериодическое изменение эквивалентных ширин линий водорода, Н и К Ca II с характерным временем  $t=28-30$  дней.

Приводятся результаты обработки спектрограмм звезды Т Тельца, полученных в 1971-1979 гг. с помощью 2x2-призменного спектрографа, установленного в кассегреновском фокусе 2-м телескопа ШАО АН Азербайджана с дисперсией 93 Å/мм у H<sub>γ</sub>. Всего было обработано 168 спектрограмм. Измерены эквивалентные ширины  $W_\lambda$  линий водорода H<sub>β</sub>, H<sub>γ</sub>, H<sub>δ</sub>, Н и K Ca II. Среднеквадратичная ошибка определения  $W_\lambda$  эквивалентных ширин составила  $\pm 0,3$  Å, а лучевых скоростей  $V_r \pm 20$  км/с у H<sub>γ</sub>. Предварительные результаты исследований спектра Т Тельца нами приведены в работе [1], где допущена возможность существования 28-30 суточной квазипериодической переменности эквивалентных ширин линий водорода, Н и K Ca II. В данной работе приводится более подробное исследование спектральных параметров звезды, с привлечением дополнительного наблюдательного материала.

На рис.1 и 2 показана зависимость средних значений  $W_\lambda$  линий H<sub>β</sub>, H<sub>γ</sub>, H<sub>δ</sub>, Н и K Ca II от времени. В скобках отмечено число спектрограмм, усредненных за ночь. Эмиссионные линии водорода (кроме H<sub>β</sub>) в 1971-72 гг. наблюдались очень слабыми, поэтому не были измерены. На рис.2 видно, что в 1971-72 гг. не происходило существенного изменения  $W_\lambda$  линий Н и K Ca II. В сезонах

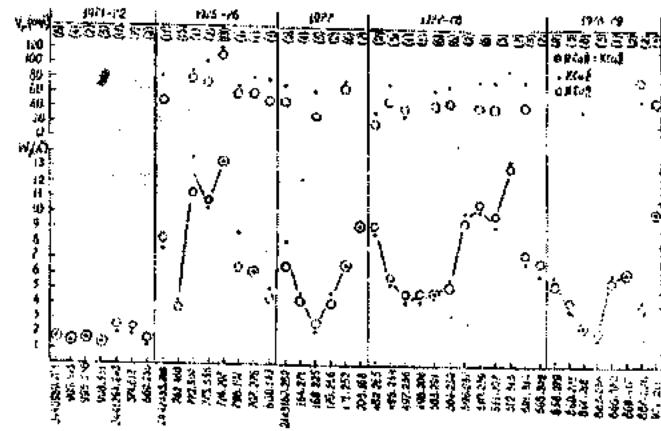


Рис.2. Зависимость лучевых скоростей и эквивалентных ширин H и K Ca II от времени.

1975-79 гг. наблюдается сильное увеличение и существенное изменение  $W_\lambda$  линий H<sub>β</sub>, H<sub>γ</sub>, H<sub>δ</sub>, Н и K Ca II.

Результаты UVB-фотометрии звезды Т Тельца [2,3] так же показывают, что в 1971-73 гг. звезда была мало активна, показатели цвета практически постоянны. С 1973-74 гг. увеличивалась активность Т Тельца в ультрафиолетовой области спектра. Эта тенденция продолжалась и в 1977-78 гг. Значение ( $U-B$ ) уменьшилось от 0,7" до 0,35". Характер изменений блеска и показатель цвета ( $B-V$ ) остались прежними.

Из рис.1 и 2 видно, что в 1975-76 гг. эквивалентная ширина линий H<sub>β</sub>, Н и K Ca II в течение 10 суток (JD 2442762-772) увеличивается примерно в 4 раза, а в последующие даты - уменьшается. В 1977 г и 1978-79 гг. наблюдается синхронное изменение  $W_\lambda$  эмиссионных линий в течение нескольких суток. Наблюдательный материал в 1977-78 гг. более плотный во временном отношении. Из рис.1 и 2 видно, что линии H<sub>β</sub>, H<sub>γ</sub>, H<sub>δ</sub>, Н и K Ca II в течение 15 суток уменьшаются до своего минимума (JD 2443497), а затем снова увеличиваются в течение 14-15 суток. Промежуток времени в 14-15 суток можно интерпретировать как время прохождения активного образования по диску звезды. Тогда можем примерно оценить период вращения активного образования 28-30 суток. Отметим, что промежуток времени между максимальными и соответственно между минимальными значениями эквивалентных ширин 692, 389, 329, 363 так же приблизительно кратны числам 28-30.

По-видимому, в пределах точности нескольких суток, существует квазипериодическое изменение эквивалентных ширин в течение 28-30 суток.

Допустим, скорость вращения активного образования и звезды одинаковы. Тогда при периоде вращения актив-

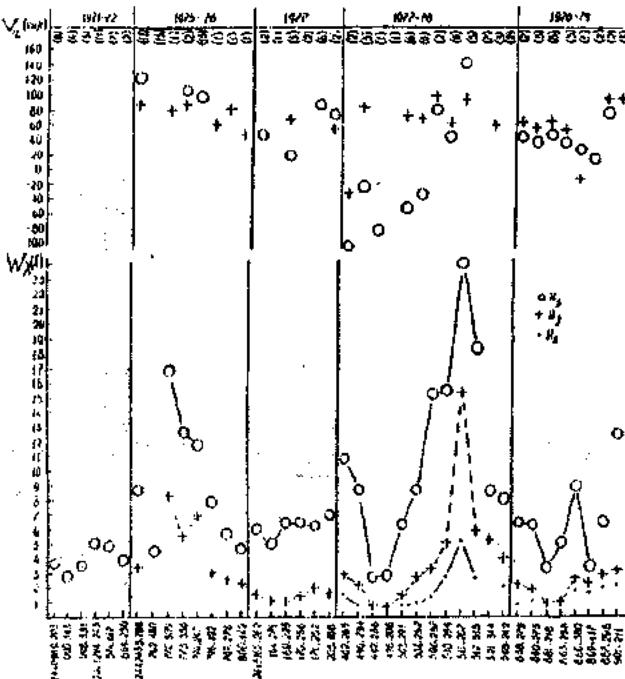


Рис.1. Зависимость лучевых скоростей и эквивалентных ширин линий водорода от времени.

ного образования  $28\text{-}30^d$  и периоде вращения звезды  $2,8^d$  (4) получаем, что активное образование находится на расстоянии примерно  $10 R_\odot$  от звезды, где  $R_\odot$  - радиус звезды. В последнее время большинство исследователей предполагают, что радиус околозвездного диска у звезды Т Тельца составляет  $60R_\odot$ . Тогда можно предположить, что указанные образования, по-видимому, находятся во внутренних слоях околозвездного диска.

Эмиссионный спектр звезды в 1975 г (JD 2442772) 1978г (JD 2443511) является наиболее активным, причем в эти ночи, по сравнению со спокойным состоянием,  $W_\lambda$  отдельных линий возрастили более чем в 2-3 раза. Средний ход изменения  $V_t$  показывает, что при усилении значений  $W_\lambda$  линий H<sub>β</sub>-H<sub>δ</sub> (рис.1) намечается тенденция увеличения положительных лучевых скоростей этих линий.

Это особенно хорошо наблюдается в интервале времени JD 2443482-3568. Вспышечный характер изменений эквивалентных ширин и положительные лучевые скорости эмиссионных линий свидетельствует об акреции вещества околозвездного диска. По-видимому, изменения среднего значения эквивалентных ширин в сезонах показывают изменение темпа акреции.

Таким образом, результаты спектрального исследования спектров Т Тельца, полученных за период 1971-79 гг показали, что существует квазипериодические изменения эквивалентных ширин эмиссионных линий водорода, H и K Ca II в 28-30 суток. Предполагаем, что такие квазипериодические изменения можно объяснить наличием активных образований во внутренних слоях околозвездного диска, который вращается медленнее, чем сама звезда.

- [1] Н.Х. Гулиев. Кинематика и физика небесных тел, 1991, т. 7, №4, с.51-55.
- [2] Г.В. Зайцева. Астрофизика, 1978, т.14, вып.1, с.17-30.

- [3] Г.В. Зайцева. Астрономический циркуляр, № 984, 1978, с.3-6.
- [4] Г.В. Зайцева, К.В. Тарасов и Г.П. Чернова. Письма в Астрономический журнал, 1988, т. 4, № 7, с.610-615.

N.X. Quliyev

## T BUĞA ULDUZUNDA YAVAŞ (LƏNQ, UZUNMÜDDƏTLİ) SPEKTRAL DƏYİŞMƏNİN AXTARILMASI

T Buğa ulduzunun 1971-79-cu illerde Şamaxı astrofizika resədxanasında alınmış spektral müşahidə materialları tədqiq olunmuşdur. Hidrogenin, H və Ca II emissiya xətlərinin ekvivalent enlərinin 28-30 d xarakterik vaxtla kvaziperiodik dəyişməsi müəyyən olunmuşdur.

N.Kh. Guliev

## SEARCH FOR SLOW SPECTRAL VARIABILITY OF T TAURI

The results of spectroscopic investigation of the star T Tauri on the basis of the material obtained in 1971-1979 is presented. It is shown that the equivalent width of emission lines of hydrogen, H and K Ca II varies with characteristic times of 28-30 days.

# THEORETICAL CONFORMATIONAL ANALYSIS OF GLUCAGON MOLECULE

G.A. AGAYEVA

*Rasulzade Baku State University  
Baku, 370145, Z.Khalilov str., 23*

The conformational properties of the peptide hormone glucagon were investigated by the theoretical conformational analysis method. Two families of lowest energy conformations were found corresponding to: a) conformations having  $\alpha$ -helix within the C-terminal residues 6-26 and b) conformations including two  $\alpha$ -helices (residues 6-11 and 16-26) connected by a  $\beta$ -turn. As previously investigated for related peptide hormone secretin, a similar mechanism of the packing of the structural elements was found for glucagon by these energy calculations.

## INTRODUCTION

Glucagon is polypeptide with 29 residues. The effect of glucagon is to release glucose from liver cells to boost blood glucose concentrations. Its action is antagonistic to that of another pancreatic hormone, insulin, which is responsible for lowering unduly high circulating glucose levels. Glucagon plays a central role in glucose homeostasis and an understanding of this complicated process at the molecular level is not possible without a detailed knowledge of the glucagon conformation. Its conformation has been extensively investigated experimentally and theoretically. In previous studies [1], trimeric glucagon in crystals has been shown to have a high content of  $\alpha$ -helix. In dilute aqueous solution, glucagon exist as a monomer. Glucagon is flexible in dilute aqueous solution, but forms a well-defined largely helical conformer in a hydrophobic environment such as organic solvents, lipid bilayers and probably the receptor.  $\alpha$ -Helical structure has also been suggested for glucagon in chlorehanol and in the presence of detergents or micelles [2]. Circular dichroism and optical rotatory dispersion indicate that glucagon conformers of 35 %  $\alpha$ -helical content are induced in concentrated solutions [3]. The sequence-predictive method of Chou and Fasman does support the presence both  $\alpha$ -helix and  $\beta$ -sheet formation for glucagon, and suggest that the conformation is delicately balanced between these two conformations [4].

Pancreatic glucagon is a member of a large family of sequentially related polypeptides, which also includes secretin. Glucagon exhibits 52 % amino acid sequence homology to secretin. The conformations of these hormones have been investigated by nuclear magnetic resonance spectroscopy under conditions of reduced water activity [5,6]. Both these hormones were found to have a similar secondary structure. In the case of these molecules the application of results of NMR studies is much more difficult because precise information on each dihedral angle is not available.

In earlier study we have investigated the conformational properties of secretin by the theoretical conformational analysis method [7,8]. The spatial structure of secretin can be described by two families of low-energy conformations, possessing relatively conformational valid (residues 7-22) and variable (residues 1-6 and 23-27) fragments. One of these families is comprised by five twists of the  $\alpha$ -helix, while the second isoenergetic family possesses two short segments of the  $\alpha$ -helix, divided by a  $\beta$ -turn.

Calculations produced the values of all dihedral angles of the backbones and side chains of these structures as well as intra- and inter-residue interaction energies. Therefore, in this

paper our purpose is to search for an energetically probable conformation of the glucagon, satisfying experimental data relating to physiological conditions.

I.GLUCAGON    H-HIS1-SER2-GLN3-GLY4-THR5-  
II.SECRETIN    H-HIS1-SER2-ASP3-GLY4-THR5-

I.- PHE6-THR7-SER8-ASP9-TYR10-SER11-LYS12-  
II.-PHE6-THR7-SER8-GLU9-LEU10-SER11-ARG12-

I.- TYR13-LEU14-ASP15-SER16-ARG17-ARRG18-  
II.-LEU13-ARG14-ASP15-SER16-ALA17-ARG18-

I. -ALA19-GLN20-ASP21-PHE22-VAL23-GLN24-  
II.-LEU19-GLN20-ARG21-LEU22-LEU23-LEU24-

I. -TRP25-LEU26-MET27-ASN28-THR29-NH<sub>2</sub>  
II.-GLY25-LEU26-VAL27-NH<sub>2</sub>

*Fig. Comparison of the amino acid sequence of glucagon with that of secretin.*

## CALCULATIONS

This investigation were carried out using theoretical conformational analysis method as described in Refs.[7-9]. Computations were carried out on the IBM586 using programs written by Godjayev et al [9] in FORTRAN. This program calculates the conformational energy of a peptide as a sum of nonbonded ( $E_{NB}$ ), hydrogen-bonded ( $E_{HB}$ ) and electrostatic energies ( $E_{EL}$ ) for pairwise atomic interactions and torsional potential energies ( $E_{TOR}$ ) for rotation about bonds. Bond lengths and bond angles are fixed at standard values [10], and only dihedral angles are allowed to vary.

For a stable conformation, the  $\phi, \psi$  dihedral angles of backbone chain are located in a low energy regions:

$R(\phi, \psi = -180^\circ-0^\circ)$ ,  $B(\phi = -180^\circ-0^\circ, \psi = 0^\circ-180^\circ)$ ,  
 $L(\phi, \psi = 0^\circ-180^\circ)$  and  $P(\phi = 0^\circ-180^\circ, \psi = -180^\circ-0^\circ)$ .

The conformational state of each amino acid residue is conveniently described by backbone  $\phi, \psi$  and side chain  $\chi_1, \chi_2, \chi_3, \dots$  dihedral angles.

## RESULTS AND DISCUSSION

Study of the data on receptor binding and activity of glucagon suggest that almost the entire molecule is required for full biological potency. It is therefore of interest to examine the conformational behavior of the complete molecule of glucagon. The determination of the stable conformations of

glucagon molecule, represented here, is based on the detailed analysis of secondary structure elements of the separate its fragments. This analysis is need for detailed studies of the geometrical and energetical features of the packing of these structural elements.

Calculations of the glucagon molecule can be divided into three stages. The three glucagon large regions: residues 1-12, 9-18 and 18-29 were investigated separately by minimizing the energies of all possible combinations of low-energy structures of the component fragments and then reducing the total number of states at each stage by cutting off the higher-energy ones. By using combinations of appropriate single-residue conformations it was possible to search the low-energy structures of the di-, tri- and tetrapeptide segments adequately. In each situations, the large fragments are built up from smaller ones: di-, tri- and tetrapeptides.

The lowest structures of the dodecapeptide His1-Lys12 are produced by various combinations of almost all favorable states of the two partially overlapping fragments His1-Thr7 and Phe6-Lys12. A comparatively large number of low-energy conformations of His1-Lys12 make be attributed to the fact that the five residues of the N-terminal region forms relatively flexible structure, but the second part Phe6-Lys12 exhibits an  $\alpha$ -helical segment. This is a conformational rigid nucleation, which is observed in all low-energy conformations of His1-Lys12 with no changes in its structure.

Conformational properties of the middle fragment Asp9-Arg18 have been investigated basing on the low-energy

structures of the three components tetrapeptide fragments Asp9-Lys12, Lys12-Asp15 and Asp15-Arg18. This fragment of glucagon has a few polar amino acid residues, five of which are charged (Fig.). A main goal of this research is to find the position of the possible reverse turn structure. This calculation was used also to test the important role of the various ionic pairs formation.

Calculation indicated only two most favorable conformations for this central decapeptide of glucagon. First of them structure  $R_2R_3R_3R_{1222} R_{12} R_{3222} R_2 R_1 R_{2222} R_{1222}$  ( $E_{REL} = 0$  kcal/mol) forms  $\alpha$ -helical conformation, but the second low-energy structure  $R_2 R_3 R_3 B_{1222} R_{21} B_{2122} B_2 R_1 R_{2222} R_{1222}$  ( $E_{REL}=2.5$  kcal/mol) includes two  $\alpha$ -helical coils, connected by a  $\beta$ -turn. At this conformation the distance between the  $C^{\alpha}$  atoms of Lys12 and Asp15 is found to be approximately 6.8 Å, which indicates the presence of a  $\beta$ -turn. A  $\beta$ -turn leads to the hydrogen bonds between the  $\varepsilon$ -amino group of Lys12 and the carboxyl group of Asp15 and between the carboxyl group of Asp9 and the guanidine function of Arg18. It is shown that the interactions between negatively charged aspartyl residues and positively charged residues stabilize  $\alpha$ -helical segments also.

The next stage in the analyses of glucagon comprises calculation of stable conformations of the C-terminal dodecapeptide Arg18-Thr29 NH<sub>2</sub>. Combining all low-energy conformations of the separate overlapping fragments were calculated sequentially increasing larger C-terminal segments: Phe22-Met27, Gln20-Met27, Arg18-Met27 and, at last, Arg18-Thr29NH<sub>2</sub> (Fig.). The results showed that among

Table. The geometrical (in degree) and energetical parameters of lowest energy conformations of glucagon. ( $\chi^1, \chi^2, \chi^3 = 180^\circ$ )

Aminoacid N	First family structure					Second family structure				
	$\phi$	$\psi$	$\omega$	$\chi^1$	$\chi^2$	$\phi$	$\psi$	$\omega$	$\chi^1$	$\chi^2$
HIS1	62	-63	177	172	-94	62	-63	177	172	-94
SER2	-89	-62	173	55	175	-89	-62	173	55	175
GLN3	-61	-33	183	76	-69	-61	-33	183	76	-69
GLY4	-87	71	176	-	-	83	-71	176	-	-
THR5	-132	162	173	60	179	-132	162	173	60	179
PHE6	-74	-29	173	68	82	-74	-29	173	68	83
THR7	-60	-41	-172	56	182	-60	-45	-175	56	182
SER8	-57	-36	180	178	181	-56	-44	179	178	180
ASP9	-49	-43	184	180	89	-53	-47	183	180	89
TYR10	-86	-34	-175	61	85	-75	-25	180	-60	-90
SER11	-68	-33	-180	-60	180	-69	-47	178	-60	180
LYS12	-75	-42	184	75	170	-81	157	-172	72	185
TYR13	-77	-27	-171	87	83	-97	-70	184	178	60
LEU14	-69	-39	-177	-65	170	-120	112	174	180	60
ASP15	-69	-36	180	180	87	-115	154	-173	182	88
SER16	-79	-32	178	64	180	-97	-48	-173	61	180
ARG17	-67	-44	182	180	179	-57	-47	-171	180	180
ARG18	-76	-36	-173	73	179	-69	-37	178	70	183
ALA19	-70	-30	172	180	-	-67	-40	-174	180	-
GLN20	-63	-53	-172	181	62	-51	-53	-172	180	62
ASP21	-78	-38	-172	61	90	-78	-38	188	61	90
PHE22	-57	-44	185	180	91	-57	-44	185	180	91
VAL23	-83	-34	180	-51	63	-83	-34	180	-51	63
GLN24	-68	-62	-163	176	63	-68	-62	-163	176	63
TRP25	-97	-48	-165	-60	105	-97	-48	-165	-60	105
LEU26	-80	-47	-175	-60	180	-80	-47	-175	-60	105
MET27	-92	154	-170	182	165	-92	154	-170	182	165
ASN28	-68	-51	177	181	91	-68	-51	177	181	91
THR29	-72	-48	178	57	182	-72	-48	178	57	182
Energy (kcal/mol)	$E_{\text{RR}}$	$E_{\text{EL}}$	$E_{\text{Tor}}$	$E_{\text{REL}}$		$E_{\text{RE}}$	$E_{\text{EL}}$	$E_{\text{Tor}}$	$E_{\text{REL}}$	
	-191.3	16.9	28.7	1.5		-188.9	13.3	26.1	0.0	

plausible spatial forms of C-terminal dodecapeptide a  $\alpha$ -helix is energetically the most stable structure. The global conformation of this fragment  $R_{1222} R_2 R_{212} R_1 R_2 R_{322} R_{211} R_{32} R_{1222} R_{2222} R_2 R_1$  ( $E_{REL} = 0$  kcal/mol) contains of  $\alpha$ -helical structure, stabilized by networks of regular hydrogen bonds. All of other computed low-energy conformations have partially helical structures with relatively variable C-terminal tripeptide. This calculation strongly supports a model in which the C-terminal region of the glucagon is helical. The empirical method of Chou and Fasman has also been used to predict several structures for glucagon, one of which has a helical segment at aminoacid residues 19-27.

At the final stage of the investigation, all combinations of possible conformations of the separately overlapping fragments His1-Lys12, Asp9-Arg18 and Arg18-Thr29NH<sub>2</sub> had to be considered and then used as starting conformations for computing the structure of the whole molecule. A number of conformational states with the same backbone form and different orientations of side chains were also calculated for a particular shape whenever reasonable.

The results of conformational calculations of glucagon showed two families of lowest energy conformations with the variable N-terminal (residues 1-5) and C-terminal (residues 27-29) regions. One of these families is comprised a great  $\alpha$ -helical segment at the 6-26 residues, but the second iso-energetic family contains two short  $\alpha$ -helix segments (residues 6-11 and 16-26) connected by a  $\beta$ -turn at the Lys12-Asp15 level. The second family has an energy more than 1.5 kcal/mol lower than that of the first family. The lowest energy conformation of the second family is stabilized by

two hydrogen bonds between oppositely charged side chains of the Lys12 and Asp15 and Asp9 and Arg18. The energies of these medium- and long-rang interactions between Lys12 and Asp15 and between Asp9 and Arg18 are equal -11.9 and -11.3 kcal/mol respectively. The conformations of the first family with a high content of  $\alpha$ -helix are stabilized by networks of regular backbone hydrogen bonds and hydrogen bonds involving the charged group of side chains. Numerical values of dihedral angles of rotation about the backbone ( $\phi, \psi$ ) and side ( $\chi_1, \chi_2$ ) bonds in the two lowest energy conformations of glucagon are listed in Table. There are represented its energetical parameters in this Table too. The resulting conformations of glucagon were compared with the known experimental results. It was shown that conformations of the first family are consistent with the X-ray crystal structure [1], but the conformations of the second families are similar to the proposed structure in NMR investigations [6]. These studies lead to the conclusion that glucagon can form one of these calculating conformations depending on the conditions.

The data in this paper show that glucagon molecule have a similar conformational properties with secretin. As previously observed for secretin [7,8], a similar mechanism of the packing of the structural elements was found for glucagon by these energy calculations. This is not too surprising for families of peptides with similar or identical functions and very extensive amino acid homologies, such as the glucagon and secretin. A more detailed analysis of these results and further structure-function relationships investigation of glucagon will be presented elsewhere.

- [1] K. Sasaki, S. Dockerill, D.A. Adamiaik, I.J. Tickle, T.L. Blundell, Nature, 1975, 257, 751-757.
- [2] C. Boesch, L.R. Brown, K. Wuthrich, Biochimica et Biophysica Acta, 1980, 603, 298-312.
- [3] C.S.C. Wu, J.T. Yang, Biochemistry, 1980, 19, 2117-2122.
- [4] P.Y. Chou, G.D. Fasman, Biochem., 1975, 14, 2536-2541.
- [5] G.M. Clore, S.R. Martin, A.M. Gronenborn, J.Mol.Biol., 1986, 191, 553-561.
- [6] W. Braun, G. Wider, K.H. Lee, K. Wuthrich, J.Mol.Biol. 1983, 169, 921-948.
- [7] G.A. Agayeva, N.A. Akhmedov, E.M. Popov, Molek.Biol. 1987, 21, 164-181 (in Russian).
- [8] G.A. Agayeva, I.A. Bolotina, V.O. Chekhov, Biophysika, XXXI, 1989, 14-19 (in Russian).
- [9] N.M. Godjayedev, I.S. Maksumov, L.I. Ismailova, J.Chem. Struc., 24, 1983, 147-152 (in Russian).
- [10] IUPAC-IUB, Biochem.J., 121, 1971, 121, 577-585.

G.Ə. Ağayeva

## QLÜKAQON MOLEKULUNUN NƏZƏRİ KONFORMASIYA ANALİZİ

Peptid hormonu qlükaqonun konformasiya xüsusiyyətləri nezəri konformasiya analizi üsulu ilə tədqiq olunmuşdur. Qlükaqon molekulu üçün iki tipli aşağı enerjili konformasiyalar müəyyən olunmuşdur: a) C-tərəf 6-26 fragmentində  $\alpha$ -spiral quruluşu emələ getirən konformasiyalar və b)  $\beta$ -dönmə ilə birləşən iki  $\alpha$ -spiral quruluşları (6-11 və 16-26 fragmentləri) emələ getirən konformasiyalar. Enerji hesablamaları nəticəsində qlükaqon molekulu üçün ona oxşar peptid hormonu sekretin üçün tədqiq olunmuş quruluşunun məxanizmi müəyyən olunmuşdur.

Г.А. Агаева

## ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ КОНФОРМАЦИОННЫЙ АНАЛИЗ МОЛЕКУЛЫ ГЛЮКАГОНА

Методом теоретического конформационного анализа исследованы конформационные возможности молекулы глюкагона. Были определены два семейства низкоэнергетических конформаций глюкагона: а) конформации, формирующие  $\alpha$ -спиральную структуру на С-концевом 6-26 фрагменте молекулы и б) конформации, содержащие два  $\alpha$ -спиральных участка (6-11 и 16-26), соединенных  $\beta$ -изгибом цепи. На основании энергетических расчетов для глюкагона был выявлен похожий механизм укладки структурных элементов как ранее найденный для родственной ему молекулы секрецина.

Дата поступления: 11.03.00

Редактор: М.К. Керимов

## РАДИУСЫ И СТРУКТУРА СФЕРИЧЕСКИХ АТОМНЫХ ЯДЕР

**М. М. МИРАБУТАЛЫБОВ**

*Азербайджанская Государственная Нефтяная Академия  
г. Баку, пр. Азадлыг, 20*

Дифференциальное сечение упругого рассеяния электронов и протонов на сферических ядрах вычислено в искаженно волновом приближении. Совместный анализ теоретических результатов позволяет более точно определить среднеквадратичные радиусы распределения протонов, нейтронов и толщину поверхностного слоя ядер. Изменение этих параметров в ядрах изотопов  $^{40}\text{Ca}$ ,  $^{46}\text{Ca}$ ,  $^{116}\text{Sn}$ ,  $^{118}\text{Sn}$ ,  $^{124}\text{Sn}$ , а также изотопов  $^{88}\text{Sr}$ ,  $^{90}\text{Zr}$  объясняется на основе модели независимых частиц и с помощью приложения теории ядерной материи к оболочечной модели.

Изучение среднеквадратичных радиусов (СКР) ядер и их изменений при добавлении нуклонов является одной из центральных тем последних лет в ядерной физике. Если зарядовый радиус характеризует ядро в целом, то изменение СКР при добавлении нуклонов связано как со структурой атомных ядер, так и с природой эффективных сил.

Целью работы является определение СКР распределения протонов и нейтронов в сферических ядрах путем одновременного анализа теоретических сечений упругого рассеяния электронов и протонов.

С помощью теории многократного рассеяния протонов [2] и с учетом трехпараметрических ферми-распределений плотности нуклонов проанализированы экспериментальные данные по упругому рассеянию протонов с падающей энергией  $\sim 1000$  МэВ на ядрах  $^{40}\text{Ca}$ ,  $^{48}\text{Ca}$  [3],  $^{88}\text{Sr}$  и  $^{90}\text{Zr}$  [4]. Значения параметров для зарядовых распределений брались из результатов по упругому электрон-ядерному рассеянию [5] с падающей энергией  $\sim 250$  МэВ. Параметры распределения плотности нейтронов подбирались по методу наименьших квадратов из требования наилучшего описания экспериментальных сечений по упругому рассеянию протонов на ядрах.

Структурные изменения в ядрах изотопов и изотонов в основном связываются с заполнением ядерных оболочек, и эти изменения происходят главным образом на поверхности ядер. Поэтому цель таких исследований в основном заключается в выявлении закономерностей в изменении распределения, как протонов, так и нейтронов при заполнении оболочек.

Анализируя результаты упругого рассеяния электронов и протонов на ряде сложных сферических ядер, обнаружено, что изменение ядерных параметров при переходе между изотопами и изотонами происходит неодинаково. При переходе от ядра  $^{116}_{50}\text{Sn}$  к  $^{118}_{50}\text{Sn}$  СКР протонного распределения увеличивается на 0,051 фм, в то время как нейтронный СКР уменьшается на 0,059 фм. При этом толщина поверхностного слоя ядерного вещества тоже уменьшается на 0,077 фм. Однако при переходе от ядра  $^{118}_{50}\text{Sn}$  к  $^{124}_{50}\text{Sn}$  все эти параметры увеличиваются на 0,022 фм для СКР протонного, на 0,151 фм для СКР нейтронного распределений и на 0,037 фм для толщины поверхностного слоя ядра.

При переходе от ядра  $^{40}_{20}\text{Ca}$  к изотопу  $^{48}_{20}\text{Ca}$  СКР протонного распределения уменьшается на 0,024 фм, а для

нейтронного – увеличивается на 0,145 фм, при этом толщина поверхностного слоя увеличивается на 0,028 фм.

Изменение этих параметров можно объяснить на основе модели независимых частиц и с помощью приложения теории ядерной материи к оболочечной модели.

Малое увеличение СКР протонного распределения при переходе от изотопа  $^{116}_{50}\text{Sn}$  к  $^{118}_{50}\text{Sn}$  можно объяснить тем, что добавленные два нейтрана занимают подоболочку  $2d_{3/2}$  и замыкают ее, а угловой момент подоболочки  $l=2$  нового изотопа меньше, чем угловой момент заполненной протонной подоболочки  $1g_{9/2}$  ( $l=4$ ). Поэтому эти нейтраны выталкивают протоны в направлении поверхности ядра и увеличивают СКР протонного распределения. Уменьшение СКР нейтронного распределения и толщины поверхностного слоя можно объяснить так же, как и для протонов: замыканием подоболочки  $2d_{3/2}$  при добавлении двух нейтронов, вследствие чего толщина поверхностного слоя и СКР нейтронного распределения уменьшаются по сравнению с соответствующими величинами предыдущих изотопов. Добавление шести нейтронов к  $^{118}_{50}\text{Sn}$  приводит к тому, что начинает заполняться подоболочка  $1h_{11/2}$  ( $l=5$ ), поэтому толщина поверхностного слоя и СКР нейтронного распределения увеличиваются, а увеличение СКР протонного распределения идет медленнее. Что касается изотопов кальция, то добавление восьми нейтронов к магическому ядру  $^{40}_{20}\text{Ca}$  приводит к тому, что начинает заполняться новая подоболочка  $1F_{1/2}$  ( $l=3$ ). Это ведет к резкому увеличению СКР нейтронного распределения и толщины поверхностного слоя.

Рассмотрим теперь изменение СКР и поверхностного параметра в ядрах изотонов. При переходе от ядра  $^{88}_{38}\text{Sr}$  к  $^{90}_{40}\text{Zr}$  СКР протонного распределения увеличивается на 0,003 фм, а нейтронного – на 0,098 фм. Толщина поверхностного слоя уменьшается на 0,066 фм. Незначительные изменения радиуса протонного распределения и уменьшение толщины поверхностного слоя опять приводят нас к заключению, что при добавлении двух протонов заполняется верхняя подоболочка  $2p_{1/2}$ . Увеличение СКР нейтронного распределения происходит за счет того, что угловой момент добавляемых протонов  $2p_{1/2}$  ( $l=1$ ) меньше, чем угловой момент нейтронной подоболочки  $1g_{9/2}$  ( $l=4$ ), и это приводит к существенному перераспределению нейтронов в ядре.

Такое изменение ядерных параметров с добавлением нейтронов и протонов хорошо объясняется приложением теории ядерной материи к эффектам незамкнутости оболочки: взаимодействию нуклонов внутри подоболочки, поляризации остова, спариванию добавляемых к подоболочке нуклонов.

В модели независимых частиц эта закономерность в изменениях СКР распределения протонов и нейтронов в ядрах объясняется тем, что в тяжелых ядрах существование нейтронного избытка приводит к неодинаковым средним потенциалам, действующим на нейтроны и протоны. Этот эффект, характеризующий более тонкие осо-

бенности структуры ядра, приводит к появлению потенциальной части энергии симметрии.

Таким образом, анализ экспериментальных работ по упругому рассеянию электронов на сферических ядрах приводит к заключению, что СКР протонного распределения для вышеперечисленных ядер расположены в следующих пределах:  $\langle r_p^2 \rangle^{1/2} = (1,0 \pm 0,03) (23)^{1/3}$  фм, а нейтронные —  $\langle r_n^2 \rangle^{1/2} = (1,01 \pm 0,06) (2N-2)^{1/3}$  фм. Из анализа результатов протонного рассеяния следует, что СКР распределения ядерной материи лежит в пределах:  $\langle r_m^2 \rangle^{1/2} = 0,92 A^{1/3}$  фм.

- [1] Cuenter Plunien and Gerhard Soff. Phys. Rev., 1996, A53, 4614.
- [2] М.М.Мирабуталыбов. Ученые записки, 1996, 4, 48-55, Азерб. ГНА, Баку.

- [3] Г.Д. Алхазов и др. Препринт ЛИЯФ № 155, 1975.
- [4] Г.Д. Алхазов и др. Препринт ЛИЯФ № 244, 1976.
- [5] А.В. Джавадов, М.М. Мирабуталыбов. Известия АН СССР, 1978, сер. физ., 42, с. 1875-1879.

M.M. Mirabutalybov

## SFERİK ATOM NÜVƏLƏRİNİN QURULUŞU VƏ RADIÜSLARI

Elektron ve protonların sferik nüvelərdən səpilməsinin differential effektiv kəsiyi təhrif olunmuş dalğalar yaxınlaşmasında hesablanmışdır. Hər iki səpilmə üçün nəzəri hesablamaların birlikdə analizi nüvelərdə proton ve neytronların paylanmasıın orta kvadratik radiusu və səth təbəqəsinin qalınlığını dəha daşıq tapmağa imkan verir. Bu parametrlərin izotop nüvelərdə  $^{40}\text{Ca}$ ,  $^{48}\text{Ca}$  və  $^{116}\text{Sn}$ ,  $^{118}\text{Sn}$ ,  $^{124}\text{Sn}$ , həmçinin izotonlarda  $^{88}\text{Sr}$ ,  $^{90}\text{Zr}$  dəyişməsinin izahatı asılı olmayan zərttəciklər və təbəqəli nüve modelinin köməyi ilə verilmişdir.

M.M. Mirabutalybov

## NUCLEAR STRUCTURE AND RMS RADII

Differential cross-section of the elastic scattering of electrons and protons on the spherical nuclei has been calculated in the distorted wave approximation. The general analysis of both electron and proton theoretical results allows to determine more precisely the values of root mean square (RMS) radii protons and neutrons of distributions, also, the thickness of nuclei. The change of these parameters in nuclei of isotopes  $^{40}\text{Ca}$ ,  $^{48}\text{Ca}$  and  $^{116}\text{Sn}$ ,  $^{118}\text{Sn}$ ,  $^{124}\text{Sn}$ , as well as isotons  $^{88}\text{Sr}$ ,  $^{90}\text{Zr}$  is explained by the models of independent particles and by means of application nucleus matter theory to the shell model.

# THERMOELECTROMOTIVE FORCE OF NONDEGENERATE KANE SEMICONDUCTORS UNDER THE CONDITIONS OF MUTUAL ELECTRON-PHONON DRAG IN A STRONG ELECTRIC FIELD

M.M. BABAEV, T.M. GASSYM

*Institute of Physics of Academy of Sciences of Azerbaijan  
370143, Baku, H. Cavid av., 33*

The thermoelectromotive force of nondegenerate Kane semiconductors with due regard for the electron and phonon heating and their mutual drag is investigated. The electron spectrum is taken in the Kane two-band form. It is shown that the nonparabolicity of electron spectrum significantly influences on quantity of thermoelectromotive force and leads to the change of its dependence on the electron temperature  $T_e$  as well as on the heated electric field. Under the conditions of strong mutual electron-phonon drag, thermoelectromotive force mainly consists of the phonon part. In these conditions for the parabolic case the thermoelectromotive force increases as  $\sim T_e^{3/2}$ , and for the strong nonparabolic case as  $\sim T_e^3$ .

The interest to the studies of thermoelectromotive force in different systems under the conditions of carrier heating at the high external electric field has recently been intensified [1-3]. Lei [1], Xing, Liu, Dong and Wang [2] were discussed the thermoelectromotive force under the conditions of carrier heating at the external strong electric field neglecting the contribution of the phonon drag, which is very important at low temperatures of lattice [4]. The role of the phonon drag in thermoelectromotive force of hot carriers was studied by Wu, Horing and Cui [3], with taking into account only the drag of electrons by phonons (thermal drag), but the mutual drag of electrons and phonons was neglected. The thermoelectromotive force with regard for both the electron drag by phonons and their mutual drag was studied in [5]. In all the papers [1-3,5] the electron dispersion law was assumed to be parabolic. In publication [6] the thermoelectromotive force of hot electrons in strongly degenerated semiconductors for two-band Kane spectrum of electrons was discussed.

In this paper a theoretical study of thermoelectromotive force of nondegenerate Kane semiconductors placed at strong electric field with taking into account both the drag of heated electrons by phonons and their mutual drag is carried out. The phonons were assumed to be heated or nonheated. Two-band Kane spectrum of electrons is assumed [4]:

$$p(\varepsilon) = (2m_n \varepsilon)^{\frac{1}{2}} \left(1 + \frac{\varepsilon}{\varepsilon_g}\right)^{\frac{1}{2}}, \quad (1)$$

where  $m_n$  is the electron effective mass at the bottom of the conduction band,  $\varepsilon_g$  is the band gap,  $p$  and  $\varepsilon$  are the electron momentum and energy, respectively.

The considered physical process is the thermoelectric Seebeck effect in the presence of a heated electric field  $\bar{E}$  and an electron temperature gradient  $\nabla T_e$ , which can be produced by the gradient of  $\bar{E}$  or by a lattice temperature gradient  $\nabla T$ .

The basic equations of the problem are the coupled Boltzmann transport equations for electrons and phonons. The case

of quasi-elastic electron scattering by acoustic phonons is considered. For the considered case the distribution functions of electrons  $f(\vec{p}, \vec{r})$  and phonons  $N(\vec{q}, \vec{r})$  may be presented in the form:

$$f(\vec{p}, \vec{r}) = f_0(\varepsilon, \vec{r}) + \bar{f}_1(\varepsilon, \vec{r}) \frac{\bar{p}}{p}, |f_1| \ll f_0, \quad (2)$$

$$N(\vec{q}, \vec{r}) = N_0(\vec{q}, \vec{r}) + \bar{N}_1(\vec{q}, \vec{r}) \frac{\bar{q}}{q}, |\bar{N}_1| \ll N_0. \quad (3)$$

Here  $f_0$  and  $\bar{f}_1$ ,  $N_0$  and  $\bar{N}_1$  are the isotropic and anisotropic parts of the electron and phonon distribution functions, respectively.

If the inter-electronic collision frequency  $\nu_{ee}$  is much more than the collision frequency of the electrons for the energy transfer to lattice  $\nu_e$ , then  $f_0(\varepsilon, \vec{r})$  is the Fermi distribution function with an electron temperature  $T_e$ . We consider the case, when for long-wavelength (LW) phonons there is a "thermal reservoir" of short-wavelength (SW) phonons:

$q_{max} \approx 2\bar{p} \ll \frac{T}{s_0}$ , where  $s_0$  is the sound velocity in the crystal,  $q_{max}$  is the maximum quasi-momentum of LW phonons. In this case  $N_0(\vec{q}, \vec{r})$  has the form [7]

$$N_0(\vec{q}, \vec{r}) \approx \frac{T_p(\vec{r})}{s_0 q}, \quad (4)$$

where  $T_p$  is the effective temperature of the LW phonons.

Starting from the Boltzmann transport equations we obtain the following equations for  $\bar{f}_1$  and  $\bar{N}_1$  in the steady state:

$$\frac{P}{m(\varepsilon)} \nabla f_0 - e \bar{E}_c \frac{P}{m(\varepsilon)} \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} + v(\varepsilon) \bar{f}_1 + \frac{2\pi m(\varepsilon)}{(2\pi\hbar)^3 P^2} \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \int_0^{2P} \tilde{N}_1(q) W(q) \hbar \omega_q q^2 dq = 0 , \quad (5)$$

$$S_0 \nabla N_0 + \beta(q) \bar{N}_1 - \frac{4\pi m(\varepsilon)}{(2\pi\hbar)^3} W(q) N_0(q) \int_{q/2}^{\infty} \bar{f}_1 dp = 0 . \quad (6)$$

Here  $e$  is the absolute value of the electronic charge,  $\bar{E}_c = E + E_T$ ,  $E_T$  is the thermoelectric field,  $m(\varepsilon)$  is the electronic effective mass,  $\hbar \omega_q = S_0 q$  is the phonon energy,  $W(q) = W_0 q^x$  is the square matrix element of the electron-phonon interaction ( $x=1$  for deformation and  $x=-1$  for piezoelectric interaction),  $\beta(q)$  and  $v(\varepsilon)$  are the total phonon and electron momentum scattering rates, respectively.

For the Kane semiconductors with the electron spectrum (1) the expressions of  $m(\varepsilon)$  and  $v(\varepsilon)$  have the form [4]:

$$m(\varepsilon) = m_n \left( 1 + \frac{2\varepsilon}{\varepsilon_g} \right) , \quad (7)$$

$$v(\varepsilon) = v_e(T) \left( \frac{T_e}{T} \right)^1 \left( 1 + \frac{2\varepsilon}{\varepsilon_g} \right) \left( 1 + \frac{\varepsilon}{\varepsilon_g} \right)^{-x} \left( \frac{\varepsilon}{T} \right)^{-x} , \quad (8)$$

where  $x=3/2, l=0$  for the scattering of electrons by impurity ions and  $x=-t/2, l=1$  for the scattering of electrons by acoustic phonons. When LW phonons are scattered by SW phonons or by crystal boundaries,  $\beta(q)$  doesn't depend on the spectrum of electrons and has the form [7]

$$\beta_p(q) = \frac{T^4}{4\pi\rho h^4 S_0^4} q , \quad \beta_b(q) = \frac{S_0}{L} , \quad (9)$$

where the indices  $p$  and  $b$  denote the scattering by SW phonons and crystal boundaries,  $\rho$  and  $L$  are the density and the minimum size of specimen, respectively. When LW phonons are scattered by electrons,  $\beta(q)$  depends on the spectrum of electrons and for the spectrum (1) we obtain:

$$\beta_e(q) = \left( \frac{m_n S_0^2}{8\pi T_e} \right)^{1/2} \frac{N W_0}{T_e} \left( 1 + \frac{2T_e}{\varepsilon_g} \right)^2 \left( 1 + \frac{3T_e}{2\varepsilon_g} \right)^{-3/2} q^x , \quad (10)$$

where  $N$  is the concentration of electrons.

Solving the coupled equations (5) - (6) by the same way as in [5] it is easy to calculate the electric current density of electrons [4]

$$\vec{j} = - \frac{e}{3\pi^2 \hbar^3} \int_0^\infty \bar{f}_1(\varepsilon) p^2(\varepsilon) d\varepsilon . \quad (11)$$

Let us direct external electric field along the  $x$  axis, and the gradient of lattice temperature (or the gradient of external electric field) along the  $z$  axis. Under this conditions from equation  $j_z=0$  we obtain the following expressions for the

electron ( $\alpha_e$ ) and phonon ( $\alpha_p$ ) parts of the thermoelectromotive force ( $\alpha$ ):

$$\alpha = \alpha_e + \alpha_p ; \alpha_e = - \frac{\beta_{11}^{(e)}}{\sigma_{11}} ; \alpha_p = - \frac{\beta_{11}^{(p)}}{\sigma_{11}} , \quad (12)$$

where

$$\sigma_{11} = \int_0^\infty a(x) [1 + b(x)] dx , \quad x = \frac{\varepsilon}{T_e} \quad (13)$$

$$\beta_{11}^{(e)} = \frac{1}{e} \int_0^\infty a(x) \left\{ x - \frac{\zeta(T_e)}{T_e} + \left[ 1 - \frac{\zeta(T_e)}{T_e} \right] b(x) \right\} dx , \quad (14)$$

$$\beta_{11}^{(p)} = \frac{1}{e} \int_0^\infty a(x) \{ \lambda(x) + \lambda(g_e) b(x) \} dx , \quad x = \frac{\varepsilon}{T_e} , \quad g_e = \frac{T_e}{T} , \quad g_p = \frac{T_p}{T} . \quad (15)$$

Here  $\zeta(T_e)$  is the chemical potential of hot electrons,

$$a(x) = \frac{e^2}{3\pi^2 \hbar^3} \frac{p^3(x)}{m(x) v(x)} \exp \left[ \frac{\zeta(T_e)}{T_e} - x \right] , \quad (16)$$

$$b(x) = \frac{\gamma(x)}{1 - \gamma(g_e)} \frac{m(x)}{m(g_e)} \frac{v(x)}{v(g_e)} , \quad (17)$$

$$\gamma(x) = \frac{3+t}{(2p)^{3+t}} \frac{v_p(x)}{v(x)} \int_0^{2p} \frac{\beta_e(q)}{\beta(q)} q^{x+t} dq , \quad (18)$$

$$\lambda(x) = \frac{3+t}{(2p)^{3+t}} \frac{m(x)s_0^2}{T_p} v_p(x) \int_0^{2p} \frac{1}{\beta(q)} q^{2+t} dq, \quad (19)$$

$v_p(x)$  is the electron scattering frequency by phonons. The coefficient  $\lambda(x)$  characterizes the efficiency of the thermal drag, whereas  $\gamma(x)$  describes the same for the mutual drag.

Because of the complexity of general analysis of expressions (12) - (15), later we examine the dependence of electron momentum on its energy in the form

$$P(\varepsilon) = (2m_n \varepsilon_g)^{\frac{1}{2}} \left( \frac{\varepsilon}{\varepsilon_g} \right)^s, \quad (20)$$

which for the spectrum (1) corresponds to the parabolic ( $T_e \ll \varepsilon_g, s=1/2$ ) and strongly nonparabolic ( $T_e > \varepsilon_g, s=1$ ) cases, respectively. In these cases  $m(\varepsilon), v(\varepsilon)$  and  $\beta(q)$  may be presented in the form:

$$\alpha_e = -\frac{1}{e} \left( 1 + C_1 \frac{\gamma_0}{1-\gamma_0} \right)^{-1} \left\{ 3 - s + 2sr - \frac{\zeta(T_e)}{T_e} + \left[ 1 - \frac{\zeta(T_e)}{T_e} \right] C_1 \frac{\gamma_0}{1-\gamma_0} \right\}, \quad (24)$$

$$\alpha_p = -\frac{1}{e} \frac{C_2 + (C_1 - C_2)\gamma_0}{1 + (C_1 - 1)\gamma_0} \frac{(3+t)2^{2-\frac{3k}{2}}s^2}{3+t-k} \left( \frac{m_n s_0^2}{T} \right)^{1-\frac{k}{2}} \left( \frac{T g_e}{\varepsilon_g} \right)^{\frac{s-1}{2}(t+k-n)} g_e^{\frac{3n+t-k}{2}} \frac{v_{f0}(T)}{\beta(T)}, \quad (25)$$

where

$$C_1 = \frac{\Gamma(1+3s+2sr+2st-sk)}{\Gamma(3-s+2sr)}, \quad C_2 = \frac{\Gamma(1+3s+2sr+st-sk)}{\Gamma(3-s+2sr)}, \quad (26)$$

$$\gamma_0 = \frac{(3+t)2^{\frac{3(t-k)}{2}}}{3+2t-k} \left( \frac{m_n s_0^2}{T} \right)^{\frac{t-k}{2}} \left( \frac{T g_e}{\varepsilon_g} \right)^{\left( \frac{s-1}{2}(2t+2s-k-n+1) \right)} g_e^{s+t+\frac{3n-3-k}{2}} g_p^{1-t} \frac{\beta_e(T)}{\beta(T)} \frac{v_{f0}(T)}{v_o(T)}, \quad (27)$$

For the spectrum (20) the chemical potential of non-degenerate electrons takes the form:

$$\zeta(T_e) = T_e \ln \frac{3\pi^2 \hbar^3 N}{\Gamma(1+3s)(2m_n T)^{\frac{3}{2}}} \left( \frac{T}{\varepsilon_g} \right)^{-\frac{3(s-1)}{2}} g_e^{-3s}, \quad (28)$$

It is seen from (24) and (25) the nonparabolicity of electron spectrum significantly influences on quantity of thermoelectromotive force of hot carriers and leads to the change of its dependence on the electron temperature. For the all real scattering mechanisms  $4+t-k-n>0$ , consequently the nonparabolicity of spectrum leads to a more rapid growth

of phonon part of thermoelectromotive force  $\alpha_p$  with increasing of  $T_e$ .

Consider the limiting cases  $\gamma_0 \ll 1$  and  $\gamma_0 \rightarrow 1$ . Under conditions of weak mutual drag from (24) and (25) we have

$$\alpha_e = -\frac{1}{e} \left\{ 3 - s + 2sr - \frac{\zeta(T_e)}{T_e} - C_1(2 - s + 2sr)\gamma_0 \right\}, \quad (29)$$

$$\alpha_p = -\frac{1}{e} [C_2 + C_1(1 - C_2)\gamma_e] \frac{(3+t)2^{2-\frac{3k}{2}}s^2}{3+t-k} \left(\frac{m_n s_o^2}{T}\right)^{1-\frac{k}{2}} \left(\frac{T\beta_e}{\epsilon_g}\right)^{\left(s-\frac{1}{2}\right)(t+k-n)} g_e^{\frac{3n+t-k}{2}} \frac{\nu_{fo}(T)}{\beta(T)}, \quad (30)$$

Since  $C_1 > 0$  and  $2-s+2sr \geq 0$  for the all real scattering mechanisms and for each spectrum of electrons with  $s \geq 1/2$ , from (29) we obtain that the mutual drag leads to the decrease of  $\alpha_e$  both in the parabolic and nonparabolic cases.

Let us consider now the thermoelectromotive force under conditions of the strong mutual electron-phonon drag. This takes place when the electrons and phonons are scattered mainly by each other ( $k=t, n=1, r=-t/2, l=1$ ). In this case  $\beta_p = \beta_e$  and from (27) we obtain  $\gamma_e = \frac{\beta_e(t)}{\beta(t)} \frac{\nu_{fo}(T)}{\nu_o(t)} \rightarrow 1$ .

Consequently (24) and (25) takes the forms:

$$\alpha_e = -\frac{1}{e} \left\{ 1 - \frac{\zeta(T_e)}{T_e} \right\}, \quad (31)$$

$$\alpha_p = -\frac{1}{e} \frac{4\sqrt{2}(2s)^2}{3\pi^{\frac{3}{2}}} \left(\frac{T}{\epsilon_g}\right)^{\left(s-\frac{1}{2}\right)} \frac{(m_n T)^{\frac{3}{2}}}{\hbar^3 N} \beta_e^{3s}. \quad (32)$$

The decrease of electron part of thermoelectromotive force influence of mutual drag can see also from the comparison (31) with (29). As it follows from (28) for the nondegenerate electrons

$$\frac{(m_n T)^{\frac{3}{2}}}{\hbar^3 N} \left(\frac{T}{\epsilon_g}\right)^{\left(s-\frac{1}{2}\right)} \approx \exp\left[-\frac{\zeta(T)}{T}\right] \gg 1, \quad (33)$$

$$1) \frac{\beta_p + \beta_b}{\beta_e} \ll \frac{\nu_i}{\nu_p}; \quad 2) \beta_p \gg \beta_b, \frac{\beta_p}{\beta_e} \gg \frac{\nu_i}{\nu_p}; \quad 3) \beta_p \ll \beta_b, \frac{\beta_b}{\beta_e} \gg \frac{\nu_i}{\nu_p}. \quad (35)$$

The obtained results at  $\beta_p = \beta_e \gg 1$  are shown in the Table. As it seen from Table the nonparabolicity of electron spectrum strongly changes the  $E$ -dependence of electron temperature.

Using the Table one can easily obtain the dependence of themoelectric power on the heated electric field in the considered cases. For instance if in (35) inequality 1) is satisfied then  $\alpha_p \sim E^2$  in the parabolic, and  $\alpha_p \sim E^{3/2}$  in the strong nonparabolic cases.

- [1] X.L.Lei. J.Phys., Condensed Matter, 1994, 6, L305.
- [2] D.Y.Xing, M.Liu, J.M.Dong and Z.D.Wang. Phys.Rev. B, 1995, 51, 2193.
- [3] M.W.Wu,N.J.M.Horing and H.L.Cui. Phys.Rev. B, 1996, 54, 5438.
- [4] B.M.Askarov. Electron Transport Phenomena in Semiconductors (Singapore: World Scientific), 1994.

and from the comparison (31) with (32) it is seen that under the conditions of strong mutual drag  $\alpha_p \gg \alpha_e$ . i.e. the thermoelectromotive force mainly consists of the phonon part.

As it follows from (32) the nonparabolicity of electron spectrum strongly changes the dependence of thermoelectromotive force on the electron temperature. Under the conditions of strong mutual drag thermoelectromotive force increases as  $\alpha \sim T_e^{3/2}$  for the parabolic, and as  $\alpha \sim T_e^3$  for the strong nonparabolic cases.

The dependence of  $\beta_e$  on electric field intensity in the absence of mutual drag ( $\gamma_e \rightarrow 0$ ) were considered elsewhere [8]. Here we investigate the  $E$ -dependence of  $\beta_e$  under the conditions of the strong mutual drag ( $\gamma_e \rightarrow 1$ ). In this case  $\beta_p = \beta_e$  and the electron temperature is determined from the energy balance equation

$$\sigma_{11}(\beta_e)E^2 = W_{pp}(\beta_e), \quad (34)$$

where  $W_{pp}$  is the power transferred by the SW phonons to the "thermal reservoir" of the SW phonons. Here we consider the following limiting cases:

Table. Dependences of  $\beta_e$  on  $E$  in the conditions  $\gamma_e \rightarrow 1$

	$S = 1/2$	$S = 1$
Case 1)	$\beta_e \sim E^{4/3}$	$\beta_e \sim E^{1/2}$
Case 2)	$\beta_e \sim E^{1/3}$	$\beta_e \sim E^{1/5}$
Case 3)	$\beta_e \sim E^{4/11}$	$\beta_e \sim E^{2/9}$

- [5] M.M.Babaev, T.M.Gasymov and A.A.Katanov. Phys. Status Solidi (b), 1984, 125, 421.
- [6] T.M.Gasymov, A.A.Katanov and M.M.Babaev. Phys. Status Solidi (b), 1983, 119, 391.
- [7] L.E.Gurevich and T.M.Gasymov. Fizika Tverdogo Tela, 1967, 9, 105.
- [8] M.M.Babaev, T.M.Gasymov. Fizika i Texnika Poluprovodnikov, 1980, 14, 1227.

M.M. Babayev, T.M. Qasim

## GÜCLÜ ELEKTRİK SAHESİNDƏ YERLƏŞDİRİLMİŞ CIRLAŞMAMIŞ KEYN YARIMKEÇİRİCILƏRİNİN QARŞILIQLI ELEKTRON-FONON SÖVQÜ ŞƏRAİTİNDƏ TERMOELEKTRİK HƏRƏKƏT QÜVVƏSİ

Elektron və fononların qızması və qarşılıqlı sövqü şəraitində cırlaşmamış Keyn yarımkəçiricilərinin termoelektrik hərəket qüvvəsi tədqiq edilmişdir. Elektronların spektri ikizonalı Keyn formasında götürülmüşdür. Göstərilmişdir ki, elektron spektrinin geyri-

parabolikliyi termoelektrik hərəket qüvvəsinin qiymətinə güclü tə'sir edir və onun elektron temperaturu  $T_e$ -dən, eləcə də qızdırıcı elektrik sahəsinin intensivliyindən asılılıqlarını dəyişdirir. Güclü elektron-sonon səvqü şəraitində termoelektrik hərəket qüvvəsi, əsasən, sonon hissədən təşkil olunur. Bu şəraitdə parabolik halda termoelektrik hərəket qüvvəsi  $\sim T_e^{3/2}$  kimi, güclü qeyri-parabolik halda isə  $\sim T_e^3$  kimi artır.

М.М. Бабаев, Т.М. Гасым

## ТЕРМОЭДС В НЕВЫРОЖДЕННЫХ КЕЙНОВСКИХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ, НАХОДЯЩИХСЯ В СИЛЬНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ В УСЛОВИЯХ ВЗАИМНОГО УВЛЕЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ И ФОНОНОВ

Исследована термоэдс в невырожденных Кейновских полупроводниках с учетом разогрева электронов и фононов, а также их взаимного увлечения. Спектр электронов предполагается Кейновским в двухзонном приближении. Показано, что непараболичность спектра значительно влияет на величину термоэдс и изменяет зависимости термоэдс от электронной температуры  $T_e$ , а также от греющего электрического поля. В условиях сильного взаимного увлечения термоэдс, в основном, состоит из фононной части. В этих условиях в параболическом случае термоэдс  $\sim T_e^{3/2}$ , а в сильно непараболическом случае  $\sim T_e^3$ .

# ВЛИЯНИЕ ТЕРМООБРАБОТКИ ПОДЛОЖЕК $Pb_{1-x}Sn_xTe$ НА СТРУКТУРУ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНОК $PbTe_{1-y}Se_y$

М.И. АБДУЛЛАЕВ, И.Р. НУРИЕВ

*Институт Фотоэлектроники АН Азербайджана  
370141, г. Баку, ул. Ф. Агаева, 555-й квартал*

Э.Ш.АЛЕКПЕРОВ, Р.М.СУЛТАНОВ

*Институт Физики АН Азербайджана  
370143, г. Баку, пр. Г. Джавида, 33*

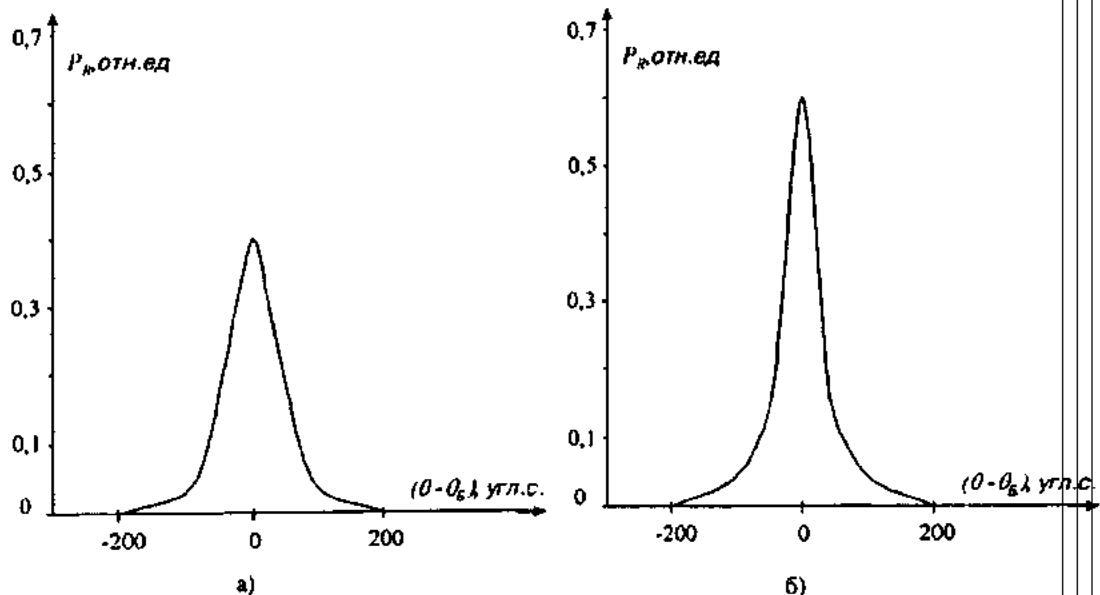
Методами рентгенодифрактометрии и электронной микроскопии исследовано влияние термообработки подложек  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  ( $x=0,2$ ) на структуру эпитаксиальных пленок  $PbTe_{1-y}Se_y$  ( $y=0,08$ ). Установлено, что эпитаксиальные пленки  $PbTe_{1-y}Se_y$ , выращенные на подложках  $Pb_{1-x}Sn_xTe$ , подвергавшихся кратковременной термообработке при температуре 500 °C, обладают более высоким структурным совершенством.

В последнее время эпитаксиальному выращиванию тонких полупроводниковых пленок уделяется гораздо больше внимания, чем когда-либо, вследствие их широкого применения в создании различных приборов и элементов микрэлектроники. Структурные совершенства и электрофизические параметры пленок, в свою очередь, тесно связаны с кристаллической структурой и совершенством поверхности подложек. В настоящее время прямым методами исследования структурных характеристик кристаллов являются рентгенодифрактометрия, электронография, электронная и ионная микроскопия, дифракция нейтральных и заряженных частиц и т.п.

В данной работе методом рентгенодифрактометрии и электронной микроскопии исследовано влияние термообработки подложек  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  ( $x=0,2$ ) на структурное со-

вершенство эпитаксиальных пленок  $PbTe_{1-y}Se_y$  ( $y=0,08$ ). Исследования проводились на трехкристальном рентгеновском спектрометре ТРС [1] в двухкристальном режиме и малогабаритном растровом электронном микроскопе 09И07-100-005. Употреблялось  $CuK\alpha$  - излучение от рентгеновской трубки ВСВ-24 ( $U=25$  кВ,  $J=10$  мА). В качестве кристалла-монохроматора использовались кристаллы  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  ( $x=0,2$ ) плоскостью (100). Коллимация рентгеновского пучка по высоте и ширине осуществлялась при помощи горизонтальной и вертикальной щелей. В нашем случае площадь кристалла, освещаемая рентгеновским лучом, составляла  $\sim 0,5$  мм<sup>2</sup>.

Эпитаксиальные пленки  $PbTe_{1-y}Se_y$  получены на подложках  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  в сверхвысокой вакуумной установке с безмасляной откачкой, методом "горячей стенки" [2].



*Рис. 1. Угловые зависимости коэффициентов отражения пленок  $PbTe_{1-y}Se_y$  ( $y = 0,08$ ), выращенных на подложках  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  ( $x = 0,2$ ).*

*а) до термообработки подложек ( $W_{1/2} = 80^\circ$ )*

*б) после термообработки подложек при 500°C ( $W_{1/2} = 60^\circ$ )*

Следует отметить, что параметры решеток  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  ( $x=0.2$ ) и  $PbTe_{1-y}Se_y$  ( $y=0.08$ ) имеют одинаковые значения и равны  $a = 6,44 \text{ \AA}$ . Такой выбор обусловлен тем, что согласно [3] для получения эпитаксиальных пленок с более совершенной структурой и высокими электрофизическими параметрами необходимо использовать подложки, имеющие изопериодическую структуру с выращиваемой пленкой.

Как известно, одним из возможных факторов, влияющих на степень совершенства кристаллической структуры эпитаксиальных слоев, является степень чистоты поверхности подложки. Остаточное загрязнение на поверхности кристалла-подложек приводит к образованию различных дефектов в выращенных на них пленках. Обычно, такими загрязнениями являются тонкие окислы, образованные на поверхности кристаллов в виде включения.

В связи с вышеизложенным, с целью очистки поверхности подложек от указанных загрязнений, монокристаллические пластины  $Pb_{1-x}Sn_xTe$ , с полуширина кривой качания рентгеновской дифракции  $W_{1/2}^{\text{пол}} = 40+45''$ , перед процессом выращивания на них эпитаксиальных пленок  $PbTe_{1-y}Se_y$  подвергались кратковременной термообработке. Методами рентгенодифрактометрии и электронномикроскопии было исследовано влияние указанной термообработки подложек на структурное совершенство эпитаксиальных пленок.

Сначала эпитаксиальные пленки  $PbTe_{1-y}Se_y$  были получены на подложках  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  при  $T_{\text{под}} = 400 \text{ }^{\circ}\text{C}$ , без их предварительной термообработки. Далее эти пленки были получены на подложках  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  предварительно подвергавшихся кратковременной термообработке при различных температурах (450, 500, 550  $^{\circ}\text{C}$ ).

Исследования, проведенные вышеуказанными методами, показали, что эпитаксиальные пленки  $PbTe_{1-y}Se_y$ , полученные на подложках  $Pb_{1-x}Sn_xTe$ , подвергавшихся кратковременному отжигу при температуре 500  $^{\circ}\text{C}$  в течение 3-5 минут, имеют более совершенную структуру.

- [1] М.В. Ковалчук, Э.К. Ковьев и др. ПТЭ, 1976, № 1, с. 194 - 197.
- [2] И.Р. Нуриев, Э.Ю. Салаев, М.И. Абдуллаев, Э.А. Ахмедов. Прикладная физика, 1999, № 3, с. 126 - 129.

т.е. их структурное совершенство значительно улучшается (до термообработки подложек  $W_{1/2}^{\text{пол}} = 80''$ , после термообработки подложек  $W_{1/2}^{\text{пол}} = 60''$ ) (рис.1 а, б), и поверхность пленок становится зеркально-гладкой, без включений (рис.2).

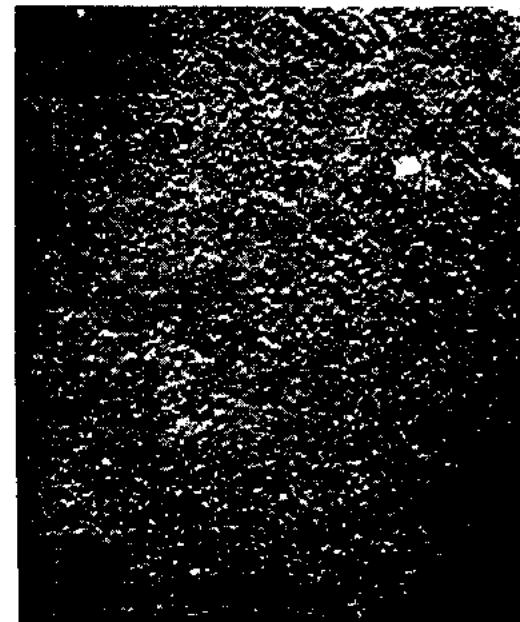


Рис.2. Электронномикроскопическая картина поверхности пленок  $PbTe_{1-y}Se_y$ , выращенных на  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  после термообработки подложек при 500  $^{\circ}\text{C}$  (х 15000 ).

Таким образом, установлено, что предварительная термообработка подложек  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  при температуре 500  $^{\circ}\text{C}$  приводит к улучшению кристаллического совершенства выращенных на них эпитаксиальных пленок  $PbTe_{1-y}Se_y$ .

- [3] А.Ш. Мехтиев, М.И. Николаев и др. ФТП, 1986, т.20, № 8, с.1388 - 1391.

M.I. Abdullayev, H.R. Nuriyev, E.S. Alekberov, R.M. Sultanov

### **$Pb_{1-x}Sn_xTe$ ALTLIQLARIN TERMİK E'MALININ BU ALTLIQLAR ÜZƏRİNDƏ ALINAN $PbTe_{1-y}Se_y$ EPİTAKSİAL TƏBƏQƏLƏRİN KRİSTALLİK QURULUŞUNA TƏ'SİRİ**

$Pb_{1-x}Sn_xTe$  ( $x=0.2$ ) altlıqların termik e'malının bu altlıqlar üzerinde alınmış  $PbTe_{1-y}Se_y$  ( $y=0.08$ ) epitaksial təbəqələrin kristallik quruluşuna tə'siri rentgendifraktometr və elektronmikroskop metodları ilə tədqiq edilmişdir. Tə'zin edilmişdir ki, 500  $^{\circ}\text{C}$  temperaturda qısa muddətli termik e'mal olunmuş altlıqlar üzerinde alınan  $PbTe_{1-y}Se_y$  epitaksial təbəqələrin kristallik mükəmməliyi yüksəlir.

M.I. Abdullayev, H.R. Nuriyev, E.Sh. Alekberov, R.M. Sultanov

### **INFLUENCE OF THERMOTREATMENT OF $Pb_{1-x}Sn_xTe$ SUBSTRATES ON STRUCTURE OF EPITAXIAL FILMS $PbTe_{1-y}Se_y$**

The influence of thermotreatment on properties of  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  ( $x=0.2$ ) substrates is investigated by means of x-ray diffractometry and electron-microscope methods on the structure  $PbTe_{1-y}Se_y$  ( $y=0.08$ ) epitaxial films.

It is established that under certain regime of substrate thermotreatment (short-term thermotreatment at  $T=500 \text{ }^{\circ}\text{C}$ ) the epitaxial films of  $PbTe_{1-y}Se_y$ , obtained on its base, have higher perfect structure.

## ВЛИЯНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА ИОНОВ НА ДИСПЕРСИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭНЕРГО- И МАСС-АНАЛИЗАТОРОВ

К.З. НУРИЕВ, Н.А. МАМЕДОВ, Т.К. НУРУБЕЙЛИ

*Бакинский Государственный Университет им. М.Расулзаде  
370145, Баку, ул. З. Халилова, 23*

В представленной работе предпринята попытка учета влияния собственного заряда исследуемых ионов на характеристики времязаполетного масс-спектрометра с осесимметричным участком дрейфового пространства и цилиндрического энергоанализатора. В работе определены критические значения тока ионов. Выявлено, что при токах ионов ниже критических значений представляется возможность избежать эффектов, обусловленных пространственным зарядом.

Развитие некоторых направлений науки нередко связано с необходимостью изучения объектов исследования на молекулярном уровне. В решении такого рода задач, связанных с изучением элементного и молекулярного состава вещества, относительного содержания атомов и молекул и кинетики изменения указанных характеристик во времени масс-спектрометрический метод превосходит другие методы своей чувствительностью, быстродействием и воспроизводимостью результатов. В связи с этим масс-спектрометрические методы получили бурное развитие, появилось большое число научных работ, посвященных аппаратурным и методическим аспектам [1-5].

Несмотря на большой поток масс-спектрометрической информации, мало встречаются сведения о воздействии различных физических процессов или эффектов на характеристики энерго- и масс-анализаторов, что не позволяет оценить их реальные возможности и принципиальные ограничения метода.

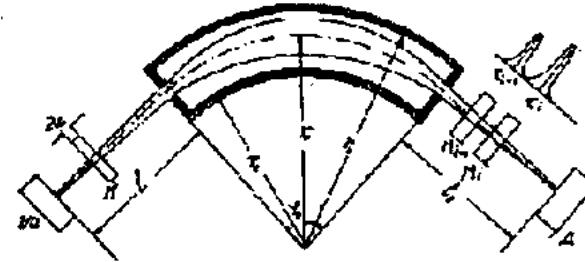
Так, например, одной из причин, ограничивающих разрешающую способность времязаполетных масс-спектрометров, до недавнего времени, считался начальный разброс скоростей ионов. В настоящее время известен ряд методов и устройств, обеспечивающих энергетическую фокусировку и учитывающих краевые эффекты анализатора, искажающие траектории частиц [6-9]. Применение этих методов позволило построить приборы с достаточно высокими разрешением и чувствительностью. Дальнейший путь улучшения дисперсионных характеристик таких устройств, на наш взгляд, лежит через учет и устранение факторов, связанных с физико-динамическими параметрами исследуемых ионов.

Одним из таких параметров является собственный объемный заряд ионов. Действительно, при больших плотностях тока ионов собственный заряд пучка (пакета) резко возрастает и начинает заметно влиять на характер их движения. В результате действия объемного заряда происходит, с одной стороны, расширение пакета из-за кулоновских сил отталкивания, а с другой - возникающее собственное поле пакета искажает распределение электрического поля внутри анализатора. В литературе встречаются работы по учету такого влияния на ионо-оптические характеристики электростатических анализаторов [10-11]. Однако, авторам неизвестны работы, где бы теоретически или экспериментально было оценено влияние пространственного заряда на дисперсионные характеристики энерго- и масс-анализаторов.

В предлагаемой работе предпринята попытка учета влияния собственного заряда исследуемых ионов на характеристики времязаполетного масс-спектрометра с осесимметричным участком дрейфового пространства и цилиндрического энергоанализатора.

симметричным участком дрейфового пространства и цилиндрического энергоанализатора.

Рассмотрим дрейфовый путь, состоящий из бесполевых прямолинейных  $\ell_1$  и  $\ell_2$  (рис.1) и криволинейного ( $x_0 \phi_0$ ) участков с осесимметричным электрическим полем. Предположим, что в анализатор через щель  $c$  входит пакет ионов с массой  $M$  и со скоростью  $v_0$ , имеющий форму прямоугольного параллелепипеда с сечением  $S$  и толщиной  $2x_0$  (ось  $x$  направлена вдоль средней траектории ионов).



*Рис. 1. Схема масс-спектрометра с осесимметричным полем.  
ИИ - источник ионов Д - детектор ионов.*

Напряженность поля пространственного заряда ионов на передней и задней границах (плоскостях) пакета на всем протяжении пути будет равен

$$E = \frac{\rho}{\epsilon_0} x = \frac{Ne}{2\epsilon_0 S},$$

где  $N$  - количество ионов в пакете,  $c$  - заряд электрона (предполагается, что ионы однозарядные),  $\epsilon_0$  - диэлектрическая постоянная вакуума.

Считая пакет симметричным относительно плоскости  $x=x_0$ , рассмотрим уширение пакета в направлении движения. Тогда уравнение движения переднего фронта пакета относительно середины под действием поля  $E$  будет иметь вид

$$\frac{d^2x}{dt^2} = \frac{Ne^2}{2M\epsilon_0 S}, \quad (1)$$

где  $M$  - усредненная масса иона. Решая (1) при начальных условиях  $x|_{t=0} = x_0$ ,  $\frac{dx}{dt}|_{t=0} = 0$ , получим полуширину

пакета в конце пути  $\ell$ ,

$$x = 1/2(2x_0 + At_1^2) \quad , \quad (2)$$

$$A = \frac{Ne^2}{2M\varepsilon_0 S} \quad , \quad t_1 = \frac{1}{v_0}$$

Аналогичное уравнение движения пакета в осесимметричном секторе имеет вид

$$r_0 \frac{d^2\psi}{dt^2} = A \quad . \quad (3)$$

Решение (3) дает полуширину пика на выходе его из криволинейного участка, угол которого равен  $\varphi_0$ :

$$\psi|_{t=t_1+t_2} = \frac{x_0}{r_0} + \frac{A}{2r_0} (t_1 + t_2)^2 \quad , \quad (4)$$

где  $t_2 = \frac{r_0\varphi_0}{\theta_0}$  ( $r_0$  - средний радиус цилиндров). Наконец, составив и решив уравнение движения переднего фронта пакета при пролете его во втором прямолинейном участке пути, получим окончательную полуширину ионного пакета

$$x = x_0 + \frac{A}{2} (t_1 + t_2 + t_3)^2 \quad , \quad (5)$$

где  $t_3 = \frac{l_2}{v_0}$ . Если принять  $t_1 = t_3$  ( $l_1 = l_3 = l$ ), то для полной ширины пакета получим

$$2x = 2x_0 + \frac{A}{\theta_0^2} (2l_1 + r_0\varphi_0) \quad . \quad (6)$$

Обозначим ширину импульсов на выходе, соответствующих массовых пиков через  $t_i$  (рис.1)

$$t_i = \frac{2x_{oi}}{v_{oi}} + \frac{MA}{M_i U_{oi}^3} B^2 \quad , \quad (7)$$

где  $v_{oi} = \sqrt{\frac{2e}{M_i}} U_0$  ( $i=1, 2, 3; U_0$  - ускоряющее напряжение),  $B=2l_1+r_0\varphi$ .

Дисперсия ( $D$ ) анализатора, под которой понимают разность времени прихода двух близких массовых пакетов ( $M_i$  и  $M_{i+1}$ ) имеет вид

$$D = \frac{B}{\sqrt{2eU_0}} (\sqrt{M_{i+1}} - \sqrt{M_i}) \quad . \quad (8)$$

Из условия разделения двух массовых пиков можно написать [1]

$$D = \frac{1}{2} (t_1 + t_{i+1}) \quad . \quad (9)$$

Поставив (7) и (8) в (9), получим

$$\frac{(2l_1 + r_0\varphi_0) \frac{\sqrt{M_{i+1}} - \sqrt{M_i}}{\sqrt{M_{i+1}} + \sqrt{M_i}}}{x_0 + \frac{Ne^2(2l_1 + r_0\varphi_0)^2}{8\varepsilon_0 S U_0}} > 1 \quad . \quad (10)$$

Из условия (10) можно получить выражение для максимальной плотности токов пакетов, при которых еще возможно разделение двух массовых пиков  $M_i$  и  $M_{i+1}$ :

При удельной дисперсии  $\gamma = \frac{D}{t_i} = 1$  оно имеет вид

$$\frac{j}{U_0^{3/2}} \leq \sqrt{\frac{32e}{M_i} \cdot \frac{\varepsilon_0 (BC - x_0)}{B^3 C}} \quad ,$$

где  $C = \frac{4M}{4M}$  при  $M_{i+1} - M_i \ll M_i, M_{i+1}$ .

Зависимость удельной дисперсии и разрешающей способности анализатора от плотности тока ионов имеет вид:

$$\gamma = \frac{BC}{x} \cdot \frac{1}{1 + \sqrt{\frac{M_i}{e}} \cdot \frac{B^2}{8\sqrt{2\varepsilon_0}} \cdot \frac{j}{U_0^{3/2}}} \quad .$$

$$R = \frac{8\sqrt{2}R_0}{8\sqrt{2} + \sqrt{\frac{M_i}{e} \cdot \frac{B^2}{\varepsilon_0}}} \quad ,$$

где  $R_0$  - разрешающая способность анализатора без учета пространственного заряда.

На рис.2 представлена зависимость удельной дисперсии анализатора от величины объемного заряда для разных  $x_0$ .

Как видно из рисунка ход кривых качественно одинаков, и при значении тока, определяемого длиной дрейфового пути ( $B$ ) и начальным энергетическим разбросом ( $x_0$ ), удельная дисперсия приближается к 1, что соответствует нарушению условия (9). Это согласуется с основным условием работы времепролетного масс-спектрометра высокого разрешения. Так, например, если при  $x_0 = 1,74 \cdot 10^{-4}$  м плотность тока ионов, соответствующая нарушению условия (9) равна  $4,76 \cdot 10^{-2}$  А/м<sup>2</sup>, то при  $x_0 = 2 \cdot 10^{-3}$  м,  $j = 3,8 \cdot 10^3$  А/м<sup>2</sup>.

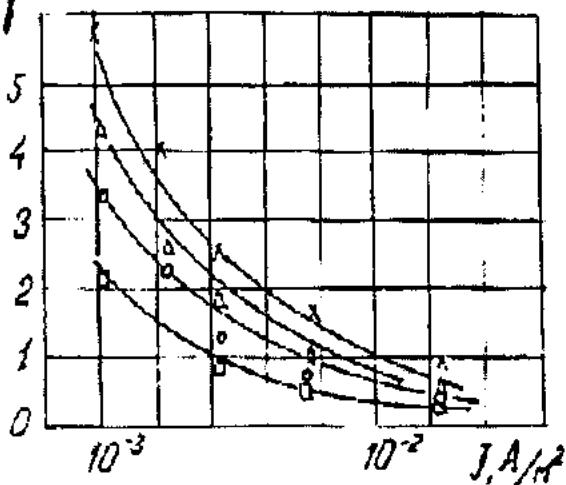


Рис.2. Зависимость удельной дисперсии от плотности ионного тока  $x - x_0 = 1,7 \cdot 10^{-4}$ ,  $\Delta = 2,4 \cdot 10^{-4} \dots 7,0 \cdot 10^{-4}$ .

На рис.3 приведена зависимость  $R/R_0$  от тока ионов в пакете для различных сечений пакетов ( $S$ ). Как видно из рисунка величина ионного тока, при котором влиянием пространственного заряда можно пренебречь ( $R/R_0 > 0,7$ ) смещается в большую сторону с увеличением  $S$ .

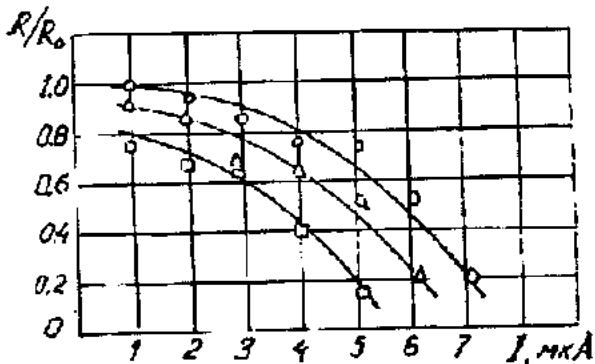


Рис.3. Зависимость разрешающей способности от тока ионов  $0 - S = 4 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2$ ,  $\Delta = 10^{-5} \text{ м}^2$ ,  $\Gamma = 4 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2$ .

Следовательно, с расширением щели источника влияние пространственного заряда начинаетказываться при больших значениях токов. Так если при ширине щели  $d = 0,6 \text{ мм}$  разрешение практически постоянно до токов  $30 \text{ мкA}$ , то при  $d = 1,0 \text{ мм}$   $J = 60 \text{ мкA}$ . Малые значения токов ионов, при которых вклад объемного заряда незначителен, обусловлены тем, что приведенные на рис.2 и 3 значения удельной дисперсии и разрешающей способности вычислены для уровней 10% максимальной амплитуды массовых пиков. Это, на наш взгляд, удобно для уверенного разделения двух пиков, сильно отличающихся по амплитуде.

Для оценки влияния пространственного заряда на уширение ионного пакета в поперечном направлении рассмотрим движение ионов в аксиально-симметричном участке дрейфового пространства под воздействием, как электрических полей самого цилиндрического конденса-

тора так и полей, обусловленных собственных зарядов ионов.

Известно, что на ионный пакет, движущийся в радиальном поле цилиндрического поля, действует квазиупругая возвращающая сила  $F_b$ , пропорциональная  $\Delta r$  — отклонению траектории иона от средней линии  $r_0$ .

$$F_b = -2M_i\omega_0^2\Delta r \quad (11)$$

где  $\omega_0 = v_0/r$  — угловая скорость движения иона. Как было отмечено выше, действующая на ионы кулоновская сила пространственного заряда равна

$$F_k = eE_k = \frac{e\rho}{\epsilon_0}\Delta r \quad (12)$$

Вне луча  $\Delta r > a$  (см. рис.4) кулоновская сила постоянна и равна

$$F_{k_0} = e \frac{\rho}{\epsilon_0} \cdot a$$

Ход зависимостей сил  $F_b$  и  $F_k$  от  $\Delta r$  представлен на рис.4.

Уравнение движения ионов внутри пакета теперь будет иметь вид

$$M \frac{d^2(\Delta r)}{dt^2} = -2M\omega_0^2\Delta r + e \frac{\rho}{\epsilon_0}\Delta r$$

или

$$\frac{d^2(\Delta r)}{dt^2} + (2\omega_0^2 - \omega_p^2)\Delta r = 0 \quad (13)$$

где  $\omega_p = \sqrt{\frac{e\rho}{\epsilon_0 M}}$  — плазменная частота ионов, соответствующая концентрации ионов в пакете. Фокус получается при угле

$$\varphi = \sqrt{\frac{\pi}{2 \left( 1 - \frac{\omega_p^2}{2\omega_0^2} \right)}} \quad (14)$$

Это выражение отличается от известного условия фокусировки конденсатора Юза-Рожанского ( $\varphi = \pi/\sqrt{2}$ ) и совпадает с выражением, полученным в [12].

При  $\omega_p^2 < 2\omega_0^2$  увеличение плотности тока ионов приводит к увеличению  $\varphi$ , что должно приводить к уширению пакета в поперечном направлении при фиксированном положении второй и третьей диафрагм. При  $\omega_p^2 > 2\omega_0^2$  знак при втором члене уравнения (13) ме-

няется, и пакет становится неустойчивым. Это обусловлено тем, что внутри пакета результирующая сила  $F_p = F_x + F_z$  направлена от равновесной поверхности  $\Delta x = 0$  и возрастает с увеличением  $\Delta x$  (рис.4).

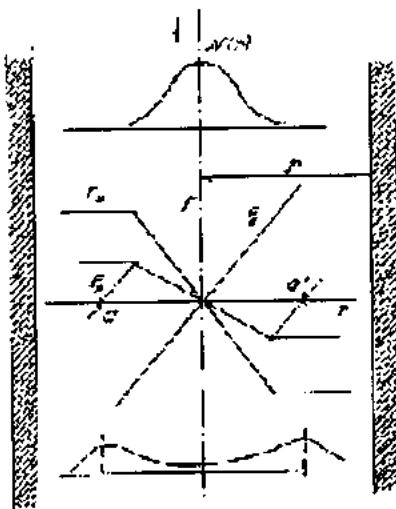


Рис.4. Силы, действующие на ионы в оссимметричном электрическом поле.

Если  $F_x > F_z$ , то положение ионов становится неустойчивым, и они будут отталкиваться от центра пакета.

Однако, за пределами пакета нарастание расталкивающей силы прекращается, тогда как возвращающая сила продолжает расти. В итоге получается две устойчивые точки, "аа", в окрестности которых результирующая сила направлена к этим точкам и возрастает по мере удаления от них. Это означает, что движущийся в аксиально-симметричном электрическом поле ионный пакет должен расщепляться на два устойчивых пакета, которые собираются вблизи поверхностей, проходящих через точки "аа" (см. рис.4).

Таким образом, условие  $\omega_p^2 = 2\omega_0^2$  является критерием перехода в режиму, в котором пучок расщепляется. Определяемый из этого условия критический ток равен

$$\frac{i}{u_0^{3/2}} = 4\epsilon_0 \left( 2 \frac{e}{M_i} \right)^{1/2} \frac{s}{z_0} \quad (15)$$

Экспериментальные исследования амплитуды массовых пиков на выходе анализатора показали, что, начиная с некоторого значения тока ионов, наблюдается уменьшение амплитуды с увеличением  $j$ . При достижении критического значения некоторые пики спектра исчезают вовсе.

Таким образом, чтобы избежать эффектов, обусловленных пространственным зарядом необходимо работать при токах, не превышающих значение, определяемое выражением (15).

- [1] А.А. Сысоев. "Физика и техника масс-спектрометрических приборов и электромагнитных установок", М.: Электроатомиздат, 1983.
- [2] Масс-спектроскопия и химическая кинетика. Сб. статей под ред. В.Л. Гальроза, М.: Наука, 1985, с.342.
- [3] Ю.А. Быковский, В.Н. Невоши. Лазерная масс-спектроскопия, М.: Энергоатомиздат, 1985, с. 128.
- [4] М.Р. Бедшов, Т.В. Сатыбалдыев, Т.Г. Цой. Журн. анал. химии. Т.46, № 9, 1991, с.1742.
- [5] И.Д. Ковалев, К.Н. Малышев, П.А. Шмонин. Журн. аналит. химии. Т.53, №1, 1998, с.38.
- [6] В.А. Олейников, А.А. Сысоев. Методика расчета и исследование фокусирующих свойств аксиально-симметричных полей. ВИНТИII препринт №2971-80ДСП от 11.07.80.
- [7] В.И. Карапаев, Б.А. Мамырин, Д.В. Шмик. ЖТФ Т41, №7, 1971.
- [8] В.А. Олейников, А.А. Сысоев, К.З. Нуриев, Р.А. Исмаилов. А.С. №1256101.
- [9] Б.А. Мамырин, Д.В. Шмик. ЖЭТФ Т.64 №1, 1973, с.82.
- [10] A.J.T. Holmes Beam Transport. Radiation Effects 1979, v. 44, p.47-58.
- [11] K.Z.Nuriyev, N.A.Mamedov, T.K.Nurubeyli. Second international Symposium on Mathematical and computational Application Baku September 1-3 1999, p.84.
- [12] Г.Ю. Гамоюнова, И.Г. Козлов. ЖТФ Т. 38, 1968, с.581.

K.Z. Nuriyev, N.A. Mamedov, T.K. Nurubayli

## İONLARIN HƏCMİ YÜKLƏRİNİN ENERJİ- VƏ KÜTLƏ ANALİZATORLARININ DISPERSİYA XARAKTERİSTİKALARINA TƏ'SİRİ

Təqdim olunmuş məqalədə, tədqiq edilən ionların həcmi yüklerinin, hərəkət vaxtına görə fərqlienən kütlə spektrometrlərinin dispersiya xarakteristikalarına tə'siri bəyənilərək, müəyyən edilmişdir ki, ion cərəyanının müəyyən kritik qiymətindən aşağı qiymətlərdə həcmi yüklerin tə'siri ilə əlaqədar olan effektlər müşahidə olunmur.

K.Z. Nuriev, N.A. Mamedov, T.K. Nurubeyli

## THE INFLUENCE OF THE SPATIAL CHARGE OF IONS ON THE DISPERSE CHARACTERISTICS OF ENERGY-AND MASS-ANALYZERS

In this article the influence of own volume charge of ions on the dispersion-characteristics of the time-span mass-spectrometer and the drift space which includes axial-symmetrical electrical field are considered. It is shown, that the field of own volume charge in the ion packet causes the broadening of the packet in the longitudinal direction, which in turn leads to the deterioration of resolution and specific dispersion of mass-analyzer.

The expression for the value of maximal density of ion current, of which the selection of two mass peaks is yet possible, is obtained.

Дата поступления: 05.04.00

Редактор: А.М. Гашимов

## ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА ИЗОТИПНЫХ ПЛЕНОК МОНО-ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО КРЕМНИЯ

Я.Ю. ГУСЕЙНОВ

*Бакинский Государственный Университет им. М.А. Расулзаде  
370148, г. Баку, ул. З. Халилова, 23*

Исследованы электрические характеристики одновременно выращенных локальных пленок моно-поликристаллического кремния n-типа проводимости. Измерением ВАХ, пробивных напряжений и тангенса угла диэлектрических потерь установлено, что их можно использовать для боковой изоляции элементов ИС.

Создание интегральных схем (ИС) стало возможным благодаря появлению планарной технологии и разработке на этой основе способов электрической изоляции составляющих ее элементов. В настоящее время основные методы изоляции ИС можно разделить на три основных класса - изоляция обратно-смещенным p-n переходом, полная изоляция тонкой пленкой диэлектрика и комбинированная изоляция [1].

Изоляция обратно-смещенным p-n переходом имеет ряд недостатков, побудивших разработчиков начать интенсивные поиски новых методов изоляции. Основные из них следующие: необходимость подачи обратного напряжения смещения на изолирующий p-n переход, наличие проводящей подложки, большие паразитные емкости, ограничивающие быстродействие, и низкая устойчивость к воздействию радиации [2].

Комбинированная изоляция сочетает боковую диэлектрическую изоляцию с изоляцией p-n переходом между эпитаксиальной пленкой и подложкой. Такая комбинация дает возможность повысить плотность компоновки по сравнению с изоляцией тонкой пленкой SiO<sub>2</sub> и улучшить быстродействие за счет уменьшения емкости разводки на подложку. Существенно улучшаются также и условия теплоотвода, по сравнению с полной диэлектрической изоляцией, поскольку в этом случае элементы отделены от кремниевой подложки не пленкой, а p-n переходом.

Одним из таких методов является комбинированная изоляция, в которой боковая изоляция элементов может осуществляться с помощью пленок поликристаллического кремния (ППК), локально сформированных в процессе эпитаксиального наращивания монокристаллических пленок. Возможность такой изоляции была показана в [3] на примере интегральной схемы И<sup>2</sup>Л, в которой применялась эпитаксиальная пленка с удельным сопротивлением  $\rho = 5 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ , поэтому сопротивления ППК, выращенных совместно с ней, были достаточно высокими.

При низких удельных сопротивлениях эпитаксиальной пленки (0,2 Ом·см), применяемой для логических схем, получение высоких пробивных напряжений не очевидно и требует дополнительных исследований.

Для этой цели в качестве объекта исследования была использована разработанная и внедренная в серийное производство логическая ИС 155ЛН2, представляющая собой шесть инверторов с открытым коллекторным выходом. Был изготовлен дополнительный, негативный фотолаблон, заменяющий операцию вскрытия окон под разделительную диффузию на противоположную, на этих местах оставлялись маски SiO<sub>2</sub>, на которые затем

наносились затравочные слои, и выращивался эпитаксиальный слой согласно технологии [4].

Поскольку толщина эпитаксиальной пленки  $h=6 \text{ мкм}$ , то минимальное расстояние между изолирующими p-n переходами при фотолитографическом размере окон под разделительную диффузию 6 мкм, составляет 18 мкм. Учитывая разгонку базы в боковом направлении на такое же расстояние, как и в глубину (2,5 мкм), а также фотолитографические допуски, край базовой области транзистора следует располагать на расстоянии, равном двойной толщине пленки, от края фотолитографического окна под разделительную диффузию.

Применение ППК для изоляции элементов ИС исключает из технологического маршрута длительный и высокотемпературный процесс разделительной диффузии и значительно сокращает площадь кристалла, поскольку формирование ППК на маске двукиси кремния происходит без бокового роста. Это позволяет располагать области базы на расстоянии равном всего одной толщине пленки от фотолитографического окна изоляции.

Для исследования полученных структур была изготовлена тестовая разводка, позволяющие измерять пробивные напряжения, тангенс угла диэлектрических потерь и токи утечки в диапазоне рабочих температур между карманами с различной шириной изоляции. В таблице приведены значения пробивных напряжений между карманами n-типа, разделенных между собой ППК.

Таблица. Пробивные напряжения переходов поликремний при токе утечки 1 мА.

№	Положительное смещение на монобласти	Отрицательное смещение на монобласти	Переходы моно-ППК-моно
1	35	26	19
2	37	25	27
3	50	23	32
4	27	22	30
5	75	26	20
6	8	14	32
7	35	22	52
8	60	24	25
9	10	14	21
10	70	17	19
11	20	25	25
12	23	19	30
13	20	26	27
14	35	22	28
15	32	22	23

Зависимость токов утечки от напряжения в диапазоне температур минус 60-150 °С для структур, состоящих из двух монокристаллических карманов, разделенных ППК, приведена на рис.1, из которого видно, что во всем диапазоне температур пробивные напряжения на уровне тока 10 мА остаются не менее 35 В.

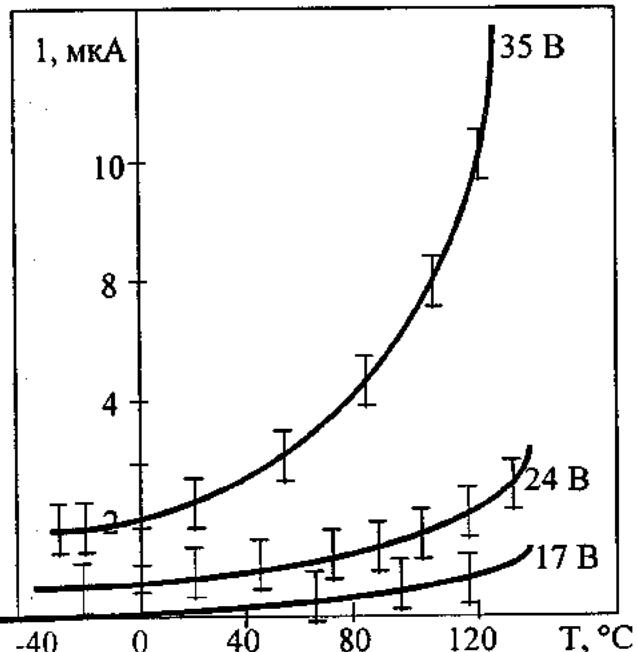


Рис. 1. Зависимость токов утечки от температуры при различных напряжениях.

Измерение зависимости тангенса угла диэлектрических потерь ППК показало, что  $\operatorname{tg} \delta$  обладает малым значением, слабо зависящим от частоты и вплоть до 200 МГц остается менее 0,1 (рис.2).

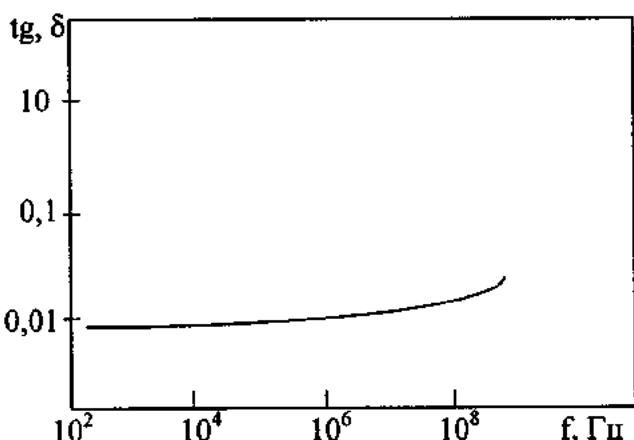


Рис. 2. Зависимость тангенса угла диэлектрических потерь от частоты.

Высокие пробивные напряжения и незначительные диэлектрические потери указывают на возможность использования ППК для боковой изоляции активных элементов широкого класса ИС среднего быстродействия.

- [1] И.Е. Ефимов, И.Я. Козырь, Ю.И. Горбунов. Микроэлектроника, М.: Высшая школа, 1986, с. 464.  
[2] С.А. Гаряинов. Диэлектрическая изоляция интегральных схем, М.: Сов. Радио, 1975, с. 120.

- [3] R.D. Davies, J.A. Meindl. IEEE J. Solid-State Circuits, SC - 12, 1977, p.367-375.  
[4] A.G. Abdullayev, F.D. Kasimov. Thin Solid Films, 1984, v. 115, № 3, p.237-243.

Ya.Yu. Hüseyinov

## İZOTİP MONO-POLİKRİSTALLİK SİLİSİUM TƏBƏQƏLƏRİNİN AYRILMA SƏRHƏDDİNİN ELEKTRİK XARAKTERİSTİKALARI

Eyni vaxtda yetişdirilmiş n-tipli lokal monopolikristallik silisium təbəqələrinin ayrıılma sərhəddinin elektrik xasseleri tedqiq olunmuşdur.

Volt-amper xarakteristikalarının, deşmə gərginliklərinin və dielektrik itkilerinin tangens bucağının əsasında müəyyən olunmuşdur ki, onları integral sxemlərinin yan izolyasiyası üçün istifadə etmək olar.

Ya. Yu. Guseinov

## ELECTRICAL CHARACTERISTICS INTERFACE OF ISOTYPE MONO- AND POLYCRYSTALLINE SILICON FILMS

Electrical properties of interface simultaneous locally grown mono- and polycrystalline silicon films was investigated.

On the base of investigation of the I-V-characteristics, breakdown voltage and tangents of angle dielectrical losses come to a conclusion, that theirs suitable for lateral insulation of components integrated circuits.

Дата поступления: 24.04.00

Редактор: З.И. Искендерзаде

# SOME PECULIARITIES OF THE PARAMAGNETIC RESONANCE FORMED IN VARIOUS INDUSTRIAL RUBBERS DUE TO TECHNOLOGICAL FACTORS (I)

S.I. MEHDİYEVA, R.L. BAYRAMOVA

*Institute of Physics of Academy of Sciences of Azerbaijan  
370143, Baku, H. Cavid av., 33*

In this study some peculiarity of the paramagnetic resonance are examined in some linear and slowly branching polymers SKN-26, SKN-40M divinylnitrate, bromined, chloroprene, isoprene pure and doped rubbers. In SKN-26, SKN-40M divinylnitrate rubbers ESR spectrum is singlet, when we pass on to chloroprene rubbers, it gets more complex and becomes multicomponent, which is explained as the fortification of the mutual interaction with the side groups of the polymer chains of unpaired electrons. It is also evident that this process is more powerful when there are more electron sensitive groups on the sides. At the same in the study, the ways of weakening of the free radical process by antioxidants are given. It is also shown that the collecting kinetics of the free radicals, has an extremal character depending on the temperature and the amount of antioxidant, and that the technological parameters of the resin production prepared under extremal conditions ameliorate maximally. The result obtained indicate that in the structure of the polymer, due to various factors, ordered groups form having a certain magnitude and the speed and character of the free radicals and oxidation reactions occurring in the polymer depend on these groups.

## INTRODUCTION

During the receiving of the production, treatment and exploitation, polymers subject to various processes, most prominent of which are the mechanochemical and thermal processes. It is shown at the end of long investigations that production and treatment of polymers and elastomers take part through chain-like free radical (FR) processes and the starting point of these processes is the distribution of macromolecules [1-12] during which they subject to oxidation in environment with oxygen and wearing (due to photo- and thermal effects and radiation). All these processes, along with secondary effects might change the molecular and supramolecular structure, dissolution and reaction capabilities of elastomers. It can be concluded that the wearing of elastomers proves experimentally the FR conception.

Yet the effect of the prehistory and the conditions receiving of production on the properties and the structure of the elastomers is poorly understood. The reactions with free radicals after these effects have not been obtained, nor have been compared the intensity of its formation, physical and mechanical properties and the exploitation parameters. Some results of these researches have been explained for synthetic polymers [16] such as the following, in References [16-27]:

1) Much prior to the production of the polymer materials, that is during the synthesis of the polymers, in the all cases, the first "information" is obtained about the structure. This information is taken as basis according to the influence of supramolecular formations of various sizes on the structure and properties of the polymer in later processes;

2) Mechanochemical processes and thermal treatment are chain-like free-radical processes that start on the surface of the sample and the supramolecular formation. The dynamical-mechanical properties and exploitation parameters are proportional to the intensity of these free-radical processes.

However, for elastomers, there is no systematic explanation of the electron spin resonance (ESR) of the free radicals (FR's) formed within the above mentioned limits, except a few summaries that we presented [17-19, 22-24]. Here, it can initially be asserted that rubbers, as in other polymers, possess too much "biographic" defects, doping groups and formations having low molecular weight and that rubbers are not such systems of one type. These processes become more complex if simultaneously there are mechanical, thermal,

chemical affects or radiation during treatment. With this in mind, we think that the "information" used in the polymer structure we have just mentioned, played an important part in the formation of its characteristics and the exploitation parameters of the products.

In this study, the results of the ESR investigations are given, that prove the validity of our view stated for some rubbers and resins.

## EXPERIMENTAL METHODS

In this study the test substances used are pure divinylnitrate, (SKN-26, SKN-40M), chloroprene, isoprene and bromined rubbers, and also the resin mixtures on these base. The pure rubbers used are selected specially as undoped on purpose and taken from the raw materials used in factories. The bromined rubber is taken by some notable methods [14]. The reason why this type of substances are used is to specify the role of the side atoms in the chain and to explore the types of side groups and how they displace. Yet, to study the effects of the side atoms more profoundly, S (like a vulcanizing agent), Se,  $\text{SeO}_2$  and a silicon organic compound are used in some samples, according to methods cited in literature [16-24] (0-0.8 mass fraction). The ways they are added are given below and the sizes in the doped samples are explained briefly in this paper where necessary. The silicon organic compound and the ingredients of the standard mixtures are mixed in the form of the powder in the laboratory-rolling machine at the temperature of  $323 \pm 5$  K during 35 to 38 minutes. The temperature and time of vulcanization are respectively 423 K and 5, 10, 20, 40 and 60 minutes, while the pressure under press during vulcanization is 1.2 MPa. The resin mixtures are taken in standard presses under neutral conditions (having no oxygen or any other gas content). Since sulphur is a vulcanizing agent samples having 3% mass of S are used as controlling samples. The thickness of the samples was 50 to 100  $\mu\text{m}$  for IR spectra. For ESR measurements, samples have been cut from different parts of the film, their masses measured, and spectra examined in the RS-1306 spectrometer at 77 and 300 K. Depending on the concentration of the paramagnetic centers, the mass of the samples has been 5-100 mg, but for 0 of them, the concentration has been calculated for 1 gramme or 1  $\text{cm}^3$ . As is seen from the graphics, and stated in the text, proportions such as  $N/N_{S0}$  or

$I/I_{st}$  are used, which imply that the amount of sample has no meaning. Measurements of both bulk samples and thin films have been performed and same correlations taken. As we state below and the literature indicates, the destruction and wearing processes start always from the surface. In both mechanochemical reactions and thermal processes, as a result of the breaking of the polymer chains or side branches, free radicals form. To explain the effect of temperature during the vulcanization, pure samples obtained from factories have been evacuated down to a pressure of about  $10^{-3}$ - $10^{-6}$  mmHg and sealed, then heat treated in stages of quartz ampoules at temperatures around 293 to 433 K and after every stage (each one lasting 1 hour) ESR values have been measured. We think that during the 1-hour heat treatment, the processes of destruction and of structuring of rubber terminate and it is thought that the rubber wears completely at temperatures greater than 443 K. In industry, the direct vulcanization of resins takes place in this way. The samples and standards have been measured together. The mechanical strength and proportional elongation (that is deformation,  $\epsilon$ ) have been measured in a device that keeps the value of the tension constant, at fixed temperature from the loading of the sample until the breaking (method of lever mechanism) [15]. IR spectra are measured in a spectrometer UR-20 (Karl-Zits, Germany). The simultaneous distribution of the doping substances has been controlled by a polarization microscope.

## EXPERIMENTAL RESULTS AND INTERPRETATION

In all the divinylnitrate rubber samples, roughly a symmetric singlet with  $\Delta H_m \approx 0.4$ - $0.5$  mT and  $g = 2.003$  is observed (Fig.1a). The concentration ( $N$ ) of the paramagnetic centers (PC) varies between  $10^{16}$ - $10^{17}$  spin/gm. Depending on the time of vulcanization, the intensity of ESR signal attenuates and the signal disappears, a phenomenon which occurs at a faster rate in case that there are ingredients such as ZnO, stearin, coptax in the contents of the rubber. In the bromined rubber, a five-component spectrum is observed to take place superimposed on a wide central component with  $\Delta H_m \approx 29.0$  mT and  $g = 2.07$  (Fig.1b). The distances between the centers of the lines (components of superfine structure of spectra-SFS) are 18.1: 4.3: 4.3: 18.1 mT. As one passes on to bromined and chloroprene rubbers that is the side atoms of the chain replace with the bromine (Br), chlorine (Cl) respectively, the spectrum gets more complex and as a result, it turns into a multi-component spectrum, at the centre of which a component of less intensity exists (Fig.1c;  $g = 2.014$ ;  $\Delta H_m \approx 1.1$  mT). According to the decay of the outermost part of the spectrum, some parts are observed and a seven-component pure spectrum is appeared (Fig.1c). The constant SFS, not being isotropic for all lines, takes the values of 4.0: 4.0: 4.0: 4.0: 6.0: 4.0 mT. At room temperature, all the components except the central line are asymmetric all both asymmetry and anisotropy are well observed in high magnetic field region. At liquid nitrogen temperatures the side components of the spectrum become approximately symmetric, and more discernible, the SFS anisotropy decreases in the low magnetic field region but increases where magnetic-field is high (Fig.1d). In addition to the seven-components, two more are observed and for them, the SFS constant is significantly high. The intensity of the central line

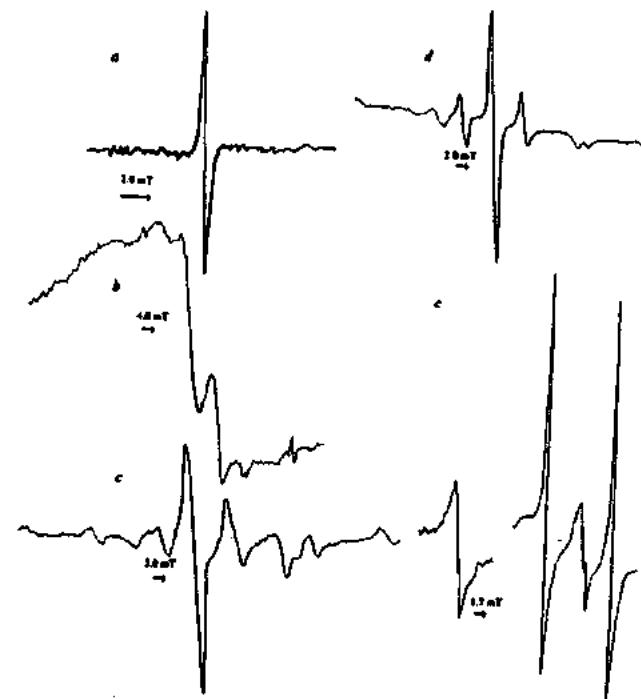


Fig.1. The ESR spectra for different rubber: a) The untreated divinylnitrate SKN-26 and SKN-40M rubbers at room temperature ( $T_{room}$ ); b) Bromined rubber at  $T_{room}$ ; c) Chloroprene rubber at  $T_{room}$ ; d) Chloroprene rubber at liquid nitrogen temperature; e) Isoprene rubber after being treated in the rolling machine.

increases as expected from Curie's law, which exhibits that the FR is at ground level. The stage by stage heat-treatment of the chloroprene rubber causes the intensity of the low field components to drop, of some to disappear at the heat treatment temperatures  $T_{treat}$ , of around 383 to 393 K and of high field components to increase somewhat. Then in the high-field region, a new ESR line is observed where  $g = 2.003$  and whose intensity rapidly increases as  $T_{treat}$  gets higher. In addition to this, a weak line is observed at low  $T_{treat}$ , temperature and low magnetic fields. The typical ESR spectra following the heat-treatment of chloroprene rubber at temperatures of 383 K (a) and 393 K (b) are given in Fig.2. When the chloroprene rubber is vulcanized with soot at 77 K and 300 K a six-component isotropic spectrum (SFS=8.2 mT) superimposed on a symmetric line of high intensity and linewidth ( $\Delta H_m \approx 24.8$  mT,  $g = 2.003$ ) is observed (Fig.2c). Hence from the experimental data the following situation is observed: as one passes from doping the rubbers with oxygen to the replacement of the bromine (Br) with chlorine (Cl), first a widening in the signal (provided that the narrow component is detected) then formation of the spectra of initially a wide and unnoticeable and later a relatively narrow but noticeable components (such as Br) and finally the disappearance of the wide signal and a completely discernible multi-component spectrum are observed (such as chloroprene rubber).

It is known that, upon the appearance of FR's and ions, the mechanical strength causes the destruction of the molecular chains, and they in turn enter the reaction that is a mechano-chemical process starts [1,2,6]. Since the sizes of the elastomer molecules are large and linear, the binding en-

ergy within macromolecules might be very much greater than

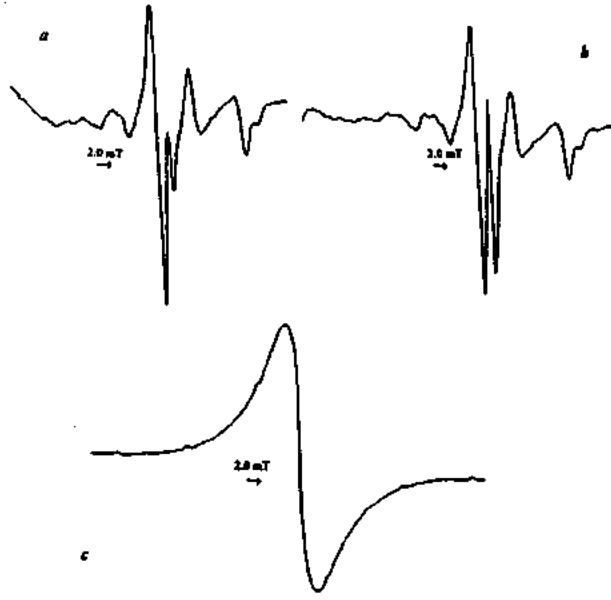


Fig.2. The ESR spectra for chloroprene rubber at  $T_{\text{room}}$ :

- a)  $T_{\text{treat}} = 383 \text{ K}$ ;
- b)  $T_{\text{treat}} = 393 \text{ K}$ ;
- c) after the vulcanization.

of the chemical bonds in the chain. According to this such a high tension forms in the molecular chains that, the valence energy between these atoms becomes smaller than the binding energy [1,2,4,6], a chemical breaking occurs, polymer FR's form which in turn participate in the chemical reactions belonging to the alkyl or alkenyl radicals. With the addition of the oxygen and elongation of the heating time, these reactions become more intense.

According to the above mentioned and we presented equation some thirty years ago [27], the formation of the free radicals depends on the surface area of the sample, the amount of oxygen and also on the surface of the supramolecular formation in the sample and also depends exponentially or the ratio of the surface area to the volume ( $N \sim S/V$ ).

As reported above, while producing the resin and later in the laboratory rolling-machines and passing to the pressing processes, the rubbers are subject to the effects of temperature, high pressure, and mechanical forces and with varying degrees of displacement forces, high local tensions and through them molecular destruction (mechanoochemical reaction) occurs. According to this, the formation at the ESR signals is explained by the breaking of the chemical bonds under these conditions. Besides, the existence of the singlet in SKN-26 and SKN-40M rubbers can possibly be explained by the breaking of  $C=C$  bonds in the monomer unit of the rubber. This view is proven by both our previous investigations [16] on the effects of the ESR and IR absorption of Se and Te doping in SKN-40M rubber and by the present experimental results.

After the direct treatment, in the  $2550\text{cm}^{-1}$ ,  $2900-3600\text{ cm}^{-1}$  regions of the IR spectra of rubber, lines occur which in turn are related to the  $C=N$ ,  $NH$  and  $OH$  groups. At the same time, an intense neutral scattering is observed that indicates changes of supramolecular formation -and molecular origin in the structure of rubbers [25, 26]. If these are assumed to be true, our results also verify the results of the examinations on

the dynamical-mechanical and electric strength of the same rubbers performed previously [16-24]. If we take into consideration the influence of doping through the side chain atoms in rubbers, then we can explain the effect of the dopings to the ESR Spectrum by the mutual interaction of the unpaired electrons (UE) and UE's of  $O_2$  by way of the spin-orbital bond and by the formation of the second peroxide radicals. Here, unlike the divinylnitrate rubber, the breaking of the oxide compound and the delocalisation of the UE away from the carbon atoms towards the side atoms occur. This delocalisation increases as the affinity of the side atoms towards the electron increases. It is obvious that electron affinity increases from left to right in the Periodic Table, but in small groups from top to bottom. Then, since the electron affinity increases in the order  $O$ ,  $Br$ ,  $Cl$ , the localization in the side atoms of the UE gets higher, the mutual interaction between the atoms at the sides of the chain becomes stronger, which in turn causes the ESR spectra to pass gradually from the wide line to the completely discerned form.

The form of the spectra shows that they are composed of the two multi-component spectra occurring due to the mutual interactions of UE's with both some equivalent protons and the nuclei of  $Br$  and  $Cl$  having unpaired nuclear spins ( $I=3/2$ ). When the electron affinity is less (such as  $Br, O_2$ ) the UE's participate in other mutual interactions that cause a wide spectrum to form. In fact, at liquid nitrogen temperatures since the system of the UE's is frozen, due to the weakening of mutual interaction, thermal motion and with the feeble effects of the near protons, and bromine and chlorine nuclei, the asymmetry and the anisotropy disappear.

In the isoprene rubber, the doublet structure of the ESR spectrum is observed (Fig.1e) ( $\Delta H_m = 0.4 \pm 0.05 \text{ mT}$ ,  $\Delta H_{m2} = 0.4 \pm 0.05 \text{ mT}$  and  $g_1 = 2.003 \pm 0.005$ ,  $g_2 = 2.004 \pm 0.0005$ ). The  $N$  of the PC's decreases rapidly, depending on the processing temperature (Fig.3a). When the antioxidant is added,  $N$  varies extremely (Fig.3b), passes from the doublet on to the singlet with  $\Delta H_m \approx 0.8 \text{ mT}$  and  $g = 0.003$ , and where  $N$ , the concentration is always less than that of pure rubber. The width of the line ( $\Delta H_m$ ) first decreases at  $T_{\text{treat}} = 333-353 \text{ K}$  then rises abruptly to  $1.2 \text{ mT}$  but later drops again (Fig.3b). The factor  $g$  and the form of the ESR spectrum do not change related with  $T_{\text{treat}}$ , that is the formation mechanism of the PC's is the same.

The ESR spectrum in the isoprene rubber probably forms differently at different proportions of the structure of the rubber and composed of several lines belonging to some stabilized FR's. From the observation of the doublet in the non-heat treated rubber, one can conclude a very heterogeneous structure, whereas from the presence of the singlet in the doped rubber, a homogeneous structure is observed to predominate. Upon the addition of the dopings, a more ordered supramolecular formation consisting of macromolecules of almost the same size comes up. The breaking of bonds and the formation of FR's take place in the amorphous part of the polymer, that is at the border of the supramolecular formation, therefore, a difference in structure possibly causes a difference in the ESR spectrum. This situation also verifies completely the measurements of the mechanical properties of the same resin mixtures similarly, the same kind of measurements confirm our ideas for the resin mixture basically of chloroprene rubber [23]. For example, we observe the following: 15 % extremal increase in the mechanical and electrical stability; 30 % increase in the glass formation tem-

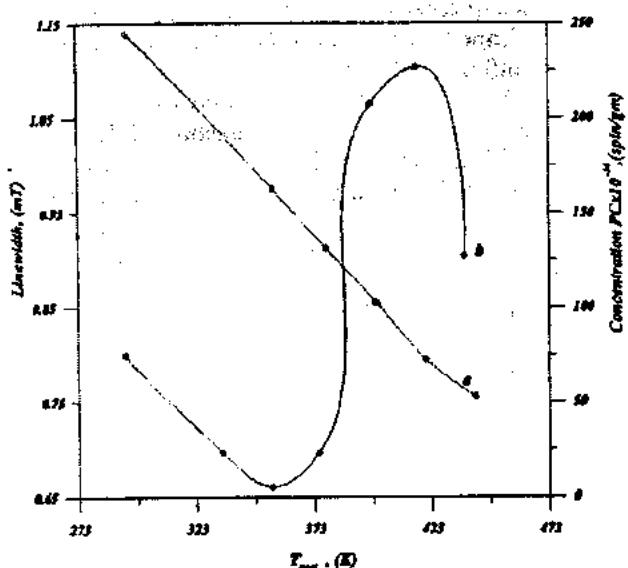


Fig.3. In the isoprene rubber, the N(a) and line-width (b) are plotted versus  $T_{\text{treat}}$ .

- [1] V.R. Regel, A.I. Slutsker, E.E. Tomashevskii. Kinetic Nature of the Strength of Solids, Moscow, Nauka, 1974 (in Russian).
- [2] A. Casale, R.S. Porter. Polymer Stress Reactions: Introduction, v.1, 1978; Experiments, v.2, 1979, New York, p. 440.
- [3] V.K. Milinchuk, E.R. Klinshpont, S.Y. Pshejitsky. Makro-radikali, M.: Khimiya, 1980.
- [4] B.A. Dogadkin, A.A. Dontsov, V.A. Shershnev. Khimiya Elastomerov, M.: Khimiya, 1981.
- [5] N.M. Emanuel, A.I. Bucbachenko. Kimicheskaya Fizika Stareniya i Stabilizatsii Polymerov, M.: Nauka, 1982, p. 359 (in Russian).
- [6] N.K. Baramboin. Mekhanokhimiya Polymerov, M.: Ros-tekhizdat, 1961.
- [7] V.Y. Shlyapintokh. Fotochimicheskiye Prevrasheniya i Stabilizatsiya Polymerov, M.: Khimiya, 1979.
- [8] K.L. De Vries, D.K. Roylance, M.L. Williams. J.Polymer Sci., pt. A-1, 1970, № 8, p. 237.
- [9] M.L. Williams, K.L. De Vries. Proceed of Fifth Internat. Congr. Rheology, 1970, v.3, Tokyo.
- [10] H.H. Kausch. J.Macromol. Sci., Revs. Macromol. chem., 1970, C4 (2), p. 243.
- [11] T. Kawashima, M. Nakamura, S. Shimada. Rop. Prog. Polym. Phys. (Japan), 1969, v. 12, p. 469.
- [12] T. Kawashima, M. Nakamura, S. Shimada. Polym. J. (Japan), 1973, v. 5, № 2, p.135.
- [13] S. Nadorsky. Termicheskoye Razlojeniye Organicheskikh Polymerov, M.: Mir, 1967, p. 510. (in Russian)
- [14] N. Cauchucy. Svoystva i primeneniye, JL, M, 1958, p.272.
- [15] E.E. Tomashevskii, A.I. Slutsker. Zavodskaya Lab., 1963, v. 29, № 8, p. 994.
- [16] Sh.V. Mamedov. Abstract of Doctor Thesis, Baku, 1986, p.43.
- [17] Sh.V. Mamedov, S.A. Abasov, H.H. Ahmedov, R.B. Aslanov. Theses of Rep. of All-Union Scien., Tech. Con. On dielec. Phys., Baku, 1982.
- [18] S.A. Abasov, Sh.V. Mamedov, H.H. Ahmedov, Y.G. Ragimov, V.A. Alekperov, U.A. Kabulov. Theses of Rep. Semp. Sov.: Pererabotka, Destruksiya, Stabilizasiya Polymernikh Materialov, Dushanbe, 1983, 217.
- [19] Sh.V. Mamedov, S.A. Abasov, U.A. Kabulov, Y.G. Ragimov, S.I. Mehtiyeva, H.H. Ahmedov. Theses of Rep. of Congr.: Problems of Physics of Strength and Plasticity, Dushambe, 1995, 96.
- [20] S.A. Abasov, S.I. Mehtiyeva, K.R. Ahmedov, Y.G. Ragimov. Izv. AN Azerb. SSR, FTMN Series, 1978, № 4, p.107.
- [21] G.B. Abdullayev, T.K. Ismailov, S.A. Abasov, H.H. Ahmedov, S.I. Mehtiyeva, K.R. Ahmedov, T.A. Pashayev. Author's Certificate, 529182 (SSSR), 1976, BJ, 35.
- [22] G.B. Abdullayev, H.H. Ahmedov, S.A. Abasov, R.Kh. Babayev, Sh.F. Sadigov, Sh.V. Mamedov. Author's Certificate, 790738 (SSSR), 1980.
- [23] Sh.V. Mamedov, S.A. Abasov, H.H. Ahmedov, R.B. Aslanov. Theses of Rep. of All-Union Scien., Techn. Conf on dielectrics Physics, Baku, 1982, p. 12.
- [24] S.A. Abasov, Sh.V. Mamedov, Y.G. Ragimov, V.A. Alekperov. All-Union Scien. Techn. Conf on Polyisoprene, Tolyatty, 1987, p. 53.
- [25] G.B. Abdullayev, Sh.V. Mamedov, Z.M. Abutalibova, N.J. Ibragimov, Y.Y. Volchenkov. Izv. AN Azerb. SSR, FTMN, № 4, 1971, p. 100.
- [26] G.B. Abdullayev, Sh.V. Mamedov, Z.M. Abutalibova, Y.Y. Volchenkov. Izv. AN Azerb. SSR, FTMN Series, 1977, № 1, p.67.
- [27] G.B. Abdullayev, N.J. Ibragimov, Sh.V. Mamedov. Phys. Stat. Sol., 1966, № 16, p. 113.

perature, and 60 % decrease in the elongation at a temperature above the glass formation temperature.

As is reported above, the comparison of the spectroscopic data with dynamical-mechanical and electrical strength characteristics is of high importance technologically. The vulcanization causes the UE's to be localized in the network of the rubber, the dipole-dipole interactions to be stronger and lets a wide symmetric central line be observed.

Consequently the experimental data given in the paper prove the following conclusions: 1 - The dopings added to the polymer come into mutual interaction with the side bonds of the monomer unit, 2 - Upon the addition of highly electronegative atoms to the side atoms of the rubber, the localization of the UE's the newly added atoms takes place and according to this, a certain amount of oxidation and destruction processes are impeded.

In the second part of the article, the effect of the large scale and oxygen containing dopants on the paramagnetic resonance mechanism in rubbers will be held.

S.I. Mehdiyeva, R.L. Bayramova

**TEXNOLOJİ FAKTORLARIN TƏ'SİRİ ALTINDA TƏKRAR İSTEHSAL VƏ İSTİSMAR OLUNAN MÜXTƏLİF  
SƏNAYE REZİNLERİİN PARAMAQNİT REZONANSININ XÜSUSİYYƏTLƏRİ**

Bu məqalede, bəzini saf və əlavələrlə xetti və az şaxələnmiş polimerlərde məsələn, SKN-26, SKN-40M divinilnitrilli, bromlu və xloroprenli kauçuklarda paramaqnit rezonansın bəzini xüsusiyyətləri tədqiq olunmuşdur. SKN-26, SKN-40M divinilnitrilli kauçuklarda EPR-in singlet spektri müşahidə olunur, həmçinin xloroprenli kauçuka keçid de mürəkkəb və çox komponentli olur ki, bu da polimer zəncirində buxarlanmayan elektronların yan qruplarla qarşılıqlı tə'sirinin güclənməsi ilə izah olunur. Bu proses, yan qrupların polyarlılığı və elektromənsiliyi güclənərsə, daha çox nəzərə çarpır. Eyni zamanda məqalede sərbəstradikal proseslərin antioksidantlarla gecikməsinin bəzini məsələləri göstərilir. Digər tərəfdən göstərilir ki, sərbəst radikalların artım sayının kinetikası temperaturdan və əlavələrin miqdardından asılı olaraq ekstremal xarakter daşıyır və optimal şəraitde hazırlanmış texnoloji parametrlərin miqdarı maksimaldır. Aḥınan eksperimental nəticələr göstərir ki, sərbəst radikalların müxtəlif faktorların tə'siri ilə olan tekrar istehsalda müəyyən struktur və miqdardı formalasılır ki, bu da polimerdə oksidleşme reaksiyalarına güclü tə'sir edir.

C.I. Мехтиева, Р.Л. Байрамова

**ОСОБЕННОСТИ ПАРАМАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА, НАБЛЮДАЕМОГО ПРИ ПЕРЕРАБОТКЕ  
И ЭКСПЛУАТАЦИИ РАЗЛИЧНЫХ ИНДУСТРИАЛЬНЫХ РЕЗИН ПОД ДЕЙСТВИЕМ  
ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ФАКТОРОВ**

В этой статье изучены некоторые особенности парамагнитного резонанса в некоторых чистых и с добавками линейных и слаборазветвленных полимерах, таких, как СКН-26, СКН-40М дивинилнитрильных, бромированных и хлоропреновом каучуках. В дивинилнитрильных каучуках СКН-26, СКН-40М наблюдается синглетный спектр ЭПР, однако, при переходе к хлоропреновому каучуку он становится сложным многокомпонентным, что объясняется усилением взаимодействия неспаренных электронов с боковыми группами полимерных цепей. Этот процесс еще более заметен, если полярность электроотрицательных боковых групп усиливается. Одновременно в статье приводятся некоторые сведения о замедлении свободнорадикальных процессов антиоксидантами. С другой стороны, показано, что в зависимости от температуры и содержания добавок кинетика возрастания концентрации свободных радикалов носит экстремальный характер, и величина технологических параметров, изготовленных при оптимальных условиях максимальна. Полученные экспериментальные результаты показывают, что под действием различных факторов переработки формируются определенная структура и количество свободных радикалов, которые сильно влияют на окислительные реакции в полимере.

## SURFACE SPIN WAVES IN A SEMI INFINITE FERROMAGNETIC SUPERLATTICE

V.A. TANRIVERDIYEV, V.S. TAGIYEV, S.M. SEYID-RZAYEVA

*Institute of Physics of Academy of Sciences of Azerbaijan  
3700143, Baku, H. Javid, av. 33*

A semi-infinite superlattice consisting of alternating layers of two-simple Heisenberg ferromagnetics is considered. Using Green function method the dispersion equations of surface spin waves are derived for semi-infinite systems. The numerical results are shown graphically.

Surface acoustic and optical waves of periodic structure or magnetic superlattices have been analyzed theoretically in many special cases [1,2]. In the short-wavelength limit, where the exchange coupling is dominant, comparatively fewer studies have been done. A surface spin wave is an eigenstate, in the spin-wave approximation (magnon-magnon interactions are neglected) of a finite or semi-finite crystal for which the amplitude of spin excitation is localized principally at or near the surface. The bulk spin wave has constant phase a spatially varying amplitude. For optical surface spin-wave the spins on adjacent layers are  $180^\circ$  out of phase and the amplitude decreases with increasing distance into the crystal.

In this paper, we study a simple cubic ferromagnetic semi-infinite superlattice model in which the atomic planes of material 1 alternate with atomic planes of material 2. Each atomic plane is assumed to be the [001] planes.

We consider here the following Heisenberg Hamiltonian:

$$H = -\frac{1}{2} \sum_{i,j} I_{ij}(S_i S_j) - \sum_i g \mu_B H_0 S_i^z , \quad (1)$$

where  $I_{ij}$  - represents the exchange between the spins  $S_i$  and  $S_j$  of the nearest neighbors.  $H_0$  is an applied magnetic field in the superlattice  $z$  direction.

From this Hamiltonian, assuming that surface layer is of the material 1 ( $i=1,2$ ) and the second layer is of the material 1' ( $i' \neq 1; i' = 1,2$ ) one obtains [3] the following set of equations:

$$\begin{cases} (E - A_s)g_{1,n} + \frac{\varepsilon}{6}g_{2,n} = 2S_1\delta_{1,n} , \\ \frac{\varepsilon}{6}g_{1,n} + (E - A_{1'})g_{2,n} + \frac{\varepsilon}{6}g_{3,n} = 2S_2\delta_{2,n} , \\ \frac{\varepsilon}{6}\left(1 + \frac{1}{x}\right)g_{2,n} + (E - A_1)g_{3,n} = 2S_3\delta_{3,n} , \end{cases} \quad (2)$$

where  $g=6I_1S<S^+; S^->$ ,  $E=(\omega - g\mu_B H_0)/6I_1S$ ,  $x=\exp(-idk_z)$

The set of equation (2) may be written under the following matrix form

$$\begin{vmatrix} (E - A_s) & \frac{\varepsilon}{6} & 0 \\ \frac{\varepsilon}{6} & E - A_{1'} & \frac{\varepsilon}{6} \\ 0 & \frac{\varepsilon}{6} \cdot \left(1 + \frac{1}{x}\right) & E - A_1 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} g_{1,n} \\ g_{2,n} \\ g_{3,n} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 2S_1\delta_{1,n} \\ 2S_2\delta_{2,n} \\ 2S_3\delta_{3,n} \end{vmatrix} \quad (3)$$

We also use the following equation [3].

$$(E - A_1)(E - A_2) - \left(\frac{\varepsilon}{6}\right)^2 \left(1 + x\right) \left(1 + \frac{1}{x}\right) = 0 \quad (4)$$

The dispersion equations of surface waves are obtained using equation (3) and (4).

$$\begin{aligned} E &= A_s + \frac{1}{x}(A_s - A_1), \quad (1 = 1,2) \\ x &= p \pm \sqrt{p^2 + Q}. \end{aligned} \quad (5)$$

For the acoustic surface solutions  $x>1, x<-1$  for the optical solutions and bulk solutions have  $|x|=1$  [4]. We find that in the expression of  $x$  (5) plus sign for acoustic modes and minus sign for optical modes are taken, respectively. In general, the surface wave may be characterized by one or more complex decay constants, but the amplitude envelope decrease rapidly with increasing distance from the surface. In many instances, a surface wave branch may not exist for all values of  $q$ . In some cases surface acoustic and optical branches exist only for  $q$  greater than critical value  $q_c$  while in others  $q$  must be less than  $q_c$ . Such truncated branches are usually terminated at value of  $q$  for which degeneracy with

the bulk continuum occurs, i.e.  $E_s(q_c) = E_B(q_c)$ . One obtains the following expressions of critical value of  $q$  when assuming surface layer is of the material 1.

$$q_{1c}^a = \frac{\epsilon(3 + \alpha - 4\epsilon_s)}{4(1 - \epsilon_s)(2\epsilon_s - \alpha - 1)}, \quad (6)$$

$$q_{1c}^o = \frac{\epsilon}{4(\epsilon_s - 1)},$$

and when assuming surface layer is of the material 2.

$$q_{2c}^a = \frac{\epsilon(3\alpha + 1 - 4\epsilon_s)}{4(\alpha - \epsilon_s)(2\epsilon_s - \alpha - 1)}, \quad (7)$$

$$q_{2c}^o = \frac{\epsilon}{4(\epsilon_s - \alpha)},$$

The number of surface waves as a function of  $\epsilon_s$  are shown in fig.1 for a particular choice of parameters. The results show that all surface branches may disappear. For example, when surface layer is of the material 1 and  $\alpha=2$ ,  $\epsilon=1.5$  and  $\epsilon_s=1.2$  acoustic waves appear in the range  $0 \leq q \leq 0.625$ , optical waves appear in the range  $1.875 \leq q \leq 2$  and all surface waves disappear in the range  $0.625 < q < 1.875$ . We may also investigate the behavior of ferromagnetic superlattice when surface exchange constant is negative.

From fig.2, we can also see clearly how the surface and bulk waves change with  $q$  for different values of  $\epsilon$  and  $\epsilon_s$ . All optical branches are between two bulk bands. Both optical and acoustic branches move upward with increasing  $\epsilon$ . Truncated or complete optical and acoustic branches occur for various values of  $\epsilon$  and  $\epsilon_s$ .

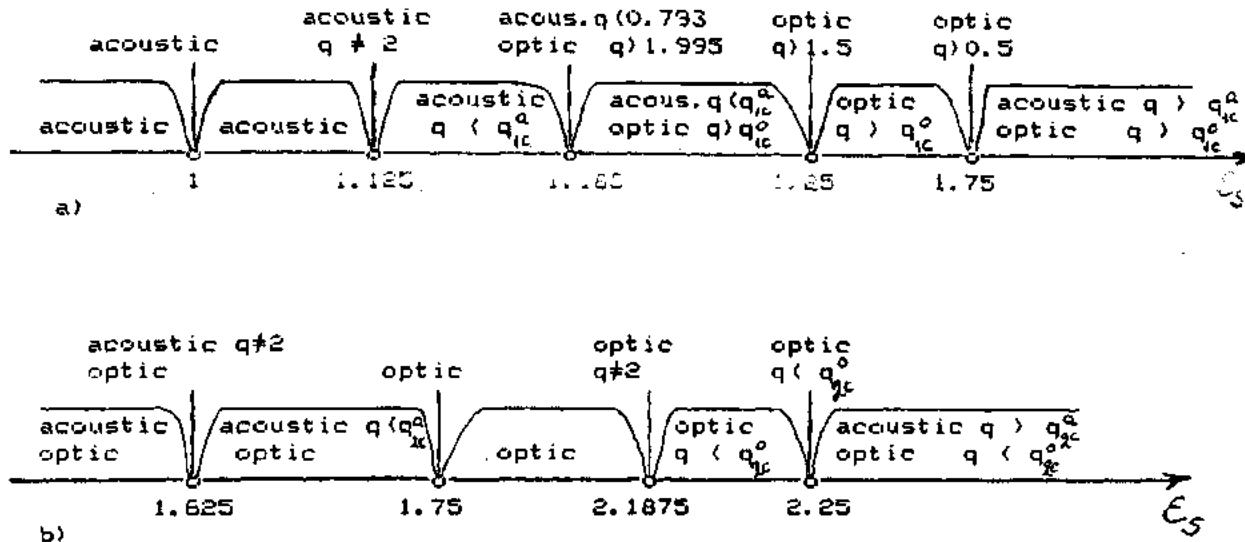


Fig.1. Number of surface waves as a function of  $\epsilon_s$ . a) surface layer is of material 1, b) surface layer is of material 2: in both case  $\alpha = 2$ ;  $\epsilon = 1.5$  and  $0 \leq q \leq 2$ .

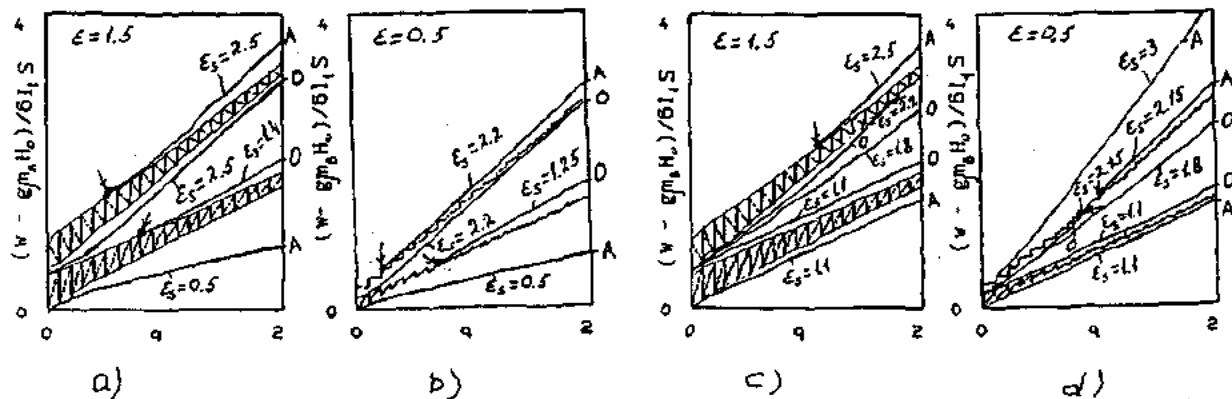


Fig.2. The surface and bulk waves in the superlattice as a function of  $q$ . A – acoustic; O – optical; the bulk bands are shown as shaded areas. a) and b) surface layer is of material 1 and  $\alpha = 2$ : a)  $\epsilon = 1.5$ ,  $q_{1c}^a(2.5) = 0.625$ ,  $q_{1c}^o(1.4) = 0.937$ ; b)  $\epsilon = 0.5$ ,  $q_{1c}^a(2.2) = 0.282$ ,  $q_{1c}^o(1.25) = 0.5$ ; c) and d) surface layer is of material 2 and  $\alpha = 2$ : c)  $\epsilon = 1.5$ ,  $q_{2c}^a(2.5) = 1.125$ ,  $q_{2c}^o(2.2) = 1.875$ ; d)  $\epsilon = 0.5$ ,  $q_{2c}^a(2.15) = 1.026$ ,  $q_{2c}^a(3) = 0.208$ ,  $q_{2c}^o(2.15) = 0.833$ .

APPENDIX:

The terms appearing in the equations (1-7) are

$$A_s = \frac{\varepsilon}{6} + \frac{2}{3} \varepsilon_s q, \quad q = 1 - \frac{1}{2} (\cos k_x a + \cos k_y a)$$

$$A_1 = \frac{\varepsilon}{3} + \frac{2}{3} \varepsilon q, \quad \varepsilon_s = \frac{J_s}{J_1}, \quad \varepsilon = \frac{J}{J_1}, \quad \alpha = \frac{J_2}{J_1}$$

$$A_2 = \frac{\varepsilon}{3} + \frac{2}{3} \alpha q,$$

$$P = \frac{8}{\varepsilon^2} (1 - \varepsilon_s)(\alpha - \varepsilon_s)q^2 + \frac{2}{\varepsilon} q(1 + \alpha - 2\varepsilon_s),$$

$$Q = \frac{36(A_3 - A_1)^2}{\varepsilon^2} \quad (1 = 1,2)$$

- [1] *Feng Chen and H.K. Sy*. J. Phys.: Condens., Matter., 1995, 7.
- [2] *R.E. DeWames and T. Wolfram*. Phys. Rev., 1969, 185, 752.
- [3] *V.S. Tagiyev, V.A. Tanriverdiyev, S.M. Seyid-Rzayeva, M.B. Guseynov*. Fizika, 2000, 6, №1, p. 33.
- [4] *Sydney G.Davison*. «Progress in surface science», v.2, part 4.

V.Ə. Tanrıverdiyev, V.S. Tağıyev, S.M. Seyid-Rzayeva

### YARIMMƏHDUD FERROMAQNİT İFRAT QƏFƏSDƏ SƏTH SPİN DALĞALARI

İki sadə kubik Heyzenberg ferromaqnitdən təşkil olunmuş yarımməhdud ifrat qəfəsə baxılır. Qrin funksiyası metodundan istifadə edərək yarım məhdud ifrat qəfəs üçün səth spin dalğalarının dispersiya tənliyi müəyyən edilmişdir. Nəticə qrafik təsvir olunmuşdur.

B.A. Tanrıverdiyev, B.C. Tağıev, C.M. Səyd-Rzaeva

### ПОВЕРХНОСТНЫЕ СПИНОВЫЕ ВОЛНЫ В ПОЛОУОГРАНИЧЕННЫХ ФЕРРОМАГНИТИЧНЫХ СВЕРХРЕШЕТКАХ

Рассмотрена полуограниченная сверхрешетка, состоящая из двух типов простых кубических Гейзенберговских ферромагнетиков. Методом функции Грина найдены дисперсионные уравнения, описывающие распространение поверхностных спиновых волн в полуограниченных сверхрешетках. Результаты представлены графически.

# ИЗМЕНЕНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ УСЛОВИЙ В ГАЗОВОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ ЧАСТИ НОВОЙ HR Del.

М.М. БАБАЕВ.

*Шемахинская Астрофизическая Обсерватория АН Азербайджана,  
Шемаха, пос. Ю. Мамедалиева, Обсерватория*

Продолжительные наблюдения Новой Дельфины 1967=HR Del (1968–1991 гг.) указывают на изменение отношений интенсивностей запрещенных линий кислорода-[0 III]  $\lambda\lambda 4959$  и  $5007$  к линиям водорода - $H_{\beta}$  и гелия –  $HeII \lambda 4686$ . Это позволяет сделать некоторые выводы о физических условиях в газовой составляющей части Новой в течение последних 23 лет. Изменения соотношений [OIII]/ $H_{\beta}$ ,  $HeII/H_{\beta}$  указывают на 11-летний цикл активности, хорошо согласующийся с теоретическими выводами о циклической активности Солнца и звезд.

К настоящему времени имеется большое количество наблюдательных работ и очень мало теоретических работ по звездам Новой Дельфины 1967=HR Del. Однако, единой модели, объясняющей всю совокупность наблюдательных данных, не существует. Во многих случаях картина переменности сложна и многообразна. С этой точки зрения крайне желательны однородные подробные наблюдения этой звезды для установления общих существенных закономерностей между различными характеристиками Новой.

В настоящей работе проведено изучение звезды Новой HR Del, прототипа класса ультрамедленных типичных Новых звезд.

Ранее, нами и другими авторами, [1–5] были изучены структуры линий водорода серии Бальмера, линий гелия  $\lambda 4686$  и др. Все эти наблюдения показали, что имеется

изменение структуры и параметров линий кислорода [OIII]  $\lambda\lambda 4363, 4959$ , и  $5007$ , водорода -  $H_{\beta}$ , гелия -  $HeII \lambda 4686$ , соотношения эмиссионных компонентов, эквивалентных ширин- $W_{\lambda}$ , центральных интенсивностей- $I_{\lambda}$ ,  $V/R$ -вариация и др. перечисленных линий со временем.

Продолжительные наблюдения показали, что кроме этих изменений профилей спектральных линий в спектре Новой HR Del, полученных в 1968, 1975, 1976, 1978, 1979, 1981, 1984–1989 гг. хорошо наблюдаются другие особенности в изменении отношения интенсивности- $W_4$  запрещенных линий кислорода к линиям водорода и гелия, которые позволяют судить о физических условиях в газовых составляющих частей Новой в течении последних 23–х лет.

Таблица 1

Дата	$W_{\text{полн}} 4861 H_{\beta}$	$W_{\text{полн}} 4686 HeII$	$W_{\text{полн}} 4959$ [OIII]	$W_{\text{полн}} 5007$ [OIII]
1	2	3	4	5
22–23.07.68	$101.50 \pm 2.10$	–	–	$32.62 \pm$
23–24.07.68	$580.30 \pm 8.70$	–	–	$143.18 \pm 1.20$
30–31.07.68	$188.50 \pm 6.52$	$43.08 \pm 4.35$	$41.80 \pm 4.35$	$279.12 \pm 7.25$
06–07.08.68	$315.00 \pm 4.31$	–	$39.38 \pm 3.38$	$127.50 \pm 2.81$
14–15.08.68	–	$10.29 \pm 1.02$	$19.03 \pm 0.77$	$48.94 \pm 1.05$
–	$147.60 \pm 1.63$	$11.09 \pm 0.31$	$50.75 \pm 0.73$	$193.94 \pm 2.04$
26–27.08.68	$565.25 \pm 3.26$	$119.62 \pm 5.18$	$119.62 \pm 5.08$	$333.50 \pm 7.11$
–	$435.00 \pm 7.47$	$35.12 \pm 0.68$	$112.50 \pm 5.10$	$685.12 \pm 7.83$
ср.знач.	$333.31 \pm 4.86$	$43.84 \pm 2.31$	$63.85 \pm 3.24$	$230.49 \pm 3.84$
26–27.07.75	–	–	$48.25 \pm 3.20$	$120.00 \pm 5.20$
27–28.07.75	$6.10 \pm 0.25$	$5.25 \pm 0.22$	$44.32 \pm 1.90$	$135.00 \pm 6.40$
29–30.07.75	$19.15 \pm 0.52$	$8.85 \pm 0.45$	$80.38 \pm 4.50$	$171.75 \pm 5.40$
02–03.08.75	$24.80 \pm 1.25$	$20.10 \pm 1.05$	$38.50 \pm 1.40$	$107.25 \pm 2.30$
04–05.08.75	–	–	$49.70 \pm 3.10$	$297.51 \pm 5.40$
05–06.08.75	–	–	$33.20 \pm 1.30$	$139.60 \pm 3.50$
10–11.08.75	$27.21 \pm 1.20$	–	$46.64 \pm 3.20$	$220.50 \pm 4.80$
ср.знач.	$19.32 \pm 0.81$	$11.40 \pm 0.57$	$48.71 \pm 2.66$	$170.23 \pm 4.71$

Дата	Wполн 4861 H <sub>β</sub>	Wполн 4686 HeII	Wполн 4959 [OIII]	Wполн 5007 [OIII]
1	2	3	4	5
05–06.07.76	—	—	45.60±4.20	125.00±5.20
28–29.07.76	16.00±0.35	—	40.00±5.30	118.00±5.40
29–30.07.76	11.00±0.42	28.25±5.00	60.00±5.80	160.00±4.90
ср.знач.	13.50±0.38	28.25±5.00	48.53±5.10	134.33±5.17
12–13.07.78	15.54±0.36	12.26±0.35	62.80±3.97	171.15±4.89
13–14.07.78	15.54±0.37	11.74±0.37	58.88±3.92	211.92±4.32
26–27.07.78	8.51±0.52	9.35±0.29	66.72±1.96	195.61±3.67
28–29.07.78	11.10±0.30	4.84±0.31	54.95±3.92	163.00±4.48
30–31.07.78	8.88±0.22	6.32±0.24	35.32±3.14	138.55±4.72
ср.знач.	11.91±0.35	8.90±0.31	55.73±3.38	176.04±4.42
13–14.08.81	9.90±0.25	15.96±0.25	10.46±1.41	29.95±1.13
21–22.08.81	9.54±0.26	10.12±0.19	36.08±1.43	82.94±0.84
22–23.08.81	8.30±0.21	10.80±0.24	40.80±1.16	78.50±0.65
ср.знач.	9.25±0.24	12.29±0.23	29.11±1.13	63.80±0.87
06–07.08.84	30.00±0.47	13.10±0.70	—	—
07–08.08.84	9.62±0.25	8.00±0.40	—	—
ср.знач.	19.81±0.36	10.55±0.55	—	—
29–30.08.85	4.00±0.55	4.00±0.45	16.00±0.62	38.70±0.74
30–31.08.85	10.25±1.00	3.85±0.40	12.50±0.53	38.52±1.80
01–02.09.85	6.50±0.65	8.25±0.62	18.30±0.52	40.00±0.62
ср.знач.	6.92±0.82	5.36±0.49	15.60±0.55	39.07±1.15
13–14.08.86	8.05±0.42	6.10±1.20	17.60±0.40	43.00±0.45
ср.знач.	8.05±0.42	6.10±1.20	17.60±0.40	43.00±0.45
24–25.06.87	1.75±0.30	12.70±0.40	9.20±0.65	42.50±0.65
25–26.06.87	2.80±0.25	5.35±0.65	10.60±0.65	18.50±0.75
12–13.07.87	2.52±0.32	6.00±0.58	8.40±0.68	23.80±0.62
ср.знач.	2.36±0.29	8.02±0.54	9.40±0.66	28.27±0.66
28–29.08.88	6.25±0.48	7.50±0.40	11.20±0.50	49.01±0.75
—	3.70±0.30	5.80±0.40	10.20±0.36	36.00±0.53
29–30.08.88	5.34±0.35	3.00±0.26	10.60±0.60	26.00±0.70
22–23.09.88	4.65±0.32	4.75±0.30	—	29.00±0.90
ср.знач.	4.98±0.36	5.25±0.34	10.67±0.49	35.00±0.72
13–14.06.89	8.40±0.50	5.50±0.25	7.30±0.70	18.50±0.90
04–05.07.89	4.65±0.46	4.50±0.15	11.00±0.35	12.20±0.32
ср.знач.	6.52±0.48	5.00±0.20	9.15±0.52	15.35±0.61

Таблица 2

Дата	<u>4959[OIII]</u> $H_{\beta}$	<u>5007[OIII]</u> $H_{\beta}$	<u>4959[OIII]</u> HeII	<u>5007[OIII]</u> HeII	<u>4686HeII</u> $H_{\beta}$
1	2	3	4	5	6
22–23.07.68	–	0.32	–	–	–
23–24.07.68	–	0.25	–	–	–
30–31.07.68	0.22	1.48	0.97	6048	0.23
06–07.68	0.12	0.40	–	–	–
14–15.08.68	–	–	1.85	4.76	–
–“–	0.34	1.31	4.58	17.40	0.08
26–27.08.68	0.21	0.59	1.00	2.79	2.12
–“–	0.26	1.57	3.20	19.51	0.08
Ср.знач.	$0.23 \pm 0.04$	$0.84 \pm 0.23$	$2.32 \pm 0.69$	$10.21 \pm 3.40$	$0.63 \pm 0.06$
27–28.07.75	7.26	22.13	8.44	25.71	8.86
29–30.07.75.	4.20	8.97	9.08	19.41	0.46
02–03.08.75	1.55	4.32	1.92	5.34	0.81
10–11.08.75	1.71	8.18	2.28	6.02	–
Ср. знач.	$4.87 \pm 1.28$	$16.75 \pm 6.02$	$6.48 \pm 0.64$	$16.22 \pm 1.62$	$0.71 \pm 0.07$
28–29.07.76	2.50	7.38	–	–	–
29–30.07.76	5.45	14.54	2.12	5.66	2.57
Ср. знач.	$3.98 \pm 1.47$	$10.96 \pm 3.58$	$2.12 \pm 1.50$	$5.66 \pm 1.52$	$2.57 \pm 0.06$
12–13.07.78	4.04	11.01	5.12	13.96	0.70
13–14.07.78	3.79	13.64	5.02	18.05	0.75
26–27.07.78	7.84	22.98	7.15	20.92	1.10
28–29.07.78	4.95	14.68	12.27	39.68	0.44
30–31.07.78	3.98	15.60	5.59	21.92	0.72
Ср. знач	$4.92 \pm 0.76$	$16.58 \pm 2.00$	$7.03 \pm 1.36$	$21.70 \pm 3020$	$0.76 \pm 0.08$
13–14.08.81	1.06	3.02	1.76	5.02	0.60
21–22.08.81	3.79	8.73	3.56	8.21	1.06
22–23.08.81	4.92	9.46	3.78	7.27	1.30
Ср. знач.	$3.26 \pm 1.14$	$7.07 \pm 2.03$	$3.03 \pm 0.64$	$6.83 \pm 0.98$	$0.98 \pm 0.09$
06–07.08.84	–	–	–	–	0.44
07–08.08.84	–	–	–	–	0.83
Ср. знач.	–	–	–	–	$0.64 \pm 0.06$
29–30.08.85	4.00	9.68	4.00	9.68	1.00
30–31.08.85	1.22	3.76	3.25	10.11	0.38
01–02.09.85	2.82	6.15	2.22	4.85	1.30
Ср. знач.	$2.67 \pm 0.80$	$6.53 \pm 1.72$	$3.16 \pm 0.52$	$8.18 \pm 0.82$	$0.89 \pm 0.09$
13–14.08.86	2.19	5.34	2.88	7.05	0.76
Ср. знач.	$2.19 \pm 0.80$	$5.34 \pm 0.60$	$2.88 \pm 0.50$	$7.05 \pm 0.50$	$0.76 \pm 0.08$
24–25.06.87	5.26	24.28	0.72	3.35	7.26
25–26.06.87	3.78	6.61	1.98	3.46	1.91
12–13.07.87	3.33	9.44	1.40	3.97	2.38

Дата	<u>4959</u> [OIII] H <sub>β</sub>	<u>5007</u> [OIII] H <sub>β</sub>	<u>4959</u> [OIII] HeII	<u>5007</u> [OIII] HeII	<u>4686</u> HeII H <sub>β</sub>
1	2	3	4	5	6
Ср. знач.	$4,12 \pm 0,58$	$13,44 \pm 5,47$	$1,37 \pm 0,36$	$3,59 \pm 0,19$	$3,85 \pm 0,40$
27-28.08.88	1.98	4.89	3.53	8.67	0.56
28-29.08.88	1.79	7.83	1.49	6.53	1.20
—“—	2.79	9.73	1.76	6.21	1.57
22-23.09.88	—	6.24	—	6.11	1.02
ср. знач.	$2,18 \pm 0,23$	$7,18 \pm 1,04$	$2,26 \pm 0,62$	$6,88 \pm 0,60$	$1,09 \pm 0,12$
13-14.06.89	0.87	2.20	1.33	3.36	0.65
04-05.07.89	2.36	2.62	2.44	2.71	0.97
ср. знач.	$1,62 \pm 0,74$	$2,41 \pm 0,21$	$1,88 \pm 0,55$	$3,04 \pm 0,32$	$0,81 \pm 0,08$

Наблюдательные данные, которые приведены в таблицах 1 и 2, позволяют сказать несколько слов о зоне, где возникают запрещенные линии [OIII]  $\lambda\lambda$  4959 и 5007. Это, по-видимому, самая холодная зона газовой составляющей в Новой звезде. Отношения этих линий растут с 1978 г. (см. рис. а и б), что по-видимому, свидетельствует об относительном охлаждении или уплотнении этой зоны. После 1978 г. эти отношения начинают с колебаниями ослабевать, а с 1987 г. они опять стали возрастать. Это означает, что в этой газовой составляющей части произошло изменение физических условий.

Известно, что линии излучения в оболочках Новых звезд в небулярной стадии возникают в результате переработки высокочастотного излучения звезды в более низкочастотное излучение звезды. Высокочастотное излучение звезды их ионизирует и создает свободные электроны. Столкнувшись с ионами, электрон захватывается ими, причем обязательно на верхний уровень, после чего каскадно опускается вниз, на первый уровень, излучая при каскадных переходах в линиях. Переход электрона в атоме водорода с третьего уровня на второй ( $3 \rightarrow 2$ ) дает излучение в линии  $H_{\alpha}$ , переход ( $4 \rightarrow 2$ ) дает линию  $H_{\beta}$  и т.д. Так возникает излучение в линиях водорода, гелия и других. Запрещенные линии образуются по иному. Линии "небуля"- ионы [O III]-имеют тонкую структуру энергетических уровней, т.к. над основным - (он тройной) уровнем находится очень близко первый возбужденный. Чтобы "забросить" электрон с нижнего на возбужденный уровень, требуется очень небольшая энергия - 2.5 эВ. В оболочке Новой звезды присутствуют многие свободные электроны. При столкновении иона-[O III] и электрона, ион-[O III] возбуждается, т.е. собственный электрон в ионе-[O III] переходит на ближайший возбужденный уровень с основного. Однако возбужденный уровень является метастабильным, т.е. время жизни на нем в миллионы раз превышает время жизни на обычном уровне. Из-за этого уровень становится "ловушкой": на нем происходит накопление электронов. Через 38 секунд возникает излучение в запрещенных линиях  $\lambda\lambda$  5007 и 4959 Å. Интенсивность линий достигает значительной величины. Этот механизм излучения называется механизмом ударного возбуждения.

Аналогично излучению [O III] возникает в оболочке Новой излучение в запрещенных линиях Ne III, O II, N II. У водорода и гелия нет метастабильных уровней, близко расположенных к основному, поэтому нет и их запрещенных линий.

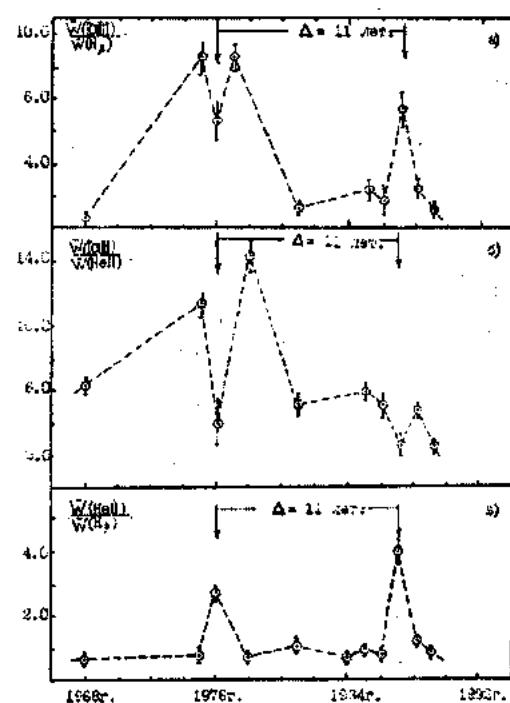


Рис. а) Изменения соотношения интенсивности запрещенных линий кислорода-[OIII]  $\lambda\lambda$  4959 и 5007 к линии водорода – H<sub>β</sub> со временем; б) Тоже самое к линии гелия – HeII  $\lambda\lambda$  4686 со временем; в) Изменения соотношения интенсивности линий гелия-HeII  $\lambda\lambda$  4686 к линии Водорода-H<sub>β</sub> со временем.

Известно, что у всех Новых звезд небулярная стадия наблюдается, когда звезда уже достаточно сковалась и ее температура превышает 30000°К и падение блеска Новой составляет 6-7 звездных величин, при этом характер изменения кривой блеска не имеет большого значения. В этом случае главная оболочка находится в условиях, ана-

логичных планетарным туманностям, поскольку по мере ослабления блеска Новой исчезают сначала диффузно-искровой, орионов и, наконец, главный спектр поглощения. Это означает, что сначала прекращается истечение вещества, а потом становится прозрачной главная оболочка как у планетарных туманностей.

Из рис. а), б) и в) также видно, что такие сильные изменения наблюдаются в соотношениях интенсивности водородных, гелиевых и запрещенных линий кислорода в 1975, 1978, 1985–1986 и 1987–1989 г.. Таким образом, рис. а), б) и в) свидетельствуют о том, что на протяжении последних 23-х лет в газовой составляющей части Новой HR Del 1967 все время происходят заметные изменения относительных интенсивностей запрещенных линий кислорода [OIII]  $\lambda\lambda$  4959 и 5007 к линии водорода– $H_{\beta}$  и гелия–HeII  $\lambda$  4686, а также относительные интенсивности гелиевых–HeII 4686 к линии водорода– $H_{\beta}$ . Из этих графиков хорошо заметны 11-летние циклические активности изменений соотношения этих линий. Такие циклич-

ности хорошо согласуются с теоретическими выводами о циклической активности Солнца и звезд.

К настоящему времени цикличность активности установлена для некоторых карликовых звезд. Следует отметить, что найденные длительности циклов хорошо коррелируют с так называемыми числами Россби. Число Россби: – это отношение скорости конвективных движений в подфотосферных слоях, которая определяется теоретическими расчетами внутреннего строения звезды и, получаемой из наблюдений скорости вращения звезды. Число Россби, прежде всего, определяет степень взаимодействия конвекции и вращения и, следовательно, эффективность генерации звездного магнитного поля. То обстоятельство, что длительность цикла активности коррелирует, в конечном счете, с эффективностью генерации магнитного поля, служит аргументом в пользу представлений о внутренних причинах цикличности в активности звезд и Солнца [6].

- [1] М. Б. Бабаев Письма в АЖ. 1983, т. 9, №4, с. 235.
- [2] М. Б. Бабаев Астрон. Циркуляр. 1987, №1498, с. 2.
- [3] М. Б. Бабаев Циркуляр ШАО АН Азерб., 1989, №83, с.24.

- [4] J. S. Gallagher Astrophys J. 1976, v 203, p. 625.
- [5] J. B. Hutchings, W.A. Fisher PASP., 1973, v.85, p. 503.
- [6] Р. Е. Гершберг Космонавтика, Астрономия. 7/1990, Из. "Знания". –М. 64 С.

М.Б. Babayev

## YENİ HR DELFİN ULDUZUNUN QAZ ÖRTÜYUNDƏ FİZİKİ ŞƏRAİTİN DƏYİŞMƏSİ

HR yeni Delfin 1967 ulduzunun uzun müddətli müşahidələri (1968-1991) qadağan olunmuş xətlərin, hidrogen və helium xətləri arasındakı nisbətlərin dəyişməsini göstərir, bu isə son 23 ilde Yeni ulduzun qaz örtüyünün fiziki şəraiti haqqında mühakimələr yürütməyə imkan verir.

Xətlər arasındaki nisbətlərin dəyişməsi 11 illik sıklılık dəyişmələrin mövcud olduğunu göstərir ki, bu da Güneş və ulduzların aktivlik sıklığı nəzəriyyesilə tam uzalaşır.

М.Б. Babaev

## VARIATION OF PHYSICAL CONDITIONS IN THE GASEOUS PART OF THE NOVA HR DEL

It is shown that during 1968–1991 the essential variation of the relative emission lines intensities in the part component of Nova HR Del took place, indicating the variability of its (O III/  $H_{\beta}$ , He II/ $H_{\beta}$ ) point to 11-year cycle which good agreement with the theoretical conclusions about cycle activity of the Sun and Stars.

# ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА АМОРФНЫХ ПЛЕНОК ТВЕРДОГО РАСТВОРА Ge<sub>0,90</sub>Si<sub>0,10</sub>: Hx

Б. А. НАДЖАФОВ

Сектор радиационных исследований АН Азербайджана  
Баку 370143, пр. Г. Джавида, 31 "А".

Аморфные пленки твёрдого раствора Ge<sub>0,90</sub>Si<sub>0,10</sub>: Hx ( $x = 1,3 + 23,7$  ат.%) были получены в атмосфере с различными парциальными давлениями водорода до толщины  $0,5 + 1,0 \mu\text{m}$  методом плазмохимического осаждения. Скорость осаждения составляла  $0,3 + 0,5 \text{ \AA/s}$ . Измерения электропроводности пленок проведены в температурной области от 100 до 420 К. Также измерена темновая проводимость ( $\sigma_t$ ) пленки, при температуре 100 К рассчитаны энергия активации прыжка ( $E$ ), длина прыжка ( $R$ ), подвижность ( $\mu_p$ ,  $\mu_c$ ) электронов на уровнях  $\varepsilon_F$  и  $\varepsilon_e$ , а также энергия активации проводимости  $\Delta E$ .

## ВВЕДЕНИЕ

В последние годы проявляется большой интерес к аморфным твёрдым растворам германия с кремнем. Это в основном вызвано перспективностью их использования в полупроводниковой электронике.

Гидрогенизированные аморфные твёрдые растворы (Ge:Si) : H обладают оптимальной шириной запрещенной зоны ( $1,1 + 1,85$  эВ для преобразования солнечной энергии в электрическую и лучшими оптоэлектронными свойствами в длинноволновой части видимого спектра, а также являются термодинамически более стабильными и радиационно стойкими по сравнению с другими аморфными материалами. Это позволяет использовать их для создания солнечных элементов [1,3]. Имеется ряд работ [4,6] посвященных изучению электрических свойств гидрогенизированных аморфных пленок Ge<sub>1-x</sub>Si<sub>x</sub> : H. Однако, сплавы с малым содержанием кремния изучены слабо, хотя и представляют значительный интерес в инфракрасной и ближней видимой части спектра. Настоящая работа посвящена исследованию влияния концентрации водорода на электрические свойства аморфных пленок Ge<sub>0,90</sub>Si<sub>0,10</sub> : Hx. Известно, что аморфные пленки Ge<sub>1-x</sub>Si<sub>x</sub> без гидрогенизации обладают довольно высокой плотностью состояний в запрещенной зоне. Чтобы уменьшить количество этих состояний в пленки добавляют водород или получение пленки осуществляют в водородной среде.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Пленки a – Ge<sub>0,90</sub>Si<sub>0,10</sub> : Hx были получены методом плазмохимического осаждения (в физико-технического института имени А.Ф.Иоффе АН России). Мишенью служили пластинки кристаллического сплава Ge<sub>0,90</sub>Si<sub>0,10</sub> диаметром 60 – 63 мм. Осаджение материала на подложку производили в атмосфере водорода при различных давлениях. На основе проведенных исследований определены оптимальный режим распыления и гидрогенизации материала. Температура подложки (NaCl) составляла 420 К, скорость осаждения материала на подложку была  $\sim 0,3 + 0,5 \text{ \AA/s}$ , а расстояние между мишенью и подложкой  $\ell \approx 25 \text{ см}$ . Наращивание пленок производилось примерно в течение одного часа. Напряженность электрического поля при измерениях не превышала  $10^3 \text{ В/см}$ . В качестве источника света использовалась лампа накаливания мощностью излучения  $\approx 90 \text{ мВт/см}^2$ . Коэффици-

ент поглощения ( $\beta$ ) в изученном интервале энергии фотонов достигал  $10^4 \text{ см}^{-1}$  [4]. Величина  $\varepsilon_C - \varepsilon_V$  изменялась в зависимости от концентрации водорода в интервале  $0,83 + 1,17$  эВ, которая связана с уменьшением плотности локализованных состояний в щели подвижности. Аморфность пленок a – Ge<sub>0,90</sub>Si<sub>0,10</sub> : H контролировалась электро-нографическими исследованиями. Толщина пленок a – Ge<sub>0,90</sub>Si<sub>0,10</sub> : Hx составляла  $0,5 + 1,0 \mu\text{m}$  и определялась интерференционным методом [7]. Концентрация водорода в пленках вычислялась методом эфузии и с помощью спектров поглощения [8, 9] и составляла от 1,3 до 23,7 ат.%

## ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Измерение температурной зависимости электропроводности в изучаемом интервале показывает, что  $\sigma(t)$  имеет две области. Низкотемпературный участок определяется прыжковой проводимостью по локализованным состояниям в зазоре подвижности, о чём свидетельствует линейная зависимость  $\lg \sigma$  от  $T^{1/4}$  (рис.1).

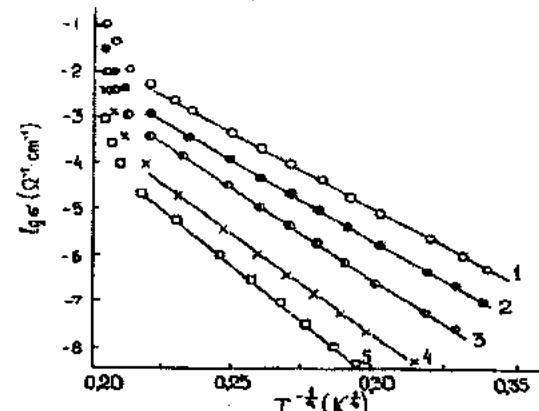


Рис. 1. Температурные зависимости темновой проводимости  $\sigma(t)$  от  $T^{1/4}$  аморфных пленок a – Ge<sub>0,90</sub>Si<sub>0,10</sub> : Hx. X (ат.%) – 1.3 (1), 5.1 (2), 8.7 (3), 14.2 (4) и 23.4 (5)

Высокотемпературный участок  $\sigma(t)$  определяется зонной проводимостью и описывается известной формулой

$$\sigma_t = \sigma_0 \exp(-\Delta E / kT) \quad (1)$$

$$\sigma_0 = \text{const} \frac{e^2}{\hbar \alpha} \quad \text{и выше при } T=300 \text{ K.}$$

Принимая  $const = 0,026$  и  $\alpha = 8\text{\AA}$ , тогда получаем  $\sigma_0 = 75\text{Om}^{-1}\text{cm}^{-1}$ .  $\Delta E$  – для электронов характеризуется  $\Delta E = E_C - E_F$ , где  $e$  – заряд электронов,  $\text{\AA}$  – постоянная Планка,  $\alpha$  – константа затухания волновой функции электронов в локализованных состояниях [10]. Во всех исследованных интервалах температур с ростом содержания водорода в плёнке электропроводность уменьшается. Изменение электропроводности с ростом содержания водорода на высокотемпературном участке обусловлено увеличением плотности состояния у потолка валентной зоны, а на низкотемпературном участке это может быть следствием уменьшения как подвижности носителей заряда в локализованных состояниях, так и плотности состояния вблизи уровня Ферми ( $\varepsilon_F$ ).

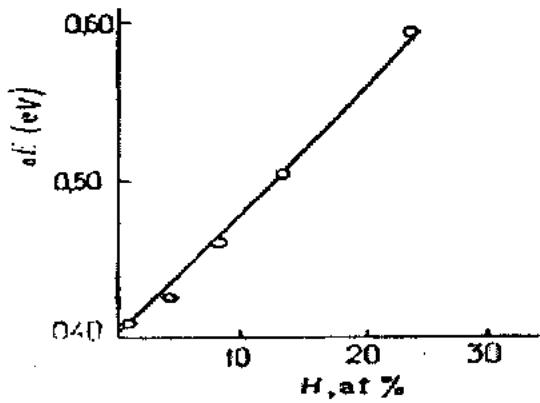


Рис.2. Зависимость энергии активации  $\Delta E$  от концентрации водорода для аморфных пленок  $\text{Ge}_{0,90}\text{Si}_{0,10}\text{:H}_x$

При сравнительно низких температурах наблюдается переменная энергия активации, что интерпретируется как выполнение закона Мотта [10].

$$\sigma = \sigma_0 \exp \left[ \left( -T_0/T \right)^{1/4} \right] \quad (2)$$

где

$$T_0 = \left[ 18\alpha^3/kN(\varepsilon_F) \right]^{1/4} \quad (3)$$

Здесь  $\sigma_0$  – проводимость пленки при температуре абсолютного нуля и для определения использовалась экстраполяция зависимостей  $\lg \sigma$  от  $T^{1/4}$ ,  $k$  – постоянная Больцмана,  $N(\varepsilon_F)$  – плотность состояний на уровне Ферми ( $\varepsilon_F$ ). Как известно [10,12], в большинстве аморфных материалов константа  $\alpha=1=10\text{\AA}$  и плотность состояний  $N(\varepsilon_F)$  составляют  $\approx 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3} \text{ эв}^{-1}$  и  $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3} \text{ эв}^{-1}$  соответственно. Анализ экспериментальных данных по эффекту поля также с помощью ЭПР исследования [4,15,16] показывает, что в плёнках  $\text{Ge}_{0,90}\text{Si}_{0,10}\text{:H}_x$  полученных плазмохимическим осаждением  $N(\varepsilon_F) = 7 \cdot 10^{20} \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3} \text{ эв}^{-1}$  (где концентрация парамагнитных центров  $N_3=\chi N(\varepsilon_F)/kT$ ). Исследование показало, что в образцах аморфных плёнок  $\text{Ge}_{0,90}\text{Si}_{0,10}\text{:H}_x$  ( $x = 1,3+23,7$  ат. %) наблюдается довольно интенсивный ЭПР сигнал, свидетельствующий о наличии высокой концентрации оборванных связей, которые стабилизируют неупорядоченные структуры;

причём с ростом содержания водорода от 1,3÷23,7 ат. % в плёнке плотность парамагнитных центров уменьшается от  $N_3=2 \cdot 10^{19} \cdot 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3} \text{ эв}^{-1}$  [4,6]. Это дает основание предположить, что при введении в плёнку до 23 ат.% водорода происходит заливание оборванных связей, которое приводит к уменьшению плотности локализованных состояний в запрещенной зоне. Таким образом, уменьшение электропроводности плёнок с ростом содержания водорода при низких температурах в основном обусловлено изменением плотности состояний вблизи уровня Ферми. На основании выше указанных параметров установлено, что в плёнке  $a$  –  $\text{Ge}_{0,90}\text{Si}_{0,10}$  проводимость  $\sigma_T(300)$  падает от  $10^{-2}$  до  $10^{-7} \text{ Om}^{-1} \text{ cm}^{-1}$ . С использованием литературных данных [10,13] а также других параметров плёнки можно оценить энергию активации и длину прыжка ( $E, R$ ) и также подвижность электронов  $\mu_c, \mu_s$  на уровнях  $\varepsilon_F$  и  $\varepsilon_C$ . При температуре 100 К энергия активации прыжка рассчитана по следующей формуле.

$$E = \frac{2}{3} \alpha R k T = \left( T_0 / 3\pi^{1/4} \right) T^{3/4} \quad (4)$$

Длина прыжка

$$R = \left[ 9/8\pi\alpha N(\varepsilon_F) k T \right]^{2/3} \quad (5)$$

Отсюда найдено, что в зависимости от концентрации водорода при температуре 100 К  $R = 110 \div 150 \text{ \AA}$   
Соответственно находим

$$E = \left( 0,03 \div 0,012 T^{3/4} \right) \text{ эв}$$

Как известно [9,10]

$$\sigma = \mu_c N(\varepsilon_c) e k T \exp \left\{ -\frac{\varepsilon_c - \varepsilon_E}{k T} \right\} \quad (6)$$

$\sigma$  – была определена при фиксированной температуре ( $T=100\text{K}$ ) из зависимости  $\sigma(T) \sim 1/T$  и равна  $10^{-3} \div 10^{-8} \text{ Om}^{-1} \text{ см}^{-1}$ .

Где  $N(\varepsilon_c)$  – плотность состояний у края в интервале  $kT$ , которая в нашем случае  $N(\varepsilon_c)=10^{21} \text{ см}^{-3} \text{ эв}^{-1}$  [12,10]. Тогда подвижность на уровнях  $\varepsilon_c$  можно определить из уравнения (6) в следующем виде

$$\mu_c = \frac{\sigma}{e N(\varepsilon_c) k T} \exp \left\{ -\frac{\varepsilon_c - \varepsilon_E}{k T} \right\} \quad (7)$$

Аналогично, можно найти подвижность на уровнях Ферми, так как при  $E_C = E_F$ ,  $\sigma = \sigma_0$ ;  $\sigma_0$  – была определена с помощью уравнения (1).

В результате получается из (7) следующее выражение:

$$\mu_F = \frac{\sigma_0}{eN(\varepsilon_F)kT} \quad (8)$$

Так как в зависимости от концентрации водорода указанные параметры изменяются в пределах

$$\mu_F = (10^{-2} + 10^{-4}) \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ С}^{-1}$$

$$\mu_c = (3 + 9) \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ С}^{-1}$$

Таким образом можно констатировать, что варьируя концентрацию водорода в пленке а -  $Ge_{0.90}Si_{0.10}$ , можно в достаточно широких пределах изменять электрические, а также оптические свойства [4]. Выше комнатной температуры энергия активации электропроводности в зави-

симости от концентрации водорода составляет  $\Delta E = (0,41 \div 0,59)$  эв. Зависимость  $\Delta E$  от ширины запрещенной зоны ( $Eg$  opt.), измеренной оптическим методом, во всех исследованных пленках можно аппроксимировать уравнением  $\Delta E = 0,5$  Eg opt., что согласуется с известной для а-Ge:Si:H. Зависимость рассчитанной энергии активации от концентрации водородных атомов находящихся в пленке в интервале температур 300+420 К имеет линейный характер (рис.2).

Следует отметить, что параметры пленок, полученных различными способами могут отличаться друг от друга, что и наблюдается в наших экспериментах [12,14]. Полученные результаты представляют интерес для создания солнечных элементов и инфракрасных приемников излучения на основе а-Ge:Si:H.

- [1] G. Nakamura, K. Sato, K. Shiranata and K. Fujivara. Japan. J. Appl. Phys., 1981, V, 20, p. 291- 296
- [2] R. Dutta, P.K. Banerjee and S. S. Mitra. Non - Cristall. Solids, 1983, V. 55, p. 148-157
- [3] Ф. С. Насреддинов, А.А. Андреев, О.А. Голикова, А.Н. Курмантаев, П.П. Серегин. ФТП, 1983 Т, 15, в. 10, с.1871-1873
- [4] B.A. Najafov, M.Ya Bakirov and V.S. Mamedov. Phys. Stat. Sol. (a), 1991, №123 k. 67-71.
- [5] А.Ф. Хохлов, А.И. Машин, А.В. Ершов, Н.И.Машин, Е.В.Ларина. ФТП, 1985, т. 19, в. 12, е.2204 – 2208.
- [6] Б.А. Наджасфов, Н. Я. Бакиров, В.С.Мамедов , Докл. Акад. Наук Азербайджана, 1989, т.XIV, №2, с.30–35.
- [7] А.В.Раков. "Спектрофотометрия тонких пленок ", М."Наука " 1975, С. 175
- [8] H. Shank, L. Ley, M. Cardona, F.J. Demond and S.Kalbitzer. Phys. Stat. Sol. (b), 1980,v.100 № 43.p.17-29
- [9] Y. Catherine and G. Turban. Thin Solid Films, 1980, v. 70, №101, p. 107-115
- [10] H. Momm, Э. Дэвис. В кн "Электронные процессы в некристаллических веществах ", " Мир ", 1982 с. 662.
- [11] M. Szpilka, P. Vischer. Philosophical Magazine (B), 1982, v. 45, p.485-496
- [12] А.А. Андреев, О.А. Голикова, М.М. Казанин, М.М. Мездрогина, ФТП, 1986, т. 14, в. 12, с.53 – 55
- [13] S.K. Bahl, S.M. Bhagat. Journal of Non-Cristalline Solids. 1983, v. 17, p-409 – 427
- [14] M. Ya. Bakirov, B.A. Najafov. and V. S. Mamedov, R.S. Madatov. Phis. Stat. Sol. (a), 1989,v.114 k.45-49
- [15] R.J. Loveland, W.E.Spear, A.Al.Sherbaty. Journal of Non-Crystalline Solids. 1973 / 74, N13, p.55-68
- [16] Дж. Джоунпулоса и Дж. Люковски в кн : "Физика гидрогенизированного аморфного кремния ", "Мир", 1988, с. 447

B.F. Necəfov

### $Ge_{0.9}Si_{0.10}:Hx$ (x=1,3+23,7 at %) BƏRK MƏHLULUN AMORF TƏBƏQƏSİNİN ELEKTRİK XASSƏSİ

$Ge_{0.9}Si_{0.10}:Hx$  bərk məhlulun amorf təbəqəsi (x=1,3-23,7 at%) 0,5-1,0  $\mu\text{m}$  qalınlığında hidrogenin müxtəlif atmosfer təzyiqlərində plazma-kimyəvi metodla alınmışdır. Təbəqənin elektrik keçirməsi 100 və 420 K temperaturda müxtəlif temperatur oblastında aparılmışdır.

Həmçinin təbəqənin qaralıq elektrik keçirməsi ( $\sigma_0$ ) T=100 K temperaturda tullanmanın aktivlaşması enerjisi ( $E$ ), tullanma məsafəsi ( $R$ ),  $\varepsilon_c$  və  $\varepsilon_F$  səviyyələrində elektronun ( $\mu_F$ ,  $\mu_c$ ) enerjisi, həmçinin keçiriciliyin  $\Delta E$  aktivlaşması enerjisi ölçülmüşdür.

B.A. Najafov

### THE ELEKTRICAL PROPERTIES OF THE AMORPHOUS FILMS OF SOLID SOLUTION $Ge_{0.90}Si_{0.10}:Hx$

The amorphous films of solid solution  $Ge_{0.90}Si_{0.10}:Hx$  (x=1,3+23,7 am %) are formed in atmosphere with different portions of hydrogen pressures till the thickness 0,5+1,0  $\mu\text{m}$  by the method of plasma-chemical precipitation. The measurements of the film electro-conductions are carried out at temperature interval 100+420K. The dark-conduction ( $\sigma_0$ ) of film is measured too, at the temperature 100 K. It was calculated the energy of activation of the jump ( $E$ ), length of the jump ( $R$ ), mobility ( $\mu_F$ ,  $\mu_c$ ) of the electrons on the levels  $\varepsilon_R$  and  $\varepsilon_C$ , and energy of activation of conduction  $\Delta E$ .

Дата поступления: 24.03.2000

Редактор: М.И. Алиев

# ДИФФУЗИОННЫЕ $p-n$ ПЕРЕХОДЫ НА ОСНОВЕ $Cd_xHg_{1-x}Te$ ( $x = 0,2 \div 0,23$ ), ПОЛУЧЕННЫЕ ЛЕГИРОВАНИЕМ - Cu, Ag И Au.

А.А. РАДЖАБЛИ

Институт Фотоэлектроники АН Азербайджана,  
Баку, 370141, ул. Ф.Агаева, 555 квартал

В настоящей работе проведено исследование электрических и фотоэлектрических свойств  $p-n$  переходов на основе  $Cd_xHg_{1-x}Te$  ( $x=0,2 \div 0,23$ ), полученных методом диффузии меди, серебра и золота.

На основе выполненного сравнительного анализа характеристик фотодиодов, полученных при разных примесях, выбран оптимальный вариант для получения высококачественных приборов диффузионным методом.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Узкозонное полупроводниковое соединение  $Cd_xHg_{1-x}Te$  является базовым материалом для изготовления приемников инфракрасного излучения. Рабочий диапазон длин волн приборов, изготовленных на основе этих материалов, перекрывает полосы поглощения большинства газов, имеющихся в атмосферных окнах инфракрасной области спектра 3+5 и 8-14 мкм.

С научной точки зрения значительный интерес представляет исследование диффузионных  $p-n$ -переходов и фотодиодов на их основе, полученных при различных примесях. К настоящему времени накоплен значительный экспериментальный материал по изучению характеристик этих фотодиодов [1]. Представляется интересным на наш взгляд изучить влияние различных примесей на характеристики  $p-n$ -переходов и проведение сравнительного анализа этих результатов.

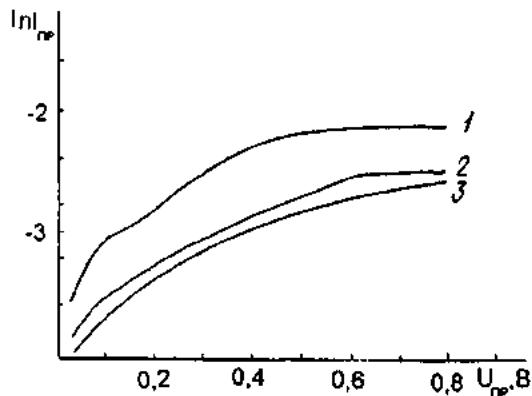


Рис.1. Вольт-амперная характеристика фотодиода (прямая ветвь): 1 - Au ; 2 - Ag ; 3 - Cu ;

В настоящей работе проведено исследование электрических и фотоэлектрических свойств  $p-n$  переходов на основе  $Cd_xHg_{1-x}Te$ , полученных методом диффузии меди, серебра и золота, а также выполнен сравнительный анализ характеристик этих фотодиодов.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТ

В качестве подложек для формирования  $p-n$ -переходов использовались пластинки  $n-Cd_xHg_{1-x}Te$  ( $x=0,2 \div 0,23$ ) с концентрацией носителей  $n = 4 \cdot 10^{15} + 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  и подвижностью  $\mu = 3 \cdot 10^4 \div 1,2 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{Вс}$  при 300 К.

Для получения  $p-n$ -переходов диффузией меди (Cu) и серебра (Ag) на поверхность пластины  $Cd_xHg_{1-x}Te$  наносились, соответственно, слои Cu или Ag, толщиной 1500 Å; для диффузии Au на свежетравленную поверхность пластины  $Cd_xHg_{1-x}Te$  проводилось осаждение  $AuCl_3$  из раствора золотохлористоводородной кислоты. В большинстве опытов перед термической обработкой на поверхность подложки с нанесенным слоем Cu, Ag или Au наносился слой ZnS толщиной до 100 нм, маскирующий источник диффузии от ртути.

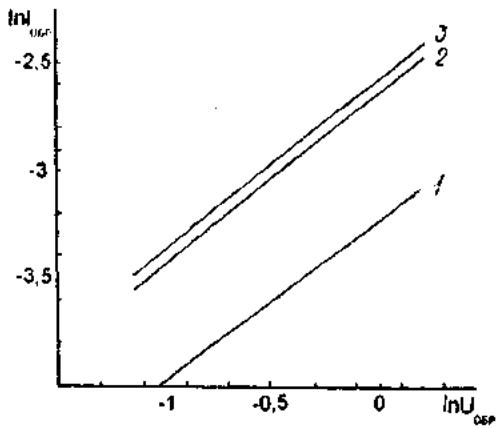


Рис.2. Вольт-амперная характеристика фотодиода (обратная ветвь): 1 - Au ; 2 - Ag ; 3 - Cu ;

Подложка, подготовленная к диффузии, помещалась в кварцевую ампулу, содержащую ртуть в количестве, обеспечивающем насыщенность паров при температуре диффузионного отжига, после чего ампула откачивалась и отпаявалась. Режимы температурного отжига для каждого типа легирующей примеси и геометрические размеры областей  $p-n$  перехода показаны в Таблице 1.

Таблица 1

Тип примеси	Температура отжига (K)	Время отжига (мин)	Глубина залегания (мкм)	Ширина зоны смешанной проводимости (мкм)
Cu	573-597	8 - 10	80 - 150	40 - 60
Ag	573-597	6 - 10	80 - 130	25 - 30
Au	593-595	5 - 6	80 - 120	10 - 15

ВАХ фотодиодов, сформированных на основе полученных  $p-n$ -структур измерялись при 80 К. Кроме того,

проводились измерения температурных зависимостей напряжения фотосигнала и шума, на основе чего рассчитывалась температурная зависимость отношения сигнала/шум этих фотодиодов при напряжении смещения  $U_{\text{см}}=150$  мВ в температурном диапазоне 80 - 220К.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

В таблице I представлены температурно-временной режим отжига, глубина залегания диффузионного слоя  $p$ -типа проводимости и толщина области смешанной проводимости в пластине.

На пробном образце, отрезанном от основной пластины с  $p$ - $n$ -переходом, со стороны  $p$ -слоя создавалась ступенчатая структура. Отделяли каждую ступеньку от пробной линейки и проводили измерение высоты каждой ступеньки. Измерением фотоответов от каждой из ступеней структуры (фактически, "элементарных" фотодиодов), по величине максимального значения отношения сигнала/шум выявляли оптимальную глубину залегания чувствительного слоя. С учетом полученных данных на пластине с  $p$ - $n$ -переходом осуществлялись, мезатехнологические операции для выделения фоточувствительных элементов.

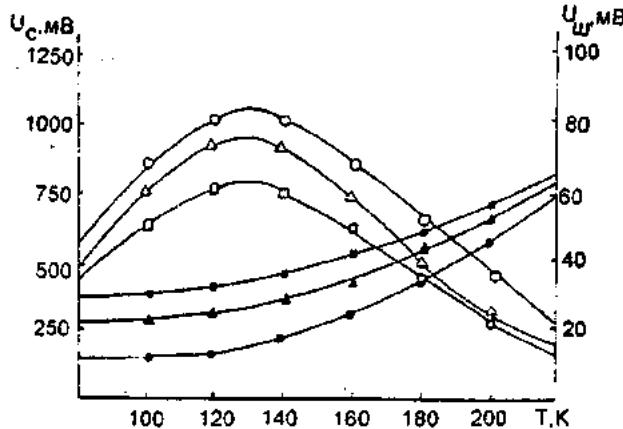


Рис. 3. Температурная зависимость напряжения фотосигнала  $\circ$  - Au;  $\Delta$  - Ag;  $\square$  - Cu и шума,  $\bullet$  - Au;  $\blacktriangle$  - Ag;  $\blacksquare$  - Cu - напряжение смещения 150мВ

Необходимо учесть, что в  $Cd_xHg_{1-x}Te$  ( $x=0,2+0,23$ ) золото имеет более низкий коэффициент диффузии ( $D_{Au}=7 \cdot 10^{-7}$  м<sup>2</sup>/с), чем серебро ( $D_{Ag}=1,6 \cdot 10^{-5}$  м<sup>2</sup>/с) и медь ( $D_{Cu}=5 \cdot 10^{-4}$  м<sup>2</sup>/с). Золото имеет сравнительно низкое значение энергии активации ( $E_{акт(Au)}=0,6$  эВ) и диффундирует по межузельному механизму, а серебро ( $E_{акт(Ag)}=1,2$  эВ) и медь ( $E_{акт(Cu)}=1,4$  эВ) - по вакансационному. Поэтому диффузионные профили Au могут быть достаточно резкими. В результате экспериментов получены соответствующие данные по толщине области смешанной проводимости. Так как при диффузии Au толщина области смешанной проводимости, как правило, меньше ( $l_{см}=10+15$  мкм), чем у Ag ( $l_{см}=25+30$  мкм) и Cu ( $l_{см}=40+60$  мкм), применение этой примеси позволяет получить резкий  $p$ - $n$ -переход в  $Cd_xHg_{1-x}Te$ . Таким образом,  $p$ - $n$ -переходы на основе  $Cd_0,2Hg_{0,8}Te$ , полученные диффузией Au характеризуются более слабым диффузионным размытием, чем в случае примеси Ag и Cu. Механизмы переноса заряда исследовались путем измерений

вольтамперных характеристик (ВАХ), температурных зависимостей напряжений сигнала ( $U_c(T)$ ), шума ( $U_w(T)$ ), а также отношения сигнал/шум ( $U_c/U_w(T)$ ).

На рис.1 и 2 представлены ВАХ чувствительных элементов, полученных легированных примесей Cu, Ag и Au, измеренных при 80К. Как видно из рисунков, они являются типичными для диодных структур [2,3].

Сравнение кривых показывает, что с уменьшением ширины области смешанной проводимости диодный характер структуры проявляется более заметно. При T=80К прямые ветви ВАХ фотодиодов для спектрального диапазона  $\lambda \sim 10,5+11,5$  мкм описывались выражением:

$$I = I_o \left[ \exp \left( \frac{qU}{\beta kT} \right) - 1 \right],$$

причем  $\beta$  меняется в зависимости от типа примеси, таким образом, что  $\beta_{Au}=1,8$ ,  $\beta_{Ag}=1,4$ ,  $\beta_{Cu}=1,2$ . Такая зависимость свидетельствует о преобладании генерационно-рекомбинационного механизма переноса заряда в этих  $P$ - $n$ -переходах [4].

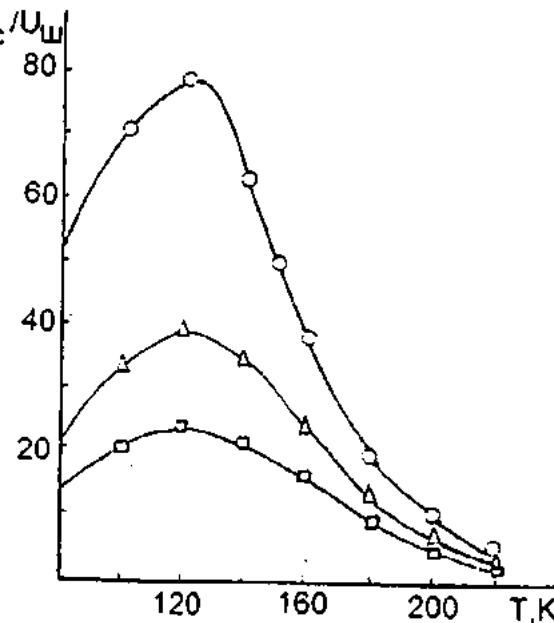


Рис. 4. Температурная зависимость отношения сигнала/шум фотодиодов  $\circ$  - Au;  $\Delta$  - Ag;  $\square$  - Cu при напряжении смещения 150мВ.

На обратных ветвях (рис.2) наблюдаются линейные участки в диапазоне 30-200 мВ. Согласно теории Са-Нойса-Шокли, для  $p$ - $n$ -переходов зависимость обратного тока от напряжения подчиняется закону  $J \sim U^n$ . На линейном участке обратной ветви ВАХ для использованных примесей получены  $n_{Au}=0,5$ ;  $n_{Ag}=0,8$ ;  $n_{Cu}=0,76$ , что не противоречит предположению об основной роли тока рекомбинации в области пространственного заряда. Поэтому, можно полагать, что в результате термического отжига образуется плавный  $p$ - $n$ -переход с распределением концентрации активных центров, близким к линейному, что характерно для диффузионного метода.

Для подтверждения полученных данных, вообще говоря, необходимы исследования емкостных характеристик фотодиодов. Однако, ввиду очень малой емкости

р-п - переходов этих фотодиодов такие исследования нам провести не удалось.

Для диодов, работающих в длинноволновой области, генерационно-рекомбинационный механизм был преобладающим во всем исследованном интервале температур.

На рис.3 проведенные результаты измерений температурных зависимостей напряжений сигнала и шума для фотодиодов, изготовленных путем диффузии примесей Au, Ag, Cu. Для всех диодов с ростом напряжения смещения зависимость фотосигнала обретает выраженный максимум, который соответствует температуре 130К. Затем следует экспоненциальный спад фотосигнала и резкое увеличение напряжения шума. При T>100-120K отношение U<sub>c</sub>/U<sub>w</sub> монотонно уменьшается с ростом температуры. Для всех фотодиодов оптимальное значение напряжения смещения, при котором достигается максимальное отношение U<sub>c</sub>/U<sub>w</sub>, составляет 140-160 мВ. С ростом напряжения смещения на переходе это отношение уменьшается за счет преобладающего роста напряжения шума.

На рис 4 проведен сравнительный анализ (рис.4) при U<sub>cm</sub> = 150 мВ, при котором достигается максимальное значение отношения U<sub>c</sub>/U<sub>w</sub> для фотодиодов полученных легированием Au, Ag и Cu. Как видно из рисунка, с ростом атомной массы примесей фотосигнал обретает выраженный максимум, а шум уменьшается. Понятному, такой характер зависимости связан с температурной зависимостью времени жизни неосновных носителей тока Cd<sub>0,2</sub>Hg<sub>0,8</sub>Te. Для фотодиодов, полученных диффузией золота численное значение U<sub>c</sub>/U<sub>w</sub> почти в два раза превосходит таковое для фотодиодов, полученных легированием Ag, а для фотодиодов, полученных диффузией серебра, отношение U<sub>c</sub>/U<sub>w</sub> также в два раза превосходит этот параметр для фотодиодов, полученных леги-

рованием Cu. Для всех фотодиодов изменения (увеличение и уменьшение значений U<sub>c</sub>/U<sub>w</sub>), наблюдаемые на экспериментальной кривой в температурном интервале 120 - 140К, означают смену механизма рекомбинации неравновесных носителей заряда от рекомбинации по Шокли - Риду на Оже - рекомбинацию.

Вольтовая чувствительность, удельная обнаружительная способность полученных фотодиодов приведены в таблице 2.

Таблица 2

Примесь	Вольтовая чувствительность S <sub>Umax</sub> (В / Вт)	Удельная обнаружительная способность D <sub>max</sub> (см·Гц <sup>1/2</sup> /Вт)
Au	400	(1 + 1,5) · 10 <sup>10</sup>
Ag	250	(1 + 4) · 10 <sup>9</sup>
Cu	200	(7 + 9) · 10 <sup>8</sup>

Таким образом, основными механизмами, определяющими токи в исследованных р-п переходах, полученных методом диффузии, являются: при T<130K в области примесной проводимости преобладает механизм Шокли-Ридовской рекомбинации через примесные уровни в запрещенной зоне и туннелирование через локальные центры, а в области собственной проводимости при T>130K преобладает термоактивационные механизмы, т.е. межзонный ударный Оже-механизм рекомбинации.

Показано, что по значениям основных параметров лучшие фотодиоды получаются легированием золота.

- [1] P. Gapper. J. Vac. Sci. Technol. B, 9, 1667, 1991  
[2] A.B. Горшков, И.Н. Петров, О.В. Горшкова и др. Получение Cd<sub>0,2</sub>Hg<sub>0,8</sub>Te р - типа диффузий золота. Научно - технический сборник. Серия 11 - 1986. Вып. 2 (103) с. 20 - 25

- [3] А.В. Горшков, Ф.А. Заитов, Ф.К. Исаев, Г.М. Шалапина. Известия АН Азерб. ССР сер. физ. техн. и мат. наук., 1982, №6., с.97  
[4] В.В. Тетеркин, С.Я. Сточанский, Ф.Ф. Сизов. ФТП, №3, том 31, 1997.

### A.A. RƏCƏBLİ

## Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Nt (x=0,2-0,23) ƏSASINDA Au, Ag VƏ Cu AŞQARLARININ DİFFÜZİYASI İLƏ ALINMIŞ P-Н - KEÇİDLƏRİ

Əsasında diffuziya üsulu ilə qızıl, gümüş və mis aşqarlarının vasitəsilə alınmış p-n keçidləri elektrofiziki və fotoelektrik xassələrinin nəticələri verilmişdir.

Bu p-n - keçidləri əsasında alınmış fotodiодların xassələrinin müqayiseli analizi nəticəsində, yüksəkkeyfiyyətli cihazların hazırlanması üçün optimal texnoloji üsullar tövsiyə edilmişdir.

A.A.Radjabli

## P-N JUNCTIONS FORMED IN Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te BY DIFFUSION OF Au, Ag AND Cu.

The electrical and photoelectrical properties of junction photodiodes formed in Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te (x = 0,2-0,23), Te by diffusion of Au, Ag and Cu have been discussed. By means of carried out characteristics comparative analysis of photodiodes formed by diffusion of different impurities the optimal variant for properly devices fabricating have been choose.

Дата поступления: 31.03.2000

Редактор: Дж.Ш. Абдинов

## О РЕКОМБИНАЦИОННОМ ЦЕНТРЕ В ФОСФИДЕ ИНДИЯ, ЛЕГИРОВАННОМ СЕРОЙ

**О. И. ДАВАРАШВИЛИ, М.И. ЕНУКАШВИЛИ, Н.П. КЕКЕЛИДЗЕ,  
Е.Г. ЧИКОИДЗЕ**

*Тбилисский Государственный Университет  
380028, г. Тбилиси, ул. Чавчавадзе, 1*

**В.А. АЛИЕВ**

*Институт Физики АН Азербайджана  
370143, г. Баку, пр. Г. Джавида, 33*

На примере кристаллов фосфида индия, легированном серой показано, что если из эксперимента удается определить эффективное время жизни носителей  $\tau_{\text{эфф}}$ , при различных уровнях инжекции, то путем последовательных расчетов можно установить времена безызлучательной рекомбинации  $\tau_{nr}$ , времена захвата электронов и дырок на рекомбинационный центр. Также можно определить параметры этого центра – концентрацию, уровень залегания и сечение захвата носителей.

Изучение времени жизни неравновесных носителей в полупроводниках имеет важное значение с фундаментальной и прикладной точек зрения. Информация о расщеплении, захвате ловушками и в целом о механизмах рекомбинации является базовой для создания полупроводниковых приборов. Конкурирующие механизмы безызлучательной рекомбинации, осуществляющейся, например, через дефекты, вводимые примесными атомами, и излучательной рекомбинации, обусловленной зонной структурой полупроводников, изучались в различных полупроводниках при экспериментальном исследовании и расчетном анализе релаксации (быстродействия) и интенсивности излучения [1-3]. В работах [4,5] путем подбора следующих параметров: коэффициент диффузии, эффективное время жизни носителей при различных уровнях инжекции, в диапазоне  $10^{14}$ - $10^{18} \text{ см}^{-3}$ , были определены времена безызлучательной рекомбинации  $\tau_{nr}$  в InP, легированном серой до уровня концентрации электронов –  $n_0 = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . В настоящей работе показано, что если из эксперимента удается определить  $\tau_{\text{эфф}}$ , при различных уровнях инжекции, то путем последовательных расчетов можно установить  $\tau_{nr}$ , времена захвата электронов и дырок на рекомбинационный центр. Также можно определить параметры этого центра – концентрацию, уровень залегания и сечение захвата носителей.

Как известно, интенсивность излучательной рекомбинации пропорциональна избыточной концентрации носителей. Если в полупроводнике существует и безызлучательный механизм рекомбинации, то в процессе релаксации, например фотолюминесценции, выявляется перераспределение избыточной концентрации носителей между каналами рекомбинации. Поэтому изменение интенсивности излучения (концентрация носителей) во времени определяется эффективным временем жизни

$$\tau_{\text{эфф}} = \tau_{nr}(\Delta n) \tau_r(\Delta n) / \tau_{nr}(\Delta n) + \tau_r(\Delta n) \quad (1)$$

В таблице путем сопоставления экспериментальных и расчетных данных получены значения  $\tau_{\text{эфф}}$ , при соответствующих уровнях инжекции [4,5]. Предварительно для

расчетов  $\tau_{nr}$  по (1), необходимо рассчитать излучательные времена жизни по коэффициенту междузонной излучательной рекомбинации  $B=2 \times 10^{-11} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$ , определенному на эксперименте для чистых полупроводников - при низкой концентрации носителей.

Действительно,  $\tau_{nr} = -\Delta n / (dn/dt)$ ;  $dn/dt = R - Rp$ , где  $R = B p r$ ;  $R_p = B p_0 r_0$ , скорости излучательной рекомбинации в неравновесных и в равновесных условиях. Подставляя  $n = n_0 + \Delta n$ ;  $p = p_0 + \Delta p$  и считая что  $\Delta n = \Delta p$ ;  $r_0 \ll n_0$ , получим:

$$\tau_{nr} = 1/B (n_0 + \Delta p) \quad (2)$$

Соответствующие значения  $\tau_{nr}$  при аналогичных условиях также приведены в таблице. Относительная ошибка в определении  $\tau_{nr}$  принята равной 10%.

**Таблица. Временные характеристики рекомбинационных центров в кристаллах фосфида индия.**

N	$\Delta p, \text{ см}^{-3}$	$\tau_{\text{эфф}} (\text{нс})$	$\tau_r (\text{нс})$	$\tau_{nr} (\text{нс})$
1	$3 \cdot 10^{14}$	70	250	100
2	$4 \cdot 10^{15}$	100	250	160
3	$1.4 \cdot 10^{16}$	130	240	280
4	$1 \cdot 10^{17}$	140	160	1010
5	$2 \cdot 10^{18}$	24	25	3000

Для определения  $\tau_{no}$  и  $\tau_{po}$  выражим  $\tau_{nr}$  через эти параметры. По определению  $\tau_{nr} = -\Delta n / (dn/dt)$ ;  $-dn/dt = R_{\text{зах}} - R_{\text{зош}}$ , где  $R_{\text{зах}} = \gamma_n N_l (1 - f_t)$ , интенсивность захвата электронов ловушкой с концентрацией  $N_l$ ,  $\gamma_n$  – коэффициент захвата,  $f_t$  – вероятность заполнения ловушки.  $R_{\text{зош}} = \beta N_l f_t$  – интенсивность процессов освобождения ловушек,  $\beta$  – коэффициент эмиссии. Аналогичное изменение концентрации надо рассмотреть для дырок. При термодинамическом равновесии  $\beta n = \gamma_n p r$ ;  $\beta p = \gamma_p r$ , тогда

$$dn/dt = \gamma_n N_l [n (1 - f_t) - n_1 f_t] \quad (3)$$

$$dp/dt = \gamma_p N_l [p (1 - f_t) - p_1 f_t] \quad (3')$$

Учитывая, что при  $\Delta n = \Delta p$ ,  $dn/dt = dp/dt$ , после приравнивания двух уравнений для изменения концен-

трации электронов и дырок, исключаются величины  $\beta$  и  $f_t$ , в конечном итоге получаем:

$$\tau_{nr} = \tau_{po} \{ (n_0 + n_1 + \Delta n) / (n_0 + p_0 + \Delta n) \} + \tau_{no} (p_0 + p_1 + \Delta n) / (n_0 + p_0 + \Delta n) \quad (4)$$

здесь  $\tau_{po} = 1/\gamma_p N_n$  - время захвата дырок,  $\tau_{po} = 1/\gamma_n N_p$  время захвата электронов  $P_1 = N_v \exp(E_v - E_n/kT)$ ;  $n_1 = N_c \exp(E_n - E_c/kT)$ , концентрация дырок в валентной зоне и концентрации электронов в зоне проводимости соответственно, когда уровень Ферми совпадает с уровнем рекомбинации ловушки,  $E_r = E_n$ . Учитывая, что  $p_1$ ,  $n_1$ ,  $p_0$  меньше  $n_0$  при всех уровнях инжекции, имеем:

$$\tau_{nr} = \tau_{po} + \tau_{no} (P_1 + \Delta p) / (n_0 + \Delta p) \quad (5)$$

Из таблицы видно, что  $\tau_{nr}$  растет с уровнем инжекции  $\Delta p$ , принимая значение 100 нс при  $\Delta p = 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$   $\ll n_0$ . Поскольку в этом случае II слагаемое в формуле (5), близко к нулю, то  $\tau_{po} \approx \tau_{nr} \approx 100$  нс. Так как  $\tau_{po}$ ,  $\tau_{no}$  не зависят от уровня инжекции, определим значение  $\tau_{no}$ , имея в виду что при высоких уровнях инжекции  $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , тогда как следует из таблицы  $\tau_{nr} \approx 3000$  нс и  $\tau_{po} \ll \tau_{nr}$ . Из (5) следует, что  $\tau_{nr} \approx \tau_{no} (1 - n_o/n_0 + \Delta p)$ ,  $\tau_{no} \approx 3000$  нс.

Оценим наибольшее значение параметра  $p_1$ . Учитывая найденное значение  $\tau_{no} \approx 3000$  нс и рассматривая условия низкого уровня инжекции ( $\Delta p = \Delta p = 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ;  $\tau_{nr} \approx 100$  нс) т.к.  $\tau_{no} (p_1 + \Delta p) / (n_0 + \Delta p) \leq 100$  нс, в этом случае оценка дает значение  $p_1 \leq 6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ .

Уточним полученное значение  $p_1$ . Подставим в формулу для  $\tau_{eff} = \tau_{nr} \tau_r / (\tau_{nr} + \tau_r)$  выражение  $\tau_r$  из (2) и  $\tau_{nr}$  из (5):

$$\tau_{eff} = \{ \tau_{no} (P_1 + \Delta p) / (n_0 + \Delta p) + \tau_{no} \} / B (n_0 + \Delta p) [1 / (n_0 + \Delta p) + \tau_{no} (p_1 + \Delta p) / (n_0 + \Delta p) + \tau_{po}] \quad (6)$$

Для малых значений  $\Delta p = 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3} < p_1$ ,  $n_0$

$$\tau_{eff} = \{ \tau_{no} B p_1 / B n_0 + \tau_{po} \} / 1 + B \tau_{no} p_1 + B n_0 \tau_{po} \quad (7)$$

Введем обозначение  $\tau_{pl} = 1/B p_1$ ;  $\tau_{no}$ ;  $\tau_{po}$ ;  $\tau_r = 1/B n_0$  тогда

$$\tau_{eff} = \tau_{po} (m \tau_{nr} / \tau_{pl} \tau_{po} + 1) / (1 + m \tau_{no} / \tau_{pl} + \tau_{po} / \tau_r) \quad (8)$$

Поставляя численные значения  $\tau_{pl} = 2.5 \cdot 10^{-5} \text{ с}$ ,  $\tau_{no} = 3 \cdot 10^{-6} \text{ с}$ ,  $\tau_r = 2.5 \cdot 10^{-7} \text{ с}$  и допуская  $\tau_{po} \approx 10^7 \text{ с}$ , получим:

$$\tau_{no} \tau_{nr} / \tau_{pl} \tau_{po} + 1 = 1 + \{ \tau_{no} / \tau_{pl} + \tau_{po} / \tau_{nr} \} \approx 1.25$$

и следовательно  $\tau_{po} = \tau_{eff} = 70$  нс.

Рассчитаем точные значения  $p_1$ . Как видно из (5)  $\tau_{no} (p_1 + \Delta p) / (n_0 + \Delta p) = \tau_{nr} - \tau_{po}$ ,  $p_1 = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Точность определения  $\tau_{po}$  и  $p_1$  проверяем по расчетам  $\tau_{nr}$  по (5). При уровне инжекции  $\Delta p = 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ,  $\tau_{nr} = 160$  нс а при  $\Delta p = 1.4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ,  $\tau_{nr} = 280$  нс. Эти результаты соответствуют данным приведенным в таблице. При  $E_r = E_n$  уровень рекомбинационной ловушки полностью ионизирован. (С точностью до снижения уровня ферми на кТ).

Так как  $N_n = N_v \exp(E_v - E_n/kT)$ , после подстановки численных значений:  $N_v = 6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , при  $m^*/m_0 = 0.4$ ,  $T = 300 \text{ K}$  получаем  $E_n = 0.19 \text{ эВ}$ .

Оценим  $p_1$  при  $Eg (InP) = 1.3 \text{ эВ}$ .  $n_1 - N_c C^{-3/2} < p < n_0$  минимальное значение захвата  $\sigma = (\tau_{po} V_T N_n)^{-1}$ . Так как  $\gamma_p = \sigma V_T$ , где  $V_T$  - тепловая скорость носителей, при  $T = 300 \text{ K}$ ,  $V_T = 10^7 \text{ см/с}$ . Подставляя  $N_n = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ,  $\tau_{no} = 70$  нс, получим  $\sigma = 7 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ .

Таким образом, путем сравнительного анализа  $\tau_{eff}$  и  $\tau_{nr}$  удается определить характеристики рекомбинационной ловушки: концентрацию, уровень залегания, сечение захвата, а также времена захвата электронов и дырок. Проведенный анализ показывает, что при больших временах захвата нельзя пренебречь избыточной концентрацией носителей, если она даже невелика.

Подобный анализ позволяет также установить доминирующий механизм рекомбинации в зависимости от уровня инжекции. Например, в полупроводнике InP, легированного донорной примесью - серой, до уровня концентрации носителей  $n_0 = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , безызлучательная рекомбинация доминирует при низких уровнях инжекции, а излучательная - при уровнях выше  $1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ .

- [1] Д.М. Гуреев, О.И. Давариашвили, И.И. Засавитский, Б.И. Мацонашвили, А.П. Шотов. ФТП, т.9, N 10, с. 1902 1975.
- [2] О.И. Давариашвили, Т.Ф. Караваев, Е.Т. Катаев, В.Т. Тютеров - ФТП, т.26, N 5, с 905, 1992
- [3] В.М. Андреев, О.И. Давариашвили, М.С. Матинова, Т.Д. Мхеидзе и др. Труды международной конфе-

ренции по физике и химии гетеропереходов, Будапешт, 1970.

- [4] I.Rosenwaks, I.Shapira, D.Huppert. Phys.Rev B, 45, 9108, 1991
- [5] I.Rosenwaks, I.Shapira, D.Huppert. Appl.Phys.Lett. 57, 2552, 1990

O.I.Davaraşvili, M.I.Yenukaşvili, N.P.Kekelidze, E.Q.Çikoidze, V.Ə. Əliyev

## KÜKÜRDLƏ AŞQARLANMIŞ İNDİUM-FOSFİDƏ REKOMBİNASIYA MƏRKƏZİ

Kükürdlə aşqarlanmış InP kristalinin nümunəsində göstərilmişdir ki, əgər təcrübədə müxtəlif injeksiya səviyyəsində müxtəlif yukdaşıyıcıların effektiv həyat müddətini tə'yin etmək olarsa, onda ardıcıl hesablamalarla şüalanmasız rekombinasiya müddəti, elektronların və deşiklərin rekombinasiya mərkəzinə zəbt olunması müddətlərini tapmaq olar. Bundan başqa mərkəzin konsentrasiyasını, səviyyəsini və yukdaşıyıcıların zəbt olunma kəsiyini də tə'yin etmək olar.

O.I.Davarashvili, M.I.Enukashvili, N.P.Kekelidze, E.G.Chikoidze, V.A.Aliyev

## THE RECOMBINATION CENTER IN InP DOPED WITH SULPHUR

In the InP crystals doped with sulphur is shown that if from the experiment may determine the carriers effective time of life at different levels of injection then by successive calculations way the time of nonradiative recombination , the electrons and holes occupation time on the recombination center can be obtained. Also the parameters of this center as thus the concentration, the level and the carriers occupation section can be determined.

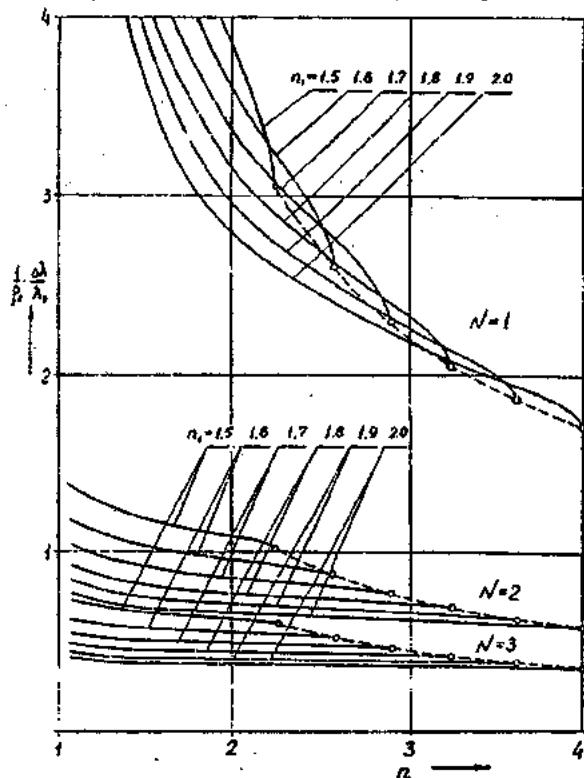
## ОЦЕНКА ПОЛОСЫ ИЗБИРАТЕЛЬНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ ВОЛН В ДВУХСЛОЙНОЙ СИСТЕМЕ ДИЭЛЕКТРИК-ДИЭЛЕКТРИК

Ч.О. КАДЖАР, С.Р. КАСИМОВА

*Институт фотоэлектроники АН Азербайджана  
370141, Баку, ул. Ф. Агаева, 555 квартал*

Исследуются зависимости полосы просветления двухслойной системы диэлектрик-диэлектрик от толщины слоя покрытия и диэлектрических свойств покрытия и поглощающей подложки.

При разработке покрытий для просветления различных диэлектрических подложек важным является оценка степени прохождения падающего излучения в пределах некоторого интервала изменения длины волны излучения [1,2]. При решении этой задачи учтем, что центр такой полосы реализуется в точке зависимости коэффициента отражения  $\rho$  волны от длины волны  $\lambda$ , где выполняются условия равенства нулю величины  $\rho$  и ее производной [3]

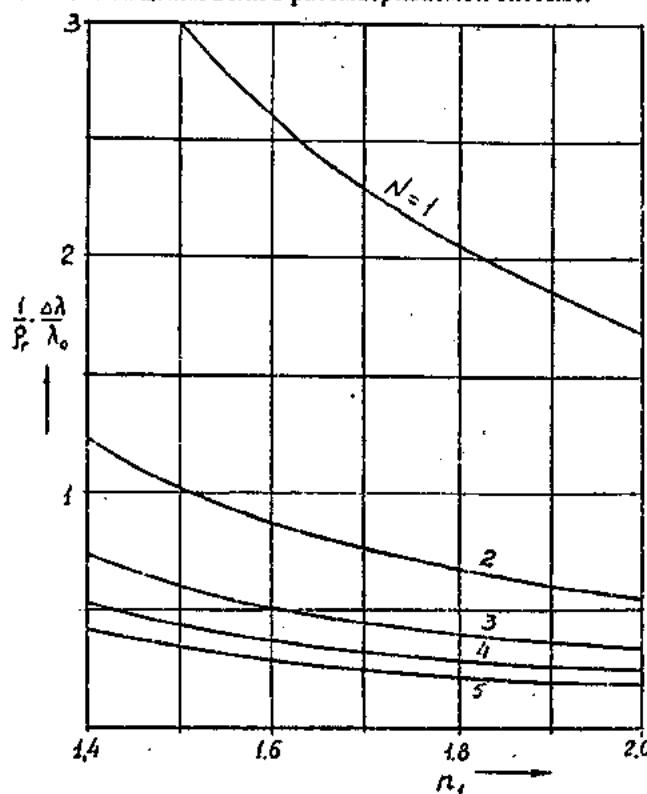


*Рис. 1. Зависимости приведенных значений относительной полосы поглощения  $\Delta\lambda/\lambda_0\rho_0$  от резонансных величин коэффициента преломления  $n_1$  материала покрытия при толщинах покрытия, равными  $(2N-1)/4$  длины волны  $\lambda_0$  в материале покрытия. Материал подложки не поглощает падающее излучение.*

Можно показать, следуя [3], что при этих условиях интервал изменения длины волны  $\Delta\lambda$ , в пределах которого коэффициент отражения  $\rho$  волны не превышает некоторого заданного значения  $\rho_n$ , определится из выражения

$$\Delta\lambda = \frac{\rho_n}{\sqrt{(M')_0^2 + (N')_0^2}} ; \quad (1)$$

где  $M'_0, N'_0$  - соответственно производные по регулируемому параметру вещественной и минимум частей входного сопротивления  $Z$ , отражающей слоистой системы приведенной к волновому сопротивлению  $Z_0$  свободного пространства при  $\lambda=\lambda_0$ ;  $\lambda_0$  - значение длины волны, при которой выполняются условия безотражательного гашения волн в рассматриваемой системе.



*Рис. 2. Зависимости приведенных значений относительной полосы поглощения  $\Delta\lambda/\lambda_0\rho_0$  от резонансных величин коэффициента преломления  $n_1$  материала поглощающей подложки при различных значениях коэффициента преломления  $n_1$  и толщинах покрытия соответствующих первым трем нулевым минимумам коэффициента отражения  $\rho$ .*

Входное сопротивление двухслойной системы, состоящей из бесконечного по толщине слоя диэлектрической подложки и нанесенного на нее слоя непоглощающего покрытия равно

$$Z_b = Z_1 \frac{Z + iZ_1 \operatorname{tg} k_1 l}{Z_1 + iZ \operatorname{tg} k_1 l} \quad (2)$$

где  $Z$ ,  $Z_1$  - волновые сопротивления соответственно материалов подложки и покрытия;  $k=2\pi/\lambda_1$ ;  $\lambda_1$  и  $l$  - соответственно волновое число, длина волны и толщина слоя покрытия [4].

Введем обозначения  $\alpha=\operatorname{ctg} 2\pi l/\lambda_1$ . Учтем, что  $Z_1=Z_0/n_1$  и  $Z=Z_0/n(1-iy)$ . Тогда из выражения (2) следует, что

$$M = \frac{n(1+\alpha^2)}{\alpha^2 n^2 (1+y^2) - 2\alpha y n n_1 + n_1^2};$$

$$N = \frac{\alpha[n^2(1+y^2)-n_1^2] - y n n_1 (1-\alpha^2)}{n_1[\alpha^2 n^2 (1+y^2) - 2\alpha y n n_1 + n_1^2]}; \quad (3)$$

В центре полосы, где выполняются условия безотражательного гашения волны  $\rho=0$  и  $\rho'=0$ ,  $M_0=1$  и  $N_0=0$  [3]. Из этих соотношений вытекают следующие уравнения, связывающие между собой толщину  $l_0$  слоя покрытия, длину волны  $\lambda_{10}$  в веществе покрытия и диэлектрические параметры покрытия и подложки, соответствующие условиям безотражательного гашения волн в рассматриваемой системе

$$y = \frac{1}{n} \sqrt{(n_1^2 - n)(n - 1)} \quad (4)$$

$$\frac{l_0}{\lambda_{10}} = \frac{1}{4\pi} \operatorname{arctg} \frac{2y n n_1}{n_1^2 - n^2(1+y^2)}. \quad (5)$$

Используя выражения для  $M$  и  $N$  в уравнении (1), получим с учетом условий (4) и (5) безотражательного гашения волн следующее соотношение для относительной полосы гашения волн в двухслойной системе диэлектрик-диэлектрик

$$\frac{1}{\rho_r} \cdot \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{2\lambda_{10} n_1}{\pi l_0 (n_1^2 - 1)}; \quad (6)$$

Из выражения (6) следует, что при выбранном уровне  $\rho_r$  отсчета полосы гашения вблизи  $\lambda=\lambda_0$  ее величина

зависит от свойств просветляющего покрытия и отношения  $l_0/\lambda_{10}$ , связанного в свою очередь уравнением (5) с диэлектрическими свойствами поглощающей подложки и покрытия. Если в качестве подложки используется непоглощающий диэлектрик, то в этом случае  $y=0$  и отношение  $l_0/\lambda_{10}$  становится равным  $(2N-1)/4$ , где  $N$  номер минимума функции  $\rho(l)$ , при котором  $\rho$  достигает нулевого значения. Для этого случая уравнение (6) упрощается и приводится к виду

$$\frac{1}{\rho_r} \cdot \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{8n_1}{\pi(n_1^2 - 1)(2N-1)}; \quad (7)$$

На рис.1 представлены вычисленные по уравнению (7) зависимости приведенных величин относительной полосы гашения  $\Delta\lambda/\rho_r\lambda_0$  от избирательных значений  $n_1$  покрытия при различных номерах  $N$  так называемых нулевых минимумов функции  $\rho(l)$ . Полоса гашения уменьшается с ростом  $n_1$  и  $N$  независимо от диэлектрических свойств подложки.

При наличии поглощения в материале подложки условия безотражательного гашения излучения при  $N=1$  создаются при значениях  $l_0/\lambda_{10} < 1/4$  и полоса гашения возрастает по сравнению с непоглощающей системой.

На рис.2 представлены вычисленные по уравнениям (4) - (6) зависимости приведенных значений относительной полосы гашения  $\Delta\lambda/\rho_r\lambda_0$  от резонансных значений  $n$  и материала подложки. Они свидетельствуют о том, что при заданном уровне  $\rho_r$  относительная полоса гашения при  $\lambda=\lambda_0$  понижается с повышением  $n$  и  $N$ . Изменение величины  $n_1$  при заданном значении  $n$  приводит к относительно небольшому увеличению полосы. Следует отметить, что из-за периодичности функции  $\rho(l)$  условия безотражательного гашения волн могут выполняться при толщинах слоя покрытия отстоящих друг от друга на расстояниях  $\lambda_0/2$ . Поэтому при формировании просветляющих покрытий повышение резонансной толщины слоя покрытия будет приводить в соответствие с уравнением (6) к существенному снижению полосы гашения волн в системе.

- 
- [1] Л.М. Бреховских. Волны в слоистых средах. М.1957.
  - [2] Ф. Ван де Виле. Сб. Полупроводниковые формирователи сигналов изображения. М. Мир.1979, с.28.
  - [3] Э.Р. Касимов, М.А. Садыхов, Р.М. Касимов, Ч.О. Каджар. Инженерно-физический журнал. 1999, т.72, №4, с.736-738
  - [4] А.Ф. Харвей. Техника сверхвысоких частот. М., Сов.радио, 1965, ч.1.

Ç.O. Qacar, C.R. Qasimova

**DİELEKTRİK-DİELEKTRİK İKİLAYLI SİSTEMİNDE SEÇİCİ UDUCU DALĞA  
ZOLAĞININ QİYMƏTLƏNDİRİLMƏSİ**

Ortük layının qahnlığından, örtüyün və uduru özülün dielektrik xassələrindən dielektrik-dielektrik ikilayui işıqlandırıcı zolağın asılılığı tədqiq edilmişdir.

Ch.O.Qajar, S.R.Kasimova

**THE ESTIMATE OF SELECTIVE ABSORPTION BAND OF WAVES IN TWO-LAYER  
SYSTEM DIELECTRIC-DIELECTRIC.**

The dependences of translucenceband of two-layer system dielectric- dielectric on thickness of cover layer and dielectric properties of cover and absorbing substrate are investigated.

*Дата поступления: 01.05.2000*

*Редактор: Дж. Ш. Абдинов*

## ЭФФЕКТИВНЫЕ КИНЕТИЧЕСКИЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ В СЛОИСТО-НЕОДНОРОДНЫХ ОБРАЗЦАХ

Б.З.АЛИЕВ

*Азербайджанский Технологический Институт,  
г.Гянджа, ул. 28 мая, 103*

К.Б.ГУРБАНОВ

*Институт Физики АН Азербайджана,  
370143, г. Баку, пр. Джафарова, 33*

В данной статье мы рассматриваем связь эффективных (измеряемых) коэффициентов характеристик образца в целом с «локальными» кинетическими коэффициентами, характеризующими свойства отдельных слоев. Мы использовали тот же подход, что и в [1], однако, расширили число эффектов и рассмотрели случай произвольного магнитного поля.

Рассмотрим среду, свойства которой пространственно неоднородны в одном из направлений (совместим с ним ось  $z$ ), и изотропную в плоскости  $(x, y)$ , перпендикулярной этому направлению. Пусть электрическое поле  $\vec{E}$ , градиенты температуры  $T$  и химического потенциала  $\mu$  не имеют составляющих по оси  $z$ , а магнитное поле направлено по этой оси:  $\vec{B} = (0, 0, B_z)$ . Тогда составляющие вектора локальной плотности тока можно описать уравнением:

$$j_i = \sum_{k=1}^2 a_{ik} (E_k + \frac{1}{e} \frac{\partial \mu}{\partial x_k}) - \sum_{k=1}^2 b_{ik} \frac{\partial T}{\partial x_k} \quad (1)$$

$i, k = x, y$

Если размеры образца в плоскости  $(x, y)$  существенно больше, чем по оси  $z$  (в тонкой пленке, например), зависимость внешних полей от  $z$  можно пренебречь. В то же время «обобщенные» кинетические коэффициенты  $a_{ik}, b_{ik}$  характеризующие свойства среды, а, следовательно, и плотности тока  $j_i$  функциями  $z$ .

Пронтегрировав левую и правую части уравнения (1) по переменной  $z$  в пределах от 0 до  $d$  ( $d$ -толщина образца) и введя обозначение:

$$\frac{1}{d} \int_0^d \phi(z) dz \equiv \langle \phi \rangle$$

получим :

$$\langle j_i \rangle = \sum_{k=1}^2 \langle a_{ik} \rangle \frac{\partial}{\partial x_k} (\frac{\mu}{e} - \phi) - \sum_{k=1}^2 \langle b_{ik} \rangle \frac{\partial T}{\partial x_k} \quad (2)$$

$(i, k = x, y)$

Таким образом, если внешние поля направлены перпендикулярно оси  $z$ , то эффективные «обобщенные» коэффициенты равны средним по толщине:

$$(a_{ik})_{\text{эфф}} = \langle a_{ik} \rangle; (b_{ik})_{\text{эфф}} = \langle b_{ik} \rangle \quad (3)$$

Локальные коэффициенты обладают следующими свойствами симметрии:

$$\left. \begin{array}{l} a_{xx} = a_{yy}; a_{xx}(B_z) = a_{xx}(-B_z); \\ b_{xx} = b_{yy}; b_{xx}(B_z) = b_{xx}(-B_z); \\ a_{yx}(B_z) = -a_{xy}(B_z); a_{yx}(B_z) = -a_{yx}(-B_z) \\ b_{yx}(B_z) = -b_{xy}(B_z); b_{yx}(B_z) = -b_{xy}(-B_z) \end{array} \right\} \quad (4)$$

Теми же свойствами обладают и усреднения  $\langle a_{ik} \rangle, \langle b_{ik} \rangle$ .

В эксперименте обычно определяются не коэффициенты  $a_{ik}, b_{ik}$  или  $\langle a_{ik} \rangle, \langle b_{ik} \rangle$ , (в случае неоднородной среды), а некие их комбинации. Рассмотрим наиболее важные и часто исследуемые эффекты сначала для случая однородной среды, используя (1) и (4).

Удельное сопротивление (измеряется в условиях:  $\nabla_x T = \nabla_y T = \nabla_x \mu = \nabla_y \mu = j_y = 0$ )

$$\rho = \frac{j_k}{E_k} = \frac{a_{xx}}{a_{xx}^2 + a_{yx}^2} \quad (5)$$

Коэффициент Зеебека

$$(j=0, \nabla_y T=0)$$

$$\alpha = \frac{E_x + \frac{1}{e} \frac{\partial \mu}{\partial x}}{\frac{\partial T}{\partial x}} = \frac{a_{xx} b_{xx} + a_{yx} b_{yx}}{a_{xx}^2 + a_{yx}^2} \quad (6)$$

Коэффициент Холла:

$$(\nabla_x T = \nabla_y T = \nabla_x \mu = \nabla_y \mu = j_y = 0)$$

$$R = \frac{E_y}{j_x B_z} = -\frac{a_{yx}}{a_{xx}^2 + a_{yx}^2} \cdot \frac{1}{B_z} \quad (7)$$

Коэффициент поперечного эффекта Нернста-Эттинггаузена (ПЭНЭ):

$$(j_x = j_y = \nabla_y T = \nabla_x \mu = 0)$$

$$Q = -\frac{E_y}{\nabla_x T \cdot B_z} = \frac{b_{xx} a_{yx} - b_{yx} a_{xx}}{a_{xx}^2 + a_{yx}^2} \cdot \frac{1}{B_z} \quad (8)$$

## ЭФФЕКТИВНЫЕ КИНЕТИЧЕСКИЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ В СЛОИСТО-НЕОДНОРОДНЫХ ОБРАЗАХ

Наиболее простой вид выражения для удельной электропроводности  $V_x T = V_y T = V_x \mu = V_y \mu = E_y = 0$

$$\sigma = \frac{j_x}{E_x} = a_{xx} \quad (9)$$

Применительно к рассматриваемой неоднородной среде уравнения (5)...(9) описывают "локальные" кинетические коэффициенты, т.е. коэффициенты, характеризующие свойства тонкого слоя, в пределах которого среду можно считать однородной.

Особенность измерения тех же кинетических коэффициентов в слоисто-неоднородной среде состоит в невозможности при наличии внешних полей обеспечить равенство нулю тока или одной из его составляющих  $j_x$  или  $j_y$  во всех слоях одновременно. Разорвав токовую цепь, мы задаем условие,  $j=0$ , или  $\langle j \rangle=0$ , но это означает лишь, что токи, текущие в разных слоях компенсируют друг друга. Скорректировав соответственно условия измерения (например, для эффекта Холла  $\langle j_y \rangle=0$  вместо  $j_y=0$ ) и используя (2), мы получим выражения для реально определяемых в эксперименте эффективных кинетических коэффициентов. Они отличаются от (5)...(8) тем, что вместо  $a_{1k}$  и  $b_{1k}$  в них входят  $\langle a_{1k} \rangle$  и  $\langle b_{1k} \rangle$ . Только эффективная удельная электропроводность представляет собой простое усреднение по толщине локальной электропроводности.

$$\sigma_{\phi} = \langle a_{xx} \rangle = \langle \sigma \rangle \quad (10)$$

В остальных случаях соотношения между измеряемыми эффективными коэффициентами и усреднениями локальных коэффициентов более сложные. Чтобы их получить, выразим  $a_{1k}$ ,  $b_{1k}$  через  $\sigma$ ,  $\rho$ ,  $R$ ,  $\alpha$ ,  $Q$  с помощью (5), (9):

$$a_{xx} = \sigma; \quad a_{yx} = -\sigma \frac{R}{\rho} B_z; \quad (11)$$

$$b_{xx} = \sigma (\alpha - Q \frac{R}{\rho} B_z^2); \quad b_{yx} = -\sigma (\alpha \frac{R}{\rho} + Q) B_z \quad (12)$$

Используя (3,10,12) находим:

$$R_{\phi} = \frac{\langle \sigma \frac{R}{\rho} \rangle}{\langle \sigma \rangle^2 + \langle \sigma \frac{R}{\rho} \rangle^2 B_z^2} \quad (13)$$

Тем же способом находим выражения и для других эффективных коэффициентов:

$$\rho_{\phi} = \frac{\langle \sigma \rangle}{\langle \sigma \rangle^2 + \langle \sigma \frac{R}{\rho} \rangle^2 B_z^2} \quad (14)$$

$$\alpha_{\phi} = \frac{\langle \sigma \rangle \left[ \langle \sigma \alpha \rangle - \langle \sigma \frac{R}{\rho} Q \rangle B_z^2 \right]}{\langle \sigma \rangle^2 + \langle \sigma \frac{R}{\rho} \rangle^2 B_z^2} + \frac{\left[ \langle \sigma \alpha \frac{R}{\rho} \rangle + \langle \sigma Q \rangle \right] \langle \sigma \frac{R}{\rho} \rangle B_z^2}{\langle \sigma \rangle^2 + \langle \sigma \frac{R}{\rho} \rangle^2 B_z^2} \quad (15)$$

$$Q_{\phi} = \frac{\langle \sigma \rangle \left[ \langle \sigma Q \rangle + \langle \alpha \sigma \frac{R}{\rho} \rangle \right]}{\langle \sigma \rangle^2 + \langle \sigma \frac{R}{\rho} \rangle^2 B_z^2} - \frac{\left[ \langle \sigma \alpha \rangle - \langle \sigma \frac{R}{\rho} Q \rangle B_z^2 \right] \langle \sigma \frac{R}{\rho} \rangle}{\langle \sigma \rangle^2 + \langle \sigma \frac{R}{\rho} \rangle^2 B_z^2} \quad (16)$$

Выражения для локальных и эффективных коэффициентов  $\rho$ ,  $R$ ,  $\alpha$ ,  $Q$  – упрощаются в предельных случаях сильного и слабого магнитных полей. Первый случай реализуется при выполнении условий:

$$\left( \frac{a_{yx}}{a_{xx}} \right)^2 \gg 1, \quad \left( \frac{\langle a_{yx} \rangle}{\langle a_{xx} \rangle} \right)^2 \gg 1; \quad (17)$$

второй при

$$\left( \frac{a_{yx}}{a_{xx}} \right)^2 \ll 1, \quad \left( \frac{\langle a_{yx} \rangle}{\langle a_{xx} \rangle} \right)^2 \ll 1. \quad (18)$$

$$-\frac{a_{yx}}{a_{xx}} = \frac{R}{\rho} B_z \equiv \tilde{U} B_z$$

определяет тангенс угла поворота электрического поля относительно тока (холловского угла):

$$\frac{E_y}{E_x} = \tilde{U} B_z$$

Параметр  $\tilde{U}$  имеет размерность подвижности и знак, совпадающий со знаком  $R$ . Будем называть

$\tilde{U}$  холловской подвижностью. Величина  $|\tilde{U}|$  зависит от напряженности магнитного поля. В случае, когда в переносе участвует один тип носителей заряда, зависимости  $R(B_z)$  и  $\rho(B_z)$  в однородной среде монотонное и насыщаются при  $B_z \rightarrow \infty$  (мы исключаем из рассмотрения квантующие магнитные поля). Соответственно насыщается и зависимость  $\tilde{U}(B_z)$ . Для большинства полупроводников относительное изменение  $\tilde{U}$  при любых значениях  $B_z$  невелико: меньше или порядка единицы. От дрейфовой подвижности величина  $|\tilde{U}|$  отличается множителем порядка единицы. В слоисто-неоднородной среде холловский угол равен:

$$\frac{\langle a_{yx} \rangle}{\langle a_{xx} \rangle} = \frac{R_{\text{эф}}}{\rho_{\text{эф}}} B_z = \tilde{U}_{\text{эф}} B_z \quad (19)$$

Эффективная холловская подвижность (точнее, ее модуль) может существенно отличаться от эффективной дрейфовой. В частности, при наличии слоев с носителями заряда разных знаков может оказаться, что  $R_{\text{эф}}$  и  $|\tilde{U}_{\text{эф}}|$  равны нулю, в то время, как дрейфовая подвижность, определяемая соотношением

$$\tilde{U}_{\text{эф}} = \frac{\sigma_{\text{эф}}}{e \langle n \rangle} \quad (20)$$

всегда больше нуля. (Здесь  $\langle n \rangle$  - средняя по толщине концентрация носителей безотносительно к их знаку).

Ясно также, что  $|\tilde{U}_{\text{эф}}|$  может оказаться меньше, чем локальная  $|\tilde{U}|$  для любого из слоев, а условие сильного магнитного поля более жестким.

В дальнейшем, говоря о выполнении условия сильного поля, мы будем полагать, что одновременно  $(\tilde{U}(z)B_z)^2 \gg 1$  и  $(U_{\text{эф}}B_z)^2 \gg 1$ . Условие слабого магнитного поля соответствует одновременной реализации обратных неравенств.  
В сильном магнитном поле

$$a_{xx} \sim \frac{1}{B_z^2}, \quad a_{yx} \sim \frac{1}{B_z}, \quad b_{xx} \sim \frac{1}{B_z^2}, \quad b_{yx} \sim \frac{1}{B_z}, \dots$$

поэтому выражения для кинетических коэффициентов можно упростить, пренебрегая малыми по параметру  $(\tilde{U}B_z)^{-2}$  слагаемыми.

При этом

$$\lim_{B_z \rightarrow \infty} a_{yx}(z) = -\frac{q(z)n(z)}{B_z},$$

где  $q = \pm e$  для дырок и электронов соответственно

$$R^\infty(z) = \frac{I}{q(z)n(z)} \quad (21)$$

$$R_{\text{эф}}^\infty = \frac{I}{\langle qn \rangle} = \frac{I}{\langle (R^\infty)^{-1} \rangle}$$

Зависимости локальных коэффициентов  $\rho(B_z)$  и  $\alpha(B_z)$  в сильных полях насыщаются так же, как  $R(B_z)$ , стремясь к конечным значениям  $\rho^\infty$  и  $\alpha^\infty$ ; коэффициенты электропроводности и ПЭНЭ уменьшаются с ростом поля:  $\sigma \sim \frac{1}{B_z^2}$ ,  $Q \sim \frac{1}{B_z^2}$ .

Аналогичный характер имеют полевые зависимости эффективных коэффициентов

$$\rho_{\text{эф}}^\infty = \frac{\langle \rho^\infty (R^\infty)^{-2} \rangle}{\langle (R^\infty)^{-1} \rangle^2} \quad (22)$$

$$\alpha_{\text{эф}}^\infty = \frac{\langle \alpha^\infty (R^\infty)^{-1} \rangle}{\langle (R^\infty)^{-1} \rangle} \quad (23)$$

$$\sigma_{\text{эф}} = \langle \rho^\infty (R^\infty)^{-2} \rangle B_z^{-2} \quad (24)$$

$$Q_{\text{эф}} = \frac{\langle Q(R^\infty)^{-1} \rangle}{\langle (R^\infty)^{-1} \rangle} + \frac{\langle \rho^\infty (R^\infty)^{-2} \rangle \langle \alpha^\infty (R^\infty)^{-1} \rangle}{\langle (R^\infty)^{-1} \rangle^2 B_z^2} - \frac{\langle \alpha^\infty \rho^\infty (R^\infty)^{-2} \rangle}{\langle (R^\infty)^{-1} \rangle^2 B_z^2} \quad (25)$$

В слабом поле, если пренебречь квадратичными по  $B_z$  поправками, получаем:

$$\rho_{\text{эф}}^0 = \sigma_{\text{эф}}^{-1}; \quad (26)$$

$$\rho_{\text{эф}}^0 = \langle \rho^{-1} \rangle^{-1} \quad (27)$$

$$\alpha_{\text{эф}}^0 = \frac{\langle \alpha \sigma \rangle}{\langle \sigma \rangle} \quad (28)$$

$$R_{\text{эф}}^0 = \frac{\langle R \sigma^2 \rangle}{\langle \sigma \rangle^2} \quad (29)$$

$$Q_{\phi}^0 = \frac{\langle Q\sigma \rangle}{\langle \sigma \rangle} + \frac{\langle \alpha R\sigma^2 \rangle}{\langle \sigma \rangle} - \frac{\langle R\sigma^2 \rangle \langle \alpha\sigma \rangle}{\langle \sigma \rangle^2} \quad (30)$$

Относительные изменения  $\rho_{\phi}$  и  $\alpha_{\phi}$  в слабом магнитном поле пропорциональны  $B_z^2$  и описываются выражениями

$$\left( \frac{\Delta\rho}{\rho} \right)_{\phi} = \frac{\langle \frac{\Delta\rho}{\rho} \sigma \rangle}{\langle \sigma \rangle} + \frac{\langle R^2\sigma^3 \rangle}{\langle \sigma \rangle} \cdot B_z^2 - \frac{\langle R\sigma^2 \rangle^2}{\langle \sigma \rangle^2} B_z^2 \quad (31)$$

$$\left( \frac{\Delta\alpha}{\alpha} \right)_{\phi} = \left( \frac{\Delta\rho}{\rho} \right)_{\phi} + \frac{\langle \Delta(\sigma\alpha) \rangle}{\langle \alpha\sigma \rangle} + \frac{\langle \alpha R\sigma^2 \rangle \langle R\sigma^2 \rangle + \langle Q\sigma \rangle \langle R\sigma^2 \rangle}{\langle \sigma \rangle \langle \alpha\sigma \rangle} - \frac{\langle \sigma \rangle \langle QR\sigma \rangle}{\langle \sigma \rangle \langle \alpha\sigma \rangle} B_z^2 \quad (32)$$

В заключение необходимо сделать следующие замечания. В слоисто-неоднородном материале локальные коэффициенты могут отличаться от своих значений в однородной среде того же состава. Может оказываться влияние соседних слоев с другими свойствами, встроенных полей, размерных эффектов и т.п. В простейшем случае, когда неоднородность обусловлена только непостоянством концентрации  $n(z)$  использование выше приведенных формул с подстановкой в них локальных коэффициентов  $\sigma(n)$ ,  $R(n)$ ,  $\alpha(n)$  и т.д. оправдано при выполнении условия

$$\frac{1}{n} \cdot \frac{dn}{dz} l \ll 1,$$

где  $l$  – максимальная из характеристических длин (дебройлевской волны, свободного пробега и т.п.). Если речь идет не о непрерывной зависимости  $n(z)$ , то в слоистой структуре в собственном смысле этого слова, аналогичное условие можно записать в виде:

$$d_i > 1 \quad (d_i – \text{толщина слоев})$$

Можно надеяться, что основные особенности эффективных коэффициентов будут проявляться, а расчеты будут давать результаты, не очень отличающиеся от истинных, при выполнении менее жесткого неравенства:

$$d_i > 1$$

- [1] Гольцман Б.М., Дащевский З.М., Кайданов В.И., Коломоец Н.В. Пленочные термоэлементы (физика и применение). М.: Наука, 1985

B.Z. Əliyev, K.B. Qurbanov

### LAYLI QEYRİ-BİRCİNS SİSTEMLƏRDƏ EFFEKTİV KİNETİK ƏMSALLAR

Təqdim edilən məqalədə, sistemi tam xarakterize edən, effektiv əmsallarla, aygı-ayrıı layları xarakterize eden "lokal kinetik əmsallar" arasında olan əlaqələr araşdırılmışdır. Məqalədə ixtiyari maqnit sahəsinin tə'siri haqqda, çoxsaylı effektlərin araşdırılması aparılıraq, göstərilmişdir ki, laylı qeyribircins materiallarda "lokal kinetik əmsallar", uyğun bircins materiallardakı əmsallardan fərqlənə bilər. Buna səbəb, qeyribircins materiallarda qonşu layların fərqlənen xarakteristikalarının, ölçü effektlerinin və s. tə'sirlərin olması fikri söylənilir.

B.Z. Aliyev, K.B. Gurbanov

### EFFECTIVE KYNETIC FACTORS IN LAYERLY-INHOMOGENEOUS SYSTEMS

In present article the connection of effective (measured) factors characterizing the sample as a whole with "local" kinetic factors, characterizing the properties of individual layers is considered. Number of effects is expanded and the case of unspecified magnetic field is considered.

Дата поступления: 05.04.2000

Редактор: А.М. Гашимов

# ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СОЛНЕЧНОГО ЭЛЕМЕНТА НА ОСНОВЕ БАРЬЕРА ШОТТКИ $\text{Cu}_2\text{O}-\text{Cu}$

Э.Н. ЗАМАНОВА, Л.А. АЛИЕВА

Институт Физики АН Азербайджана,  
Баку, 370143, пр. Г. Джавида, 33

В настоящей работе приводятся результаты исследования электрических и фотоэлектрических свойств контакта  $\text{Cu}_2\text{O}-\text{Cu}$  на основе вольт-амперных (ВАХ), вольт-смкостных (ВЕХ) и спектральных характеристик.

Проведен анализ механизмов токопрохождения через барьер Шоттки  $\text{Cu}_2\text{O}-\text{Cu}$ , определены параметры барьера.

## ВВЕДЕНИЕ.

В последние годы интерес к исследованиям классического полупроводника  $\text{Cu}_2\text{O}$  связан с изучением квантовых биений [1], оптического Штарк-эффекта [2], поэтому разработка солнечных элементов (СЭ) [3], высокотемпературных сверхпроводников, в состав которых входит оксид меди [4] и т.д. является актуальной.

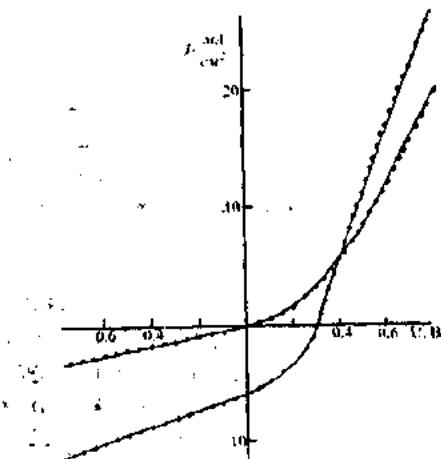


Рис. 1. Темновая и световая ВАХ солнечного элемента  $\text{Cu}_2\text{O}-\text{Cu}$ .

Многими авторами разработаны разные технологические методы получения  $\text{Cu}_2\text{O}$ . Однако, для достижения оптимальных параметров, как самого полупроводника  $\text{Cu}_2\text{O}$ , так и контакта  $\text{Cu}_2\text{O}-\text{Cu}$ , на котором наблюдаются эффекты, представляющие практический интерес, продолжается поиск путей улучшения и уточнения вышеизложенных параметров с целью удешевления технологий [3].

Нами, ранее [5] получены однофазные образцы  $\text{Cu}_2\text{O}$  и подобран режим обработки на воздухе и в вакууме [6]. В данной работе приведены результаты исследований электрических и фотоэлектрических свойств барьера Шоттки  $\text{Cu}_2\text{O}-\text{Cu}$ .

## МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА.

Элементы  $\text{Cu}_2\text{O}-\text{Cu}$  получены по следующей технологии. Пластина электролитической меди разрезалась на образцы размером  $1\text{cm} \times 1\text{cm} \times 0,8\text{cm}$ . Пластины меди травились в концентрированной  $\text{HNO}_3$ , промывались в дистиллированной воде и высушивались. Затем эти пластины помещались в кварцевую ампулу, отканную до  $10^{-4}$

мм.рт.ст. и отжигались при  $1015-1030^\circ\text{C}$  2-3 часа с последующим медленным охлаждением в течение 16 часов. Далее, во избежание реакции с конструкционными материалами печи образцы помещались в кварцевую трубку

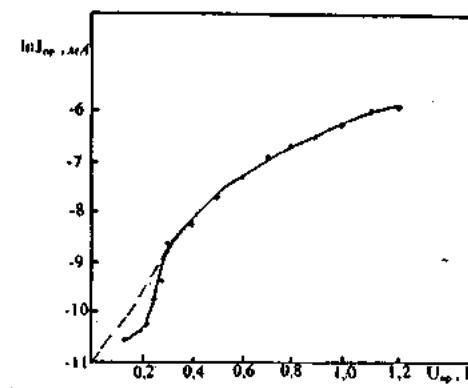


Рис. 2. Зависимость  $I_0$  и  $J_{np} \sim U_{np}$  в солнечных элементах  $\text{Cu}_2\text{O}-\text{Cu}$ .

и отжигались на воздухе при  $1030^\circ\text{C}$  в течение 5-10 минут, затем быстро переносились в другую печь, дополнительно отжигались на воздухе при  $540-550^\circ\text{C}$  в течение 5-40 минут и резко охлаждались погружением в дистиллированную воду. Поверхность образцов с одной стороны шлифовалась до меди, а с другой стороны для удаления с поверхности  $\text{Cu}_2\text{O}$  высокомонного слоя  $\text{CuO}$ , затем полировалась до зеркальности. Образцы протравливались в растворе 8N  $\text{HNO}_3$  в течение 1-5 сек. На поверхность  $\text{Cu}_2\text{O}-\text{Cu}$  нанесены контакты из Ag в виде гребенки.

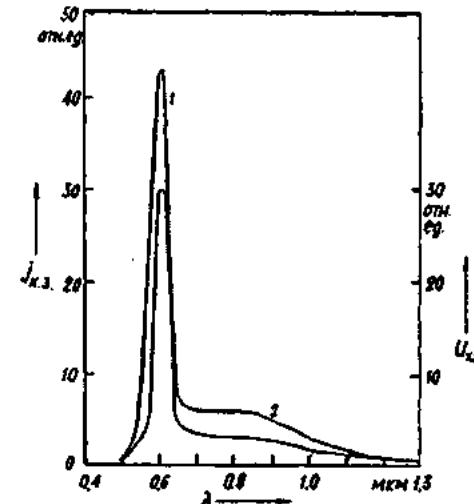


Рис. 3. Спектральная зависимость фототока короткого замыкания и напряжения холостого хода СЭ  $\text{Cu}_2\text{O}-\text{Cu}$

Измерения ВАХ и вольт-емкостных характеристик (ВЕХ) структур Cu<sub>2</sub>O-Cu проведены по стандартным методикам. Световые ВАХ сняты при освещении имитатором Солнца мощностью ~ 100мВт/см<sup>2</sup>. Измерения спектральных характеристик проведены с использованием монохроматора SPM-2. Значение удельного сопротивления определено по ВАХ при нулевых смещениях.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ.

Как известно, контакт Cu<sub>2</sub>O и Cu образует барьер Шоттки [7]. У тыльнобарьерной структуры образование барьера происходит вместе с получением самого полупроводникового слоя. Поэтому, исследуя барьер, мы одновременно изучали свойства полупроводникового слоя Cu<sub>2</sub>O. По значению удельного сопротивления Cu<sub>2</sub>O  $\rho=2 \cdot 10^4$  Ом·см и подвижности дырок  $\mu \approx 72$  см<sup>2</sup>/В·сек [7] были определены значения удельной проводимости  $\sigma=5 \cdot 10^{-5}$  Ом·см<sup>-1</sup> и концентрация носителей дырок  $p=4 \cdot 10^{12}$  см<sup>-3</sup>.

Согласно [8] плотность состояний в валентной зоне –  $N_v$  при комнатной температуре выражается следующей формулой:

$$N_v = 2 \left( \frac{2\pi m_p kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}}, \quad (1)$$

где, учитывая  $m_p^* = 0,66 m_O$ , [9] получаем  $N_v = 1,4 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup>

Зная  $p$  и  $N_v$ , можно определить значение уровня Ферми

$$\Delta E_F = kT \ln \frac{N_v}{p} \approx 0,4 \text{ эВ} \quad (2)$$

На рис. 1 представлены световая и темновая ВАХ солнечного элемента Cu<sub>2</sub>O-Cu. Как видно, значения напряжения холостого хода  $U_{x,x}=0,30$  В, а плотность тока короткого замыкания  $J_{x,x}=6$  мА/см<sup>2</sup>. Значение напряжения отсечки  $U_{otc} \approx 0,30$  В, определенное экстраполяцией к нулю тока выпрямляющей темновой ВАХ хорошо согласуется со значением  $U_{x,x}$ , а это показывает, что переход Cu<sub>2</sub>O-Cu представляет собой барьер Шоттки.

Для барьера Шоттки [10] зависимость темнового тока от приложенного напряжения выражается, как

$$J = J_o \left[ \exp \left( \frac{qU}{nkT} \right) - 1 \right], \quad (3)$$

где при  $U \geq 3kT/q$  уравнение (3) имеет вид

$$J = J_o \exp \left( \frac{qU}{nkT} \right) \quad (4)$$

здесь  $n$  – коэффициент неидеальности,  $J_o$  – ток насыщения, который определяется из следующего уравнения:

$$J_o = AT^2 \exp(-q\phi_b/kT) \quad (5)$$

На рис.2. представлена зависимость  $\ln J_{np}$  от  $U_{np}$ . Экстраполируя прямолинейный участок зависимости  $\ln J_{np}$  от  $U_{np}$  к нулевому напряжению, определено значение тока насыщения  $J_o=1,7 \cdot 10^{-3}$  А и по формуле (5), принимая значение постоянной Ричардсона для электронов  $A=120$  А·см<sup>-2</sup>к<sup>-2</sup>, вычислено значение высоты барьера  $\phi_b \approx 0,707$  эВ.

На рис. 3 представлены спектральные зависимости фототока короткого замыкания и напряжения холостого хода элемента Cu<sub>2</sub>O-Cu. Как видно, в значениях  $J_{x,x}$  и  $U_{x,x}$  наблюдаются резкие изменения в области 0,61-0,65 мкм, что соответствует возбуждению носителей при переходе зона-зона ( $\Delta E_g \approx 2,03$  эВ). Вид спектральной зависимости соответствует типичным характеристикам барьеров Шоттки.

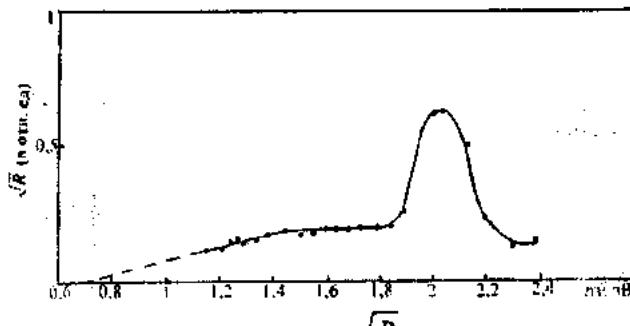


Рис. 4. Зависимость фотоотклика  $\sqrt{R}$  от энергии падающего излучения.

Построив зависимость фотоотклика ( $\sqrt{R}$ ) от энергии падающего излучения (рис.4) и экстраполируя прямолинейную часть зависимости, согласно теории Фаулера [10], получим значение высоты барьера  $\phi_b \sim 0,7$  эВ, что согласуется со значениями  $\phi_b$ , приведенными в [11].

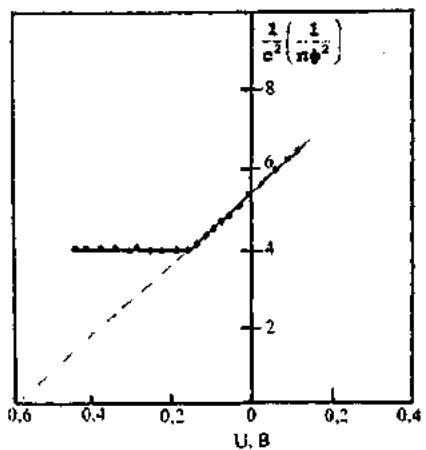


Рис. 5. Зависимость  $\frac{1}{C^2} \left( \frac{1}{\pi \phi_b^2} \right)$  от напряжения для СЭ Cu<sub>2</sub>O-Cu.

На рис. 5 представлена вольт-емкостная характеристика солнечного элемента Cu<sub>2</sub>O-Cu. При значениях  $U$  0-0,18 В зависимость  $1/C^2$  от  $U$  является линейной, а в интервале 0,18-0,45 В емкость барьера практически не изменяется, что свидетельствует о наличии поверхностного барьера.

ных состояний на границе раздела. Сопоставляя экспериментальные и теоретически рассчитанные в рамках адекватных физических моделей значения высот барьера, можно сказать, что в зависимости от изменения приповерхностного заряда происходит изменение плотности электронных состояний на границе раздела и распределенных по запрещенной зоне. Так, значение высоты барьера, полученное экстраполяцией прямолинейной

зависимости  $\frac{I}{C^2} \sim U$  на ось абсцисс  $\sim 0,6$  эВ занижается

на 0,18 эВ наличием ловушек на поверхности. Совместный анализ ВАХ и ВЕХ указывает на наличие примесной полосы с шириной  $0,18 \pm 0,3$  эВ на границе раздела [12,13]. По значению тангенса угла наклона линейной части была определена концентрация носителей  $N_p = 1,43 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ . По значению емкости была вычислена толщина области объемного заряда  $d$ , что составляет  $\sim 0,74$  мкм. Значение высоты барьера  $\phi_B$ , определенное из вольт-емкостной характеристики немного завышает значения, определенные по вольтамперным и фотоэлектрическим характеристикам.

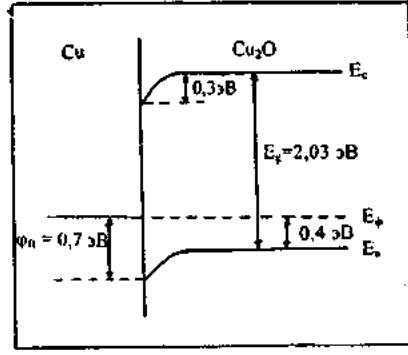


Рис.6. Зонная диаграмма солнечного элемента Cu<sub>2</sub>O-Cu.

Такое различие между значениями  $U_{x,x} = 0,30$  В и высоты барьера 0,7 эВ объясняется тем, что в Cu<sub>2</sub>O, полученным высокотемпературным окислением обычно содержатся пустоты, включения и границы зерен [14]. Эти структурные дефекты могут приводить к созданию поверхностных состояний на границе раздела, к большой утечке токов, уменьшению высоты барьера, а также увеличению коэффициента неидеальности в солнечных элементах [13]. Толщина слоя Cu<sub>2</sub>O, отношение коэффициентов теплового расширения для Cu и Cu<sub>2</sub>O равное 4,3 также имеют важное значение [15].

На основе полученных данных построена зонная диаграмма структуры Cu<sub>2</sub>O-Cu (рис.6).

## ВЫВОДЫ:

- Получены солнечные элементы на основе барьера Шоттки Cu<sub>2</sub>O-Cu методом высокотемпературного окисления на воздухе.
- Методами вольтамперных, фотоэлектрических и вольт-емкостных характеристик определены высота барьера, толщина области объемного заряда, концентрация носителей, значение уровня Ферми.

На основе полученных данных построена зонная диаграмма.

- Показано, что СЭ обладают  $J_{k,z} = 6 \text{ мА/см}^2$ ,  $U_{x,x} = 0,30 \text{ В}$ . Область фоточувствительности структуры простирается от 0,5 до 1,3 мкм.

- 
- [1] А. Бобрышева, М. Шмидюк, В. Павлов. ФТТ, 1997, т.39, №5.
- [2] А.А. Самохвалов, Т.И. Арбузова, Н.А. Винглик, С.В. Наумов, В.Р. Галахов и др. ФТТ, 1998, т.40, №2, с.295-298.
- [3] A.E. Rakhshani. Solid State Electronics, 1986, v.29, n.1, p.7-17.
- [4] М.И. Заргарова, Н.М. Мустафаев, С.А. Мехтиева. Н.С. Шустер. Неорганические материалы, 1997, т. 33, №10, с.1235.
- [5] Э.Н. Заманова, А.Г. Абдуллаев, Л.А. Алиева. Деп ВИНИТИ, 1987, с.27.
- [6] Э.Н. Заманова, Л.А. Алиева. Физика, Баку, 1999, №1, с.23-26.
- [7] I.A. Assimos and D Trivich. J. Appl. Phys, 1973, v.44, n.4, p.1687-1698.
- [8] В.И. Фистуль. Введение в физику полупроводников. Москва, 1985, с.332.
- [9] I.W. Hodby, T.E. Jenkins, C. Schwab, H. Tamura, D. Trivich. J. Phys. C. Solid State Phys, 1976, v. 9, n.9, p.1429-1439.
- [10] С.Зи. Физика полупроводниковых приборов, ч.1, Москва, «Мир», 1984, с.435.
- [11] M. Tapiero, C. Noguet, J.P. Lielinger, C. Schwab, D. Pierrat. Rev. Phys. Appl. 1979, v. 14, n.1, p.231-236.
- [12] Э.Х. Родерик. Контакты металлы-полупроводник. Пер. с. англ. Москва. Радио-связь, 1982, с. 208.
- [13] В.Г. Литовченко, В.Г. Попов. Физика поверхности и микроэлектроника. Новое в жизни, науке, технике. Москва, «Знание», 1990, с. 50-53.
- [14] F.L. Weichman and J.M. Reyes. Can. J. Phys., 1980, 58, p.325.
- [15] R.G. Tylecote. Iron Steel. Inst., 1960, 196, p.135.

# ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СОЛНЕЧНОГО ЭЛЕМЕНТА НА ОСНОВЕ БАРЬЕРА ШОТТКИ Cu<sub>2</sub>O-Cu

E.N. Zamanova, L.Ә. Әliyeva

## **Cu<sub>2</sub>O-Cu ŞOTTKİ BARYERİ ƏSASINDA GÜNƏŞ ELEMENTLƏRİNİN FOTOELEKTRİK XASSƏLƏRİ**

Volt-amper, volt-farad və spektral xassələr əsasında Cu<sub>2</sub>O-Cu kontaktının elektrik və fotoelektrik xassələrinin tədqiqinin nəticələri verilmişdir.

Cərəyankeçirme məchanizmi analiz edilmiş, baryerin parametrləri tə'yin olunmuşdur.

E.N. Zamanova, L.A. Aliyeva

## **PHOTOELECTRICAL PROPERTIES OF SOLAR CELLS ON THE BASE OF BARRIER SHOTTKY Cu<sub>2</sub>O-Cu**

In this papers the results of electrical and photoelectrical properties investigations, that on the base J-V, C-V and spectral characteristic the Cu<sub>2</sub>O-Cu contacts are given, as barrier Shottky.

In analyses mechanisms of current conductivity the parameters of barriers are obtained.

*Дата поступления: 09.10.00*

*Редактор: С.И. Мехтиева*

## ИНДУЦИРОВАННАЯ ПРИМЕСНАЯ ФОТОПРОВОДИМОСТЬ В CdGa<sub>2</sub>S<sub>4</sub>

Т.Г. КЕРИМОВА, З.Г. МАМЕДОВ, А.Г. СУЛТАНОВА

*Институт Физики АН Азербайджана  
370143, Баку, пр.Джавида, 33.*

Исследована индуцированная примесная фотопроводимость (ИПФ) в монокристаллах CdGa<sub>2</sub>S<sub>4</sub> при различных временах предварительного экспонирования и выдержки в темноте, зависимость ИПФ от энергии возбуждающего света и температуры.

Анализ экспериментальных результатов позволил сделать вывод о том, что в процессах ИПФ участвует широкий спектр локальных центров. Процессом ИПФ в CdGa<sub>2</sub>S<sub>4</sub> можно управлять заполнением и опустошением локальных центров в интервале 1,06-2,4 эВ.

Индукционная примесная фотопроводимость (ИПФ) является одним из методов исследования спектра локальных состояний в полупроводниках. ИПФ наблюдалась в монокристаллах твердых растворов AgGaS<sub>2</sub>-Se<sub>(1-x)</sub> [1]. Суть этого явления заключается в том, что нефоточувствительный материал после предварительной подсветки из области собственного поглощения становится фоточувствительным. Однако, в отличии от вышеуказанных соединений CdGa<sub>2</sub>S<sub>4</sub> чувствуется во время предварительной подсветки.

Ранее нами была исследована фотопроводимость, зависящая от времени, в CdGa<sub>2</sub>S<sub>4</sub> [2]. В настоящем сообщении приводятся результаты исследования ИПФ с целью установления корреляции в поведении медленного увеличения ФП и ИПФ в CdGa<sub>2</sub>S<sub>4</sub>.

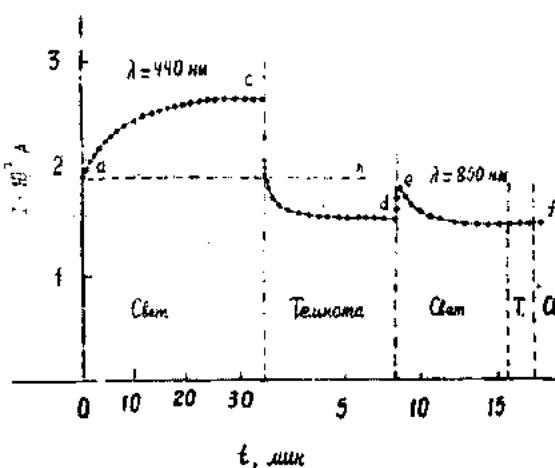


Рис.1. Кинетика фотопроводимости и индуцированной примесной фотопроводимости (ИПФ) в монокристаллах CdGa<sub>2</sub>S<sub>4</sub> при 300К.

Монокристаллы CdGa<sub>2</sub>S<sub>4</sub> были получены методом газотранспортных реакций. В качестве исходного материала использовался поликристаллический CdGa<sub>2</sub>S<sub>4</sub>. Выращенные монокристаллы имели вид трехгранных призм с зеркальными поверхностями [112][112] и [001]. Образцы имели *p*-тип проводимости и удельное сопротивление не менее 10<sup>9</sup>ом·см при 300К.

Для исследования образцам придавался вид плоскопараллельных пластин размерами 3x2x2 мм<sup>3</sup>. В качестве контактов использовался вплавленный индий. Расстояние ме-

жду электродами составляло  $d \sim 1$ мм. Образцы монтировались в криостате и во время измерений поддерживался вакуум  $\sim 10^{-3} \div 10^{-4}$ мм.рт.ст. В области температур 100-300К в исследуемых образцах темновой ток не зависит от температуры. В этой же области температур отсутствовала термостимулированная проводимость.

### Экспериментальные результаты и обсуждение.

На рис.1 представлена зависимость тока, проходящего через образец, от времени  $J=J(t)$  где  $J=J_d+J_p$  ( $J_d$  - темновой ток,  $J_p$  - фототок).

Образец освещался монохроматическим светом постоянной интенсивности из области энергий 2,6-3,2 эВ (момент  $t_1$ ). Как видно из рис.1 со временем фототок увеличивается и достигает значительной величины (ac). После снятия освещения (момент  $t_2$ ) ток в цепи сначала резко, а затем медленно уменьшается (cd), причем значение темнового тока оказалось меньше, чем до освещения (cd проходит ниже ab). Видно, что в процессе очищения темновой ток уменьшается. Выдерживая образец некоторое время в темноте, а затем освещая монохроматическим светом из области энергий 1,06-2,4 эВ (момент  $t_3$ ) мы видим, что ток в цепи сначала возрастает «вспышкой» (de), проходит через максимум и уменьшается (ef), т. е. обнаруживается индуцированная примесная фотопроводимость. Отметим, что после опустошения уровней светом образец возвращается в исходное нефоточувствительное состояние. Для очищения образца требуется повторное длительное освещение из области энергий 2,6-3,2 эВ

Кинетика фотопроводимости в CdGa<sub>2</sub>S<sub>4</sub> достаточно сложна. В настоящей работе не ставилась задача подробно исследовать характеристики кинетических процессов, которые определяются многими параметрами, в том числе степенью выведения системы из состояния равновесия, т.е. интенсивностью и длительностью предварительной подсветки. Однако, представлялось интересным сравнить кинетику медленного роста фотопроводимости CdGa<sub>2</sub>S<sub>4</sub> при различных степенях заселенности уровней, обусловливающих ИПФ. С этой целью была исследована кинетика ИПФ ( $\lambda=850$ нм) при различных временах предварительного экспонирования ( $\lambda=440$ нм) (рис.2а) и при различных временах выдержки в темноте после экспонирования ( $\lambda=440$ нм) (рис.2б). Видно, что с увеличением времени

предварительного экспонирования значение максимума ИПФ увеличивается. Последнее связано со степенью заполнения уровней, ответственных за ИПФ. С увеличением времени выдержки образца в темноте, значение максимума ИПФ уменьшается, что свидетельствует о том, что происходит обратный процесс, т.е. со временем уровни опустошаются. Состояние с ИПФ при комнатной температуре сохраняется в течении длительного времени (более 8 часов). Интересным моментом является то обстоятельство, что если в первом случае значение максимума ИПФ не изменяется, то во втором случае наблюдается его изменение. Можно сделать качественный вывод о том, что смещение максимума связано с процессом медленного опустошения локальных центров.

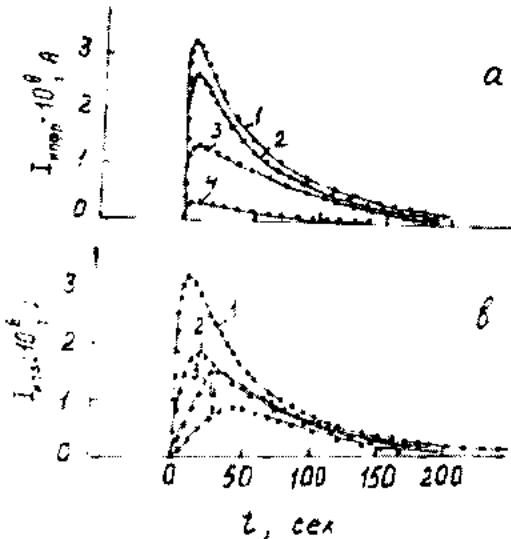


Рис.2. Кинетика индуцированной примесной фотопроводимости ( $\lambda=850\text{ нм}$ ):

- а) при различных временах предварительного экспонирования: 1) 30мин.; 2) 20мин.; 3) 10мин.; 4) 2мин.;
- б) при различных временах выдержки в темноте после экспонирования ( $\lambda=440\text{ нм}$ ) в течении 30 мин.: 1) 5 мин.; 2) 30 мин.; 3) 60 мин.; 4) 4 часа.

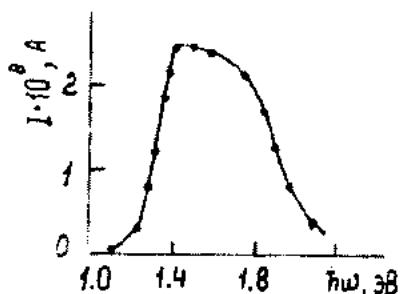


Рис.3. Зависимость тока, соответствующая максимуму ИПФ, от энергии возбуждающего света.

На рис.3 представлена зависимость тока, соответствующая максимуму ИПФ от энергии возбуждающего света. График построен в режиме последовательного возбуждения. Каждый раз после одн часового экспонирования с

$\lambda=440\text{ нм}$ , образец выдерживали в течении 1 минуты в темноте, а затем освещали монохроматическим светом из области примесного поглощения. Видно, что спектр ИПФ представляет собой широкую полосу в интервале  $1,06+2,2\text{ эВ}$  с максимумом при  $1,45\text{ эВ}$ . Последнее свидетельствует о том, что в процессах ИПФ участвуют уровни с энергиями  $1,06+2,2$  эВ. Это согласуется с результатами по исследованию спектров фотопроводимости и примесного электропоглощения [3] и ТСП [4].

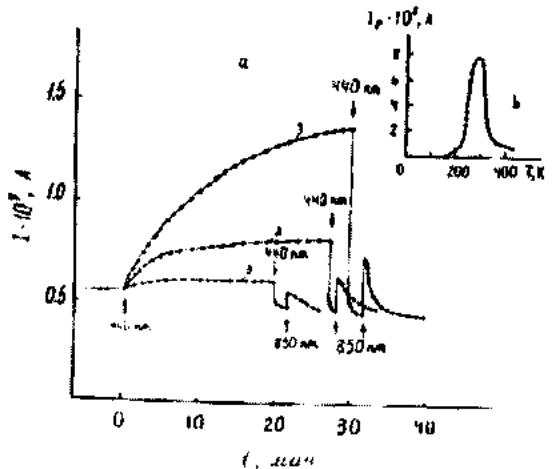


Рис.4. Кинетика фототока (ФП) и индуцированной примесной фотопроводимости (ИПФ) при различных температурах:

- 1) 300К; 2) 330К; 3) 365К.

На рис.4 представлена кинетика фототока и индуцированной примесной фотопроводимости при различных температурах. В области температур  $150+290\text{ K}$  наблюдается активация фототока (вставка на рис.4). При комнатной температуре начинается температурное гашение фототока, которое продолжается до  $450\text{ K}$ . Кинетику роста фототока и кинетику ИПФ исследовали при значениях температур из области спадающей ветви зависимости  $J_P=J_P(T)$  (рис.4). Видно, что с ростом температуры время нарастания фототока уменьшается, одновременно уменьшается и максимум ИПФ.

Очущение  $\text{CdGa}_2\text{S}_4$  происходит при заполнении уровней, участвующих в процессах ИПФ т.е. имеет место корреляция между медленным ростом ФП и ИПФ. Сложный химический состав, наличие двух типов атомов в катионной подрешетке  $\text{CdGa}_2\text{S}_4$  обеспечивают богатый спектр локальных состояний в запрещенной зоне. Действительно, (рис.3) зависимость тока соответствующего максимума ИПФ от энергии возбуждающего света свидетельствует о том, что в процессах ИПФ участвует целый спектр локальных состояний в интервале  $1,06+2,4\text{ эВ}$  и подтверждает предыдущий вывод.

Подводя итог вышеизложенному можно сделать заключение, что основной вклад в величину индуцированного примесного фототока вносят энергетически близко расположенные локальные центры, заполнением которых можно управлять величиной ИПФ.

- [1] Н.Э.Гасанов.Канд. диссертация Электронные спектры монокристаллов  $\text{AgGaS}_{2x}\text{Se}_{2(1-x)}$ . Баку, 1987, 150с.
- [2] Т.Г.Керимова, З.Г.Мамедов, А.Г.Султанова. Фоточувствительность, зависящая от времени, в  $\text{CdGa}_2\text{S}_4$ . Fizika, 1999, №4, с18.
- [3] A.N.Georgobiani, S.J.Radautsan, J.M.Tiginyanı Electroabsorption and Non-Equilibrium Carrier Recombination in  $\text{CdGa}_2\text{S}_4$  single crystals. Phys. stat. Sol (a) 1982, 69, 513
- [4] P. Kivits, J. Reulen, J. Hendricx, F. Van Empel and J. Vankleef. J. of luminescence 1978, 16, 145.

T.Q. Kerimova, Z.Q. Memmedov, A.Q. Sultanova

### **CdGa<sub>2</sub>S<sub>4</sub>-DƏ STİMULLAŞDIRILMIŞ AŞQAR FOTOKEÇİRİCİLİYİ**

$\text{CdGa}_2\text{S}_4$  monokristallarında qabaqcadan müxtəlif müddətli eksponire olunmanın və qaranlıqda saxlanmanın tə'sirilə stİmullaşmış aşqar fotokeçiriciliyinin (SAFK) düşən işığın enerjisindən və temperaturdan asılılığı tədqiq edilmişdir. Tecrubi nüticələrin təhlilindən belə qənaəətə gelmək olur ki, SAFK prosesində lokal mərkəzlerin geniş spektri iştirak edir.

$\text{CdGa}_2\text{S}_4$ -də (SAFK) prosesini 1,06-2,4 eV intervalında lokal mərkəzləri doldurmaq və boşaltmaqla idarə etmək olar.

**T.G.Kerimova, Z.G.Mamedov, A.G.Sultanova.**

### **STIMULATED IMPURITY PHOTOCONDUCTIVITY IN CdGa<sub>2</sub>S<sub>4</sub>**

Stimulated impurity photoconductivity (SIPC) in monocrystals  $\text{CdGa}_2\text{S}_4$  different times of preliminary lighting and in keeping in darkness. energy and temperature dependence of (SIPC) were investigated. Analyses of experimental results help us to conclude that, in (SIPC) process it take place wide spectra of local centres. One can rule the (SIPC) process in  $\text{CdGa}_2\text{S}_4$  by full up and ravage of local centres in 1,06+2,4 eV interval.

## О НЕКОТОРЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВАХ СМЕКТИЧЕСКОГО ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА.

**Х.Ф. АББАСОВ, Г.М. БАЙРАМОВ, К.М. БУДАГОВ**

*Бакинский Государственный Университет,*

*370148, ул. З. Халилова, 23*

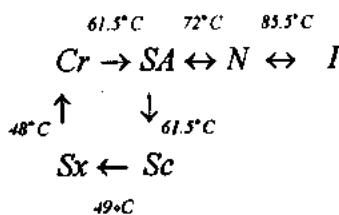
Изучены частотные зависимости компонент диэлектрической проницаемости и диэлектрической анизотропии, построены соответствующие диаграммы Коул-Коула смектических А и С фаз жидкого кристалла.

Определены параметры распределения, время релаксации для планарной и гомеотропной текстур этих смектических жидкокристаллических мезофаз.

Смектические жидкие кристаллы при использовании в практических целях должны удовлетворять определенным требованиям [1,2]. Таковыми являются, например, низкие пороговые напряжения используемого эффекта, долгая память, высокое быстродействие и т.д., которые так или иначе обусловлены материальными параметрами вещества [3]. Важными из них являются компоненты диэлектрической проницаемости, диэлектрическая анизотропия, анизотропия электропроводности. Изучение частотной, температурной зависимости указанных параметров дает возможность выяснить роль молекулярных фрагментов в образовании смектических мезофаз [4].

В данной работе рассмотрены частотные зависимости компонент диэлектрической проницаемости и диэлектрической анизотропии, построены соответствующие диаграммы Коул-Коула для смектических А и С фаз нилоксифенилового эфира бутилоксибензойной кислоты.

Температуры фазовых переходов следующие:



Исследованное вещество проявляло смектические А и С фазы в широком температурном интервале.

Эксперименты проводились на установке, собранной на основе поляризационного микроскопа. Для измерения диэлектрической проницаемости и электропроводности при различных частотах электрического поля воспользовались компенсационным методом. Точность измерений составляла  $\Delta C \approx \pm 1\text{pF}$  и  $\Delta \sigma \approx \pm 0,01\mu\text{s}$ .

Планарная текстура была получена либо исходным натиранием поверхности электродов тканью, либо из гомеотропной текстуры посредством подачи электрического поля.

Гомеотропная текстура была достигнута в ряде случаев легированием вещества  $\approx 1\%$  гексилоксибензойной

кислоты (ГОБК) или из планарной текстуры посредством подачи электрического поля.

По теории Дебая частотная зависимость комплексной диэлектрической проницаемости ( $\varepsilon' = \varepsilon' - i\varepsilon''$ ) задается формулой [4]:

$$\varepsilon' = \varepsilon_{\infty} + \frac{\varepsilon_{ct} - \varepsilon_{\infty}}{1 + i\omega\tau} \quad (1)$$

где,  $\varepsilon_{\infty}$  - высокочастотное,  $\varepsilon_{ct}$  - статическое значения диэлектрической проницаемости,  $\omega$  - круговая частота электрического поля,  $\tau$  - время релаксации.

Или после разделения  $\varepsilon'$  на действительную и минимую части получим:

$$\varepsilon' = \varepsilon_{\infty} + \frac{\varepsilon_{ct} - \varepsilon_{\infty}}{1 + \omega^2\tau^2} \quad (2)$$

$$\varepsilon'' = \frac{\varepsilon_{ct} - \varepsilon_{\infty}}{1 + \omega^2\tau^2} \cdot \omega\tau \quad (3)$$

График зависимости  $\varepsilon''$  от  $\varepsilon'$  при строгом выполнении теории Дебая представляет собой полуокружность, которая и называется диаграммой Коул-Коула. Точки пересечения полуокружности с осью  $\varepsilon'$  дают значения  $\varepsilon_{\infty}$  (близкие к началу координат) и  $\varepsilon_{ct}$  (далее от начала координат).

Измерив емкость  $C$  и электропроводность  $\sigma$  при различных частотах, определяем  $\varepsilon'$  и  $\varepsilon''$ :

$$\varepsilon' = \frac{d}{\varepsilon_0 S} C \quad \varepsilon'' = \frac{d}{\varepsilon_0 S} \cdot \frac{\sigma}{\omega} \quad (4)$$

По максимуму зависимости  $\varepsilon''$  от  $\omega$  определяется время релаксации  $\tau_{rel}^{-1}/\omega_{pl}$

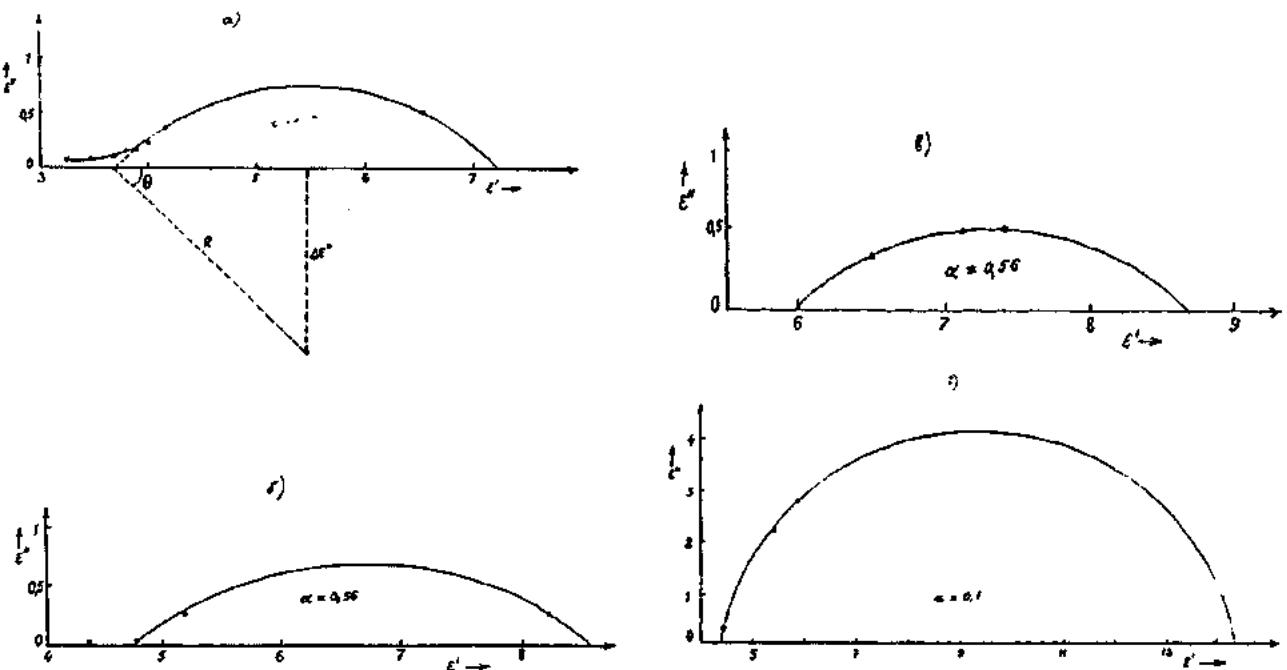


Рис.1 Диаграммы Коул-Коула для гомеотропной (а) и планарной текстуры (б) смектика А при температуре 64<sup>0</sup>С и для соответствующих текстур смектика С при температуре 56<sup>0</sup>С (в) и (г).

Следуя вышеуказанной модели, были построены диаграммы Коул-Коула для исследованного вещества (рис.1)

Видно, что центры полуокружностей смещены вниз относительно оси абсцисс. Это можно объяснить существованием нескольких времен релаксации. В этом случае зависимость комплексной диэлектрической проницаемости задается формулой, предложенной К.Коул и Р.Коул:

$$\epsilon^* = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_{ct} - \epsilon_\infty}{1 + (i\omega\tau)^{1-\alpha}} \quad 0 \leq \alpha \leq 1 \quad (5)$$

где  $\alpha$ - параметр распределения времен релаксации. Когда  $\alpha=0$ , формула (5) переходит в (1), процесс релаксации протекает с одним временем. С ростом  $\alpha$  диапазон распределения времен релаксации расширяется.

Из графика по смещению  $\Delta\epsilon''$  или по углу  $\theta$  легко можно определить  $\alpha$  (рис.1).

$$\Delta\epsilon'' = \frac{\epsilon_{ct} - \epsilon_\infty}{2} \operatorname{ctg}(1-\alpha) \quad \alpha = \theta/(\pi/2) \quad (6)$$

Таким образом определенные значения параметра  $\alpha$  зависят от температуры, текстуры жидкокристаллической фазы:  $\alpha=0,5$  для гомеотропной текстуры  $S_A$  при 64<sup>0</sup>С и  $\alpha=0,56$  для планарной текстуры  $S_A$  при той же температуре. Для гомеотропной текстуры  $S_C$  при 56<sup>0</sup>С  $\alpha=0,56$ . Для планарной текстуры  $S_C$  при этой же температуре  $\alpha=0,1$ . Последнее значит, что вращение по обращающей конуса энергетически более выгодно и проходит с почти одним временем релаксации.

Значения статической ( $\epsilon_{ct}$ ) и высокочастотной диэлектрических проницаемостей ( $\epsilon_\infty$ ) зависят от текстуры, температуры и вида жидкокристаллической фазы.

В планарной текстуре смектической А фазы значения этих параметров превышают значения соответствующих величин для гомеотропной текстуры. Это обусловлено поперечным дипольным моментом молекул рассматриваемого жидкого кристалла:  $\mu(\text{COO}) \approx 2,3 \text{ D}$  [5].

В смектике С значения  $\epsilon_\infty$  и  $\epsilon_{ct}$  для гомеотропной текстуры растут по сравнению со смектиком А. Это связано с тем, что с переходом в смектик С вклад  $\mu$  (COO) в  $\epsilon_{tom}$  растет.

При частоте  $\approx 75000$  Гц наблюдается частотная инверсия знака диэлектрической анизотропии в смектической С фазе с отрицательного на положительный (рис.2). Причиной этого является более сильный рост  $\epsilon_{tom}$  с частотой, нежели  $\epsilon_{plan}$ . При относительно высоких частотах в  $S_C(\epsilon \approx \epsilon_\infty)$  значение  $\epsilon_{tom}$  превышает значение  $\epsilon_{plan}$  приблизительно на  $\approx 1,8$ . Смектические жидкие кристаллы с частотной инверсией диэлектрической проницаемости позволяют на практике избегать нежелательных токовых явлений и работать на чисто полевых эффектах.

Как это следует из диаграмм Коул-Коула в рассмотренном диапазоне частот с ростом частоты  $\epsilon''$  растет, и по максимальным значениям  $\epsilon''$  методом экстраполяции определяли Дебаевские времена релаксации:

$$\begin{aligned} \tau_D(S_Ahom) &\approx 1.3 \text{ } \mu\text{s}, \\ \tau_D(S_Aplan) &\approx 1.2 \text{ } \mu\text{s}, \\ \tau_D(S_Chom) &\approx 1.6 \text{ } \mu\text{s}, \\ \tau_D(S_Cplan) &\approx 1.1 \text{ } \mu\text{s} \end{aligned}$$

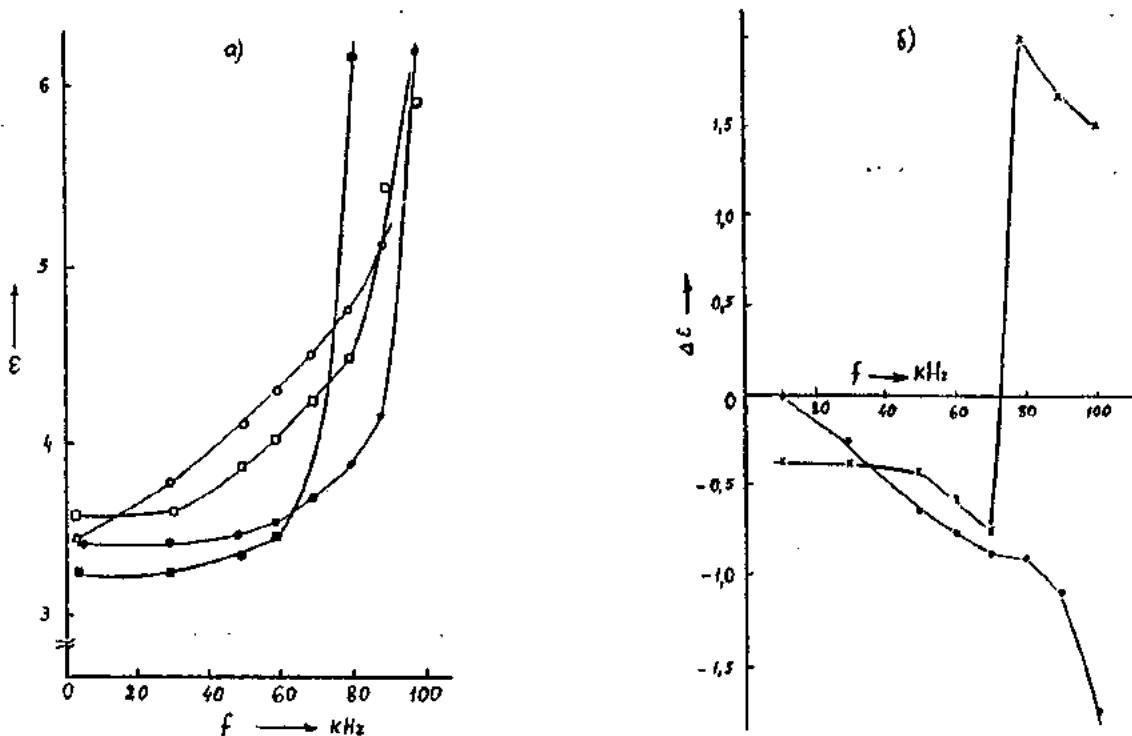


Рис.2 Частотные зависимости: а) продольного компонента диэлектрической проницаемости ( $\epsilon_{||}$ ) смектика А “•”, смектика С “•” и поперечного компонента ( $\epsilon_{\perp}$ ) для смектика А “○” и смектика С “□”; б) диэлектрической анизотропии ( $\Delta\epsilon$ ) для смектика А “•” и смектика С “×”.

Видно, что, вращение молекул по образующей конуса в планарной текстуре смектической С фазы происходит легче и быстрее по сравнению с остальными случаями как и было отмечено нами выше. Вращение молекул вокруг короткой оси затруднено. Влияние температуры на

времена релаксации в рассмотренном интервале температур незначительно. Эксперименты по выявлению механизма релаксации и дисперсии диэлектрической проницаемости смектиков рассмотренного класса, а также других типов продолжаются.

- [1] W. H. de Jeu, “Physical Properties of Liquid Crystalline Materials”, Gordon and Breach , New York ,1980 , p.49ff.
- [2] Л.М. Елинов, “Электро и магнитооптика жидких кристаллов”, Москва, “Наука”, 1978.
- [3] G.Durand , “Optical Applications of Liquid Crystals , Polymers ,Liquid Crystals and Low-Dimensional Solids”, p.239 , 1984.
- [4] H.Kresse , “Dielectric Behaviour of Liquid Crystals” , Fortschritte der Physik , 30 ,1982 , 10,507-582.
- [5] X.Ф.Аббасов, Г. М. Байрамов, “Физика” , АН Аз. Республики, №2 , 1999

X.F. Abbasov, Q.M. Bayramov, K.M. Budagov

### SMEKTİK MAYE KRİSTALIN BƏ'Zİ XASSƏLƏRİ BARƏDƏ

Maye kristalın smekтик A və C fazalarının dielektrik nüfuzluluğunu komponentləri və dielektrik anizotropiyasının tezlik asılılıqları öyrənilmiş, uyğun Coul-Coul diaqramları qurulmuşdur. Bu smekтик maye kristal mezofazalarının planar və homeotrop teksturaları üçün paylanma parametrləri və rəlaksasiya müddətləri tə'yin edilmişdir.

Abbasov H.F., Bayramov G.M., Budagov R.M.

### ON SOME DIELEKTRIC PROPERTIES OF THE SMECTIC LIQUID CRYSTAL

The frequency dependence of the dielectric constant and dielectric anisotropy permittivities components, and its anisotropy of the smectic A and C liquid crystals were studied, the Coul-Coul diagrams are constructed.

The distribution parameters and the relaxation time for planar and homeotrop textures of this smectic liquid crystals are defined.

Дата поступления: 11.03.00

Редактор: Ч.О. Каджар

# ФОТОПРОВОДИМОСТЬ И ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ МОНОКРИСТАЛЛОВ $\text{EuGa}_2\text{S}_4:\text{Co}$

О.Б.ТАГИЕВ

Институт Физики АН Азербайджана  
370143, г.Баку, пр. Г. Джавида, 33

С.Э.ГАСАНОВА

Азербайджанский Государственный Медицинский Университет им. Н.Нариманова  
370022, г.Баку, ул. Бакиханова, 23

Установлено, что при легировании монокристаллов  $\text{EuGa}_2\text{S}_4$  элементами переходных групп, в частности Co, эти соединения становятся фоточувствительными. На основании проведенных исследований определен характер фотопроводимости и ширина запрещенной зоны ( $E_g=2,55$  эВ) монокристаллов  $\text{EuGa}_2\text{S}_4:\text{Co}$ .

Монокристаллы  $\text{EuGa}_2\text{S}_4$  в чистом виде - не фоточувствительные материалы [1,2]. Легирование этих соединений переходными элементами в частности кобальтом и никелем заметно увеличило фоточувствительность. Исследование спектрального распределения фотопроводимости (ФП) позволяет получить информацию о зонных параметрах и локальных уровнях в полупроводниках [3].

Монокристаллы  $\text{EuGa}_2\text{S}_4$ , легированные Co и Ni, были выращены методом Бриджмена и имели р-тип проводимости. Контакты к образцам создавались вплавлением индия в планарном исполнении. Монокристаллы  $\text{EuGa}_2\text{S}_4:\text{Co}$  являются высокоомными ( $10^5\text{-}10^{11}$  Ом·см), широкозонными ( $E_g=2.0\text{-}3.0$  эВ) полупроводниками. Измерения ФП при температурах 273-400 К и электрических полях  $4\cdot10^2\text{-}6\cdot10^4$  В/см проводились с помощью монохроматора МДР-23 при стационарном освещении в области 0,4 - 1,0 мкм.

На рис.1 представлены спектры ФП при 293 К для  $\text{EuGa}_2\text{S}_4:\text{Co}$  при различных электрических полях. На спек-

тре ФП выявляются два максимума при длине волны 0,48 и 0,550 мкм и, с увеличением электрического поля, величина обоих максимумов растет. На спектрах ФП монокристаллов  $\text{EuGa}_2\text{S}_4:\text{Co}$  при различных температурах (рис.2) также наблюдается два максимума. С ростом температуры энергетическое положение коротковолнового максимума смещается в сторону длинных волн и фоточувствительность уменьшается. При температуре 335 К длинноволновый максимум исчезает. Такое изменение спектра в зависимости от температуры дает основание заключить, что ФП в области длинных волн носит примесный характер, а смещение коротковолнового максимума с ростом температуры говорит о том, что коротковолновый максимум связан с собственной ФП, соответствующей непрямому переходу в монокристаллах  $\text{EuGa}_2\text{S}_4$  [4].

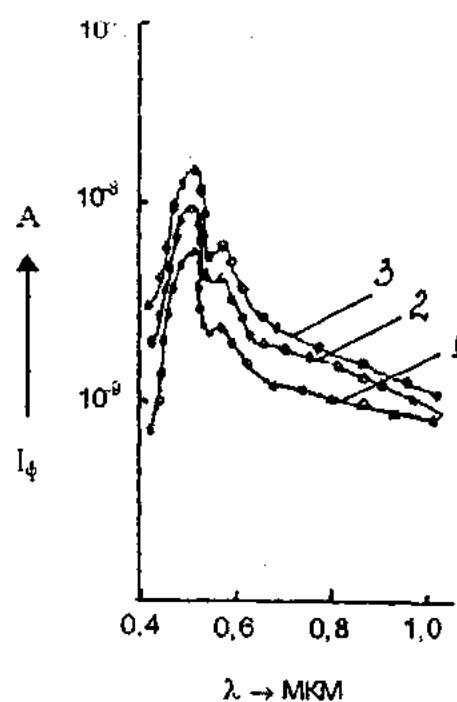


Рис.1. Фотопроводимость монокристаллов  $\text{EuGa}_2\text{S}_4:\text{Co}$  при 293 К в различных электрических полях  $E$ , В/см:  
1 -  $3,5\cdot10^3$ ; 2 -  $5,5\cdot10^3$ ; 3 -  $7,5\cdot10^3$ .

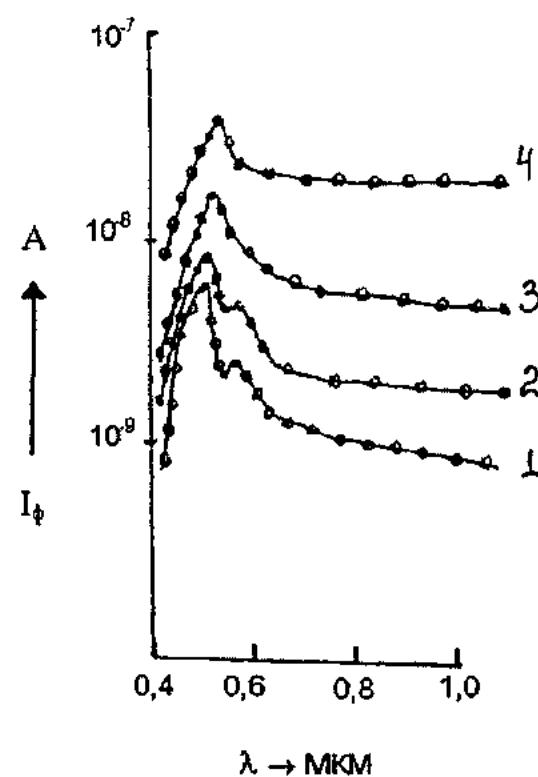


Рис.2. Фотопроводимость монокристаллов  $\text{EuGa}_2\text{S}_4:\text{Co}$  при  $E = 3\cdot10^3$  В/см в различных температурах  $T$ , К:  
1 - 293; 2 - 315; 3 - 335; 4 - 355.

Ширина запрещенной зоны, определенная по максимуму собственной фотопроводимости для  $\text{EuGa}_2\text{S}_4:\text{Co}$ , равна 2,55 эВ. Энергетическая разница между шириной запрещенной зоны и положением примесной ФП составляет 0,24 эВ. Можно предположить, что примесная ФП обусловлена переходом термооптически заполненных электронов из акцепторных уровней ( $E_g + 0,24$  эВ) в зону проводимости.

На рис.3. представлены спектры фотолюминесценции (ФЛ) монокристаллов  $\text{EuGa}_2\text{S}_4:\text{Co}$ . Нужно отметить, что кристаллы  $\text{EuGa}_2\text{S}_4$  в нелегированном состоянии люминесцируют в области длин волн 0,5-0,6 мкм, и спектр состоит из одной широкой полосы с максимумом 0,55 мкм [5], связанный переходом 5d-4f ионов  $\text{Eu}^{2+}$ . Как видно из рис.3 введение Co способствует смещению широкополосного максимума в область длинных волн ( $\lambda_{\max} = 0,590$  мкм).

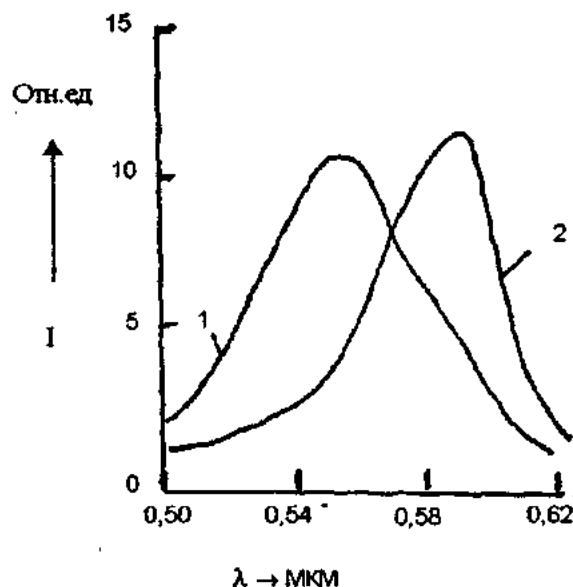


Рис.3. Спектр люминесценции монокристаллов  $\text{EuGa}_2\text{S}_4$  (1) и  $\text{EuGa}_2\text{S}_4:\text{Co}$ (2) при 300 К.

- [1] Ч.М.Брискина, В.М.Золин, Г.М. Нифтиев, В.М. Маркушев, Г.К.Асланов, О.Б. Тагиев. VI Всесоюзная конференция по химии, физике и техническому применению элементов группы III-VI. Труды докладов. Тбилиси, Панцухви, 1983, с. 50.
- [2] Г.М.Нифтиев, О.Б.Тагиев, В.М. Маркушев, Г.Ф. Тюленев, Г.К. Асланов, О.Б. Тагиев. Сборник научных трудов, Новосибирск, "Наука", 1990, с. 199.
- [3] М.К. Шейкман, А.Я. Шик. ФТП, 1976, 10, с. 209-233.
- [4] О.В. Tagiev, I.N. Ibragimova. Phys. Stat. Sol (a), 1986, 97, № 1, p.49-52.
- [5] Г.К. Асланов, Г.М. Нифтиев, О.В. Tagiev, Т.М. Briskina, В.М. Zolin. I. of Luminescence, 1985, 33, p. 135-140.

O.B. Tağıyev, S.Ə. Həsənova

### **EuGa<sub>2</sub>S<sub>4</sub>:Co FOTOKEÇİRİCİLİK VƏ FOTOLÜMİNESSENSİYA HADISƏSİ**

Müəyyən edilmişdir ki,  $\text{EuGa}_2\text{S}_4:\text{Co}$  monokristallarını Co elementi ilə aşqarlıdıqda, onlarda işığa həssaslıq yaranır. Bu tədqiqatlar nəticəsində fotokeçiriciliyin xarakteri və  $\text{EuGa}_2\text{S}_4:\text{Co}$  monokristallarının qadağan olunmuş zonasının eni ( $E_g=2,55$  eV) təyin olunmuşdur.

Fotoluminessensiya tədqiqatları göstərmişdir ki, enli zolaqlı ( $\lambda_{\max}=0,590$  mkm) şüalanma,  $\text{Eu}^{2+}$  ionlarının 5d-4f keçidi ilə əlaqədardır.

O.B. Tagiyev, S.E. Hasanova

### **PHOTOLUMINESCENCE AND PHOTOCONDUCTIVITY IN MONOCRYSTALS OF $\text{EuGa}_2\text{S}_4:\text{Co}$**

It was determined that when  $\text{EuGa}_2\text{S}_4$  monocrystal activated by Co then a light sensitivity appears. As a result of these researches there was discovered the character of photoconductivity and the width of injunction zone ( $E_g=2,55$  eV) in  $\text{EuGa}_2\text{S}_4$  monocrystal.

The photoluminescence researches showed that the wide stripe radiations ( $\lambda_{\max} = 0,590$  mkm) is connected with the transmission of  $\text{Eu}^{2+}$  ions.

Дата поступления: 05.04.00

Редактор: М.Г. Шахтахтинский

# TO THE THEORY OF MAGNETIC PROPERTIES OF HIGH - TEMPERATURE SUPERCONDUCTORS

**M.B. GUSEYNOV, A.M. SULEYMANOV, K.M. SULTANOV, V.S. TAGIEV**

*Institute of Physics of Academy of Sciences of Azerbaijan*

370143, Baku, JH.Javid av., 33

Magnetic properties and energetic spectrum of high - temperature superconductors (HTSC) with structure  $\text{La}_2\text{CuO}_4$  are considered. The value of critic field strength is obtained.

A number of high-temperature superconductors (HTSC) are magnet-ordered crystals [1-13]. Magnetic properties of such crystals can play an important role pairing mechanism [2,4-8]. Therefore investigations of HTSC properties are of certain interest. Antiferromagnetic HTSC with  $\text{La}_2\text{CuO}_4$  structure are subject of our invert.  $\text{La}_2\text{CuO}_4$  is the ancestor of metal-oxide HTSC series and quasi-two-dimensional four-sublattice antiferromagnetic.

A number of papers are dedicated to theoretical investigation of given problem (1-3, 9-12). In (1-3, 9) there have been considered homogenous case ( $\vec{k} = 0$ ,  $k$  - wave vector). In (9-12) case  $\vec{k} \neq 0$  is treated but dispersion of magnon

spectrum is treated in the absence of external magnetic field. In (11)  $\text{La}_2\text{CuO}_4$  is given as two-sublattice system but such model can't adequately describe the pattern of magnetic properties of four- sublattice system as  $\text{La}_2\text{CuO}_4$ .

This paper deals with energy spectrum, thermodynamic and high-frequency properties of antiferromagnetic HTSC with  $\text{La}_2\text{CuO}_4$  structure by method of Green function at ( $\vec{k} \neq 0$  and  $H \neq 0$  ( $H$ - external constant magnetic field)).

Quantum-mechanical Hamiltonian of system in question is chosen as:

$$H_1 = J_1 \sum_{m,m'} [\mu_1 (S_{mx} S_{m'x} + S_{my} S_{m'y}) + S_{mz} S_{m'z}] + \\ + J_2 \sum_{m,l,r} [\eta_2 (S_{rx} S_{rl} + S_{ry} S_{rl}) + S_{rz} S_{rl}] - d \sum_{m,m'} (S_{my} S_{m'z} - S_{mz} S_{m'y}) - H \sum_r S_{ry} \quad (1)$$

where  $J_1 > 0$  and  $J_2$  - parameters of exchange interaction inside and between the layers, respectively ( $J_1 \gg |J_2|$ ) due to  $\text{La}_2\text{CuO}_4$  has quasi-two-dimensional magnetic structure as it is mentioned)  $d$  - Dzyaloshinsky parameter giving rise deviation of spins from layer plain on angle  $\theta$ ,  $S$  - spin operator;  $\eta_1$ ,  $\eta_2$  are characterized anisotropy of exchange parameters ( $0 \leq \eta_1, \eta_2 \leq 1$ ),  $H$ -external constant magnetic field in units of  $g\mu_b$  ( $g$ -factor Lande,  $\mu_b$ -Bors magneton), indexes  $m$ ,  $m'$  refer to one layer, and indexes  $m, r$  - to different layers. As it shown from figure,  $(m, m') \equiv (1,2), (3,4)$ ;  $(m, r) \equiv (1,3), (1,4), (2,3), (2,4)$ . For spin pairs  $(1,3)$  and  $(2,4)$  -  $J_2 > 0$ , but for spin pairs  $(1,4)$  and  $(2,3)$   $J_2 < 0$ .

In intrinsic coordinate system of sublattices (15), gamiltonian (1), expressed as bose - operators appears as:

$$H = \sum_{n=0}^n H_n \quad (2)$$

where  $H_n$  - value of  $n$  - order with respect to bose - operators. According to requirements of main state  $H_1=0$ , terues  $H_3$  and  $H_4$  play a role in kinetics and we don't consider them here.

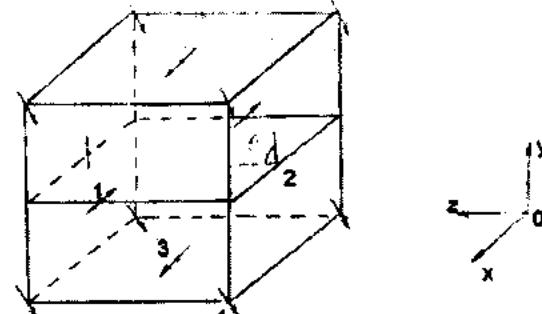


Fig. Magnetic structure of the crystal  $\text{La}_2\text{CO}_4$

$H_0$  - Hamiltonian of main state and such that  $\sigma H_0 / \sigma \theta = 0$  for equilibrium value of angle  $\theta$  we have:

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{d}{J_1(1+\eta_1) + 2J_2} \quad (3)$$

It is shown from (3) - that  $\theta=0$  at  $d=0$  and magnetic field  $H$  don't appear in this expression. So at  $H \parallel y$  magnetic field does not influence on main state. Frequencies of spin waves appears as:

$$\omega_{1,2}(k) = \left\{ (\Gamma + 2\beta_1)(\Gamma - 2\alpha_1) + h^2 \pm 2\sqrt{h^2(\Gamma - \alpha_1 + \beta_1)^2 + 4\alpha_2^2[(\Gamma + 2\beta_1)^2 - h^2]} \right\}^{1/2} \quad (4)$$

$$\omega_{3,4}(k) = \frac{1}{2} \left[ (\Gamma + 2\alpha_1)(\Gamma - 2\beta_1) + h^2 \pm 2\sqrt{h^2(\Gamma + \alpha_1 + \beta_1)^2 + \beta_2^2[(\Gamma + 2\alpha_1)^2 - h^2]} \right]^{1/2} \quad (5)$$

where  $\alpha_1 = \beta_1 \cos^2 \theta$  ( $i=1, 2$ ),

$$\Gamma = \frac{1}{2} (J_1 + J_2) \cos^2 \theta + d \sin \theta \cos \theta;$$

$$\beta_I = \frac{1}{4} \eta_I J_I \quad (I=1, 2)$$

It's easy to check that  $\omega_1, \omega_3$  are the optical branches, but  $\omega_2, \omega_4$  – acoustic branches.

In [12], where case  $H=0$  is considered, it was established, that:

- |                            |  |
|----------------------------|--|
| (1) – at $J_2=0, d \neq 0$ | $\omega_1=\omega_2, \omega_3=\omega_4$ takes place |
| (2) – at $J_2 \neq 0, d=0$ | $\omega_1=\omega_3, \omega_2=\omega_4$ takes place |
| (3) – at $J_2=d \neq 0$    | $\omega_1=\omega_2=\omega_3=\omega_4$ takes place  |

As it is shown, in cases (1) and (2) there have been taken place two-fold degeneracy, but in case (3) – four-fold degeneracy. But in case we consider, only in one case exactly at  $J_2=d=0$  we have degeneration:  $\omega_1=\omega_3, \omega_2=\omega_4$ . This result coincides in case (2) at  $H=0$ .

At  $\theta \rightarrow 0$  one can assume in future calculation  $\alpha_1=\beta_1, \alpha_2=\beta_2$ .

Then  $\omega_1=\omega_3, \omega_2=\omega_4$

For magnetization of sublattice we have

$$\langle S^z \rangle = \frac{1}{2} - \varphi(0) - \varphi(T) \quad (6)$$

In (6)

$$\varphi(0) = \frac{1}{2N} \sum_k \left[ -1 + \frac{\Gamma}{\omega_1 + \omega_2} + \frac{\Gamma(\Gamma^2 - 4\alpha_1^2) - 8\alpha_1^2(\Gamma + 2\alpha_1)}{\omega_1 \omega_2 (\omega_1 + \omega_2)} \right] \quad (7)$$

describes magnetization deviation from saturation at  $T=0$  at the expense of zero oscillations in system (quantum spin reduction), and

$$\varphi(T) = \frac{1}{2N} \sum_k \left\{ \frac{1}{\omega_1^2 - \omega_2^2} \left[ \frac{\omega_1^3 + \omega_1^2 - \mu_1 \omega_1 - \mu_2}{\omega_1} f(\omega_1) - \frac{\omega_2^3 + \Gamma \omega_2^2 - \mu_1 \omega_2 - \mu_2}{\omega_2} f(\omega_2) \right] \right\} \quad (8)$$

magnetization deviation at the expense of thermal oscillations of spin (magnons) at  $T \neq 0$ ,

$$\mu_1 = \Gamma^2 - 4\alpha_1^2; \mu_2 = \Gamma(\Gamma^2 - 4\alpha_1^2) - 8\alpha_1^2(\Gamma + 2\alpha_1)$$

$$f(\omega) = \left[ \exp\left(\frac{\omega}{T} - 1\right) \right]^{-1}, \quad (k_B=1)$$

At low temperatures

$$\langle S^z \rangle = \frac{1}{2} - \varphi(0) - \frac{\Gamma}{4\pi^2} \left[ \frac{R_3^{3/2} - R_4^{3/2}}{(R_1 R_2 R_3)^{3/2}} \right] T^2 \quad (9)$$

if  $(R_1 R_3)^{1/2} \ll T \ll T_N$ . At  $T \ll (R_1 R_3)^{1/2}$  both branches give exponentially small corrections.

In (9)

$$R_1 = J_1(0) \eta_1 + J_2(0) \eta_2; \quad R_4 = [J_1(0) \eta_1 - 2J_2(0) \eta_2]; \quad R_5 = \frac{1}{12} [J_1(0) \eta_1 + 2J_2(0) \eta_2]$$

In the neighborhood  $T_N$  ( $T < T_N$ ) at  $H=0$

$$\langle S^z \rangle = \sqrt{\frac{T_N}{F}} \left( 1 - \frac{T}{T_N} \right) \quad (10)$$

where

$$F = \frac{2}{N} \sum \frac{\Gamma + 2\alpha_2}{6}, \quad \text{but}$$

$$T_N = \left\{ \frac{2}{N} \sum_k (\Gamma + \alpha_2) \left[ \frac{1}{\omega_1^2} + \frac{1}{\omega_2^2} \right] \right\}^{-1}$$

Neel temperature. At  $T_1 \sim 10^3 \text{ K} \left( T \approx \frac{J_1}{K_B} \right)$  we have

$T_N \approx 270 \text{ K}$ .

Magnetic heat capacity, is defined in the following way:

$$C_m = \left( \frac{NV}{4\pi^2} \right) \frac{1}{T^2} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\omega_1^2 e^{\omega_1 T} k^2 dk}{(e^{\omega_1 T} - 1)^2} \quad (11)$$

At low temperatures

$$C_m = \left( \frac{NV}{\pi^2} \right) \frac{1}{R_1^{3/2}} \left( \frac{1}{R_4^{3/2}} + \frac{1}{R_5^{3/2}} \right) T^3 \quad (12)$$

if  $(R_1 R_5)^{1/2} \ll T \ll T_N$

$$\begin{aligned} C_m = & \left( \frac{NV}{4\pi^2} \right) \left( \frac{\pi}{2} \right)^{1/2} \left[ \frac{P_1^{7/2}}{\gamma_1} e^{-\frac{P_1}{T}} + \frac{P_2^{7/2}}{\gamma_2} e^{-\frac{P_2}{T}} \right] T^{-1/2} + 3 \left[ \frac{P_1^{5/2}}{\gamma_1} e^{-\frac{P_1}{T}} + \frac{P_2^{5/2}}{\gamma_2} e^{-\frac{P_2}{T}} \right] T^{1/2} + \\ & + \frac{15}{4} \left[ \frac{P_1^{3/2}}{\gamma_1} e^{-\frac{P_1}{T}} + \frac{P_2^{3/2}}{\gamma_2} e^{-\frac{P_2}{T}} \right] T^{3/2} \end{aligned} \quad (13)$$

if  $T \ll (R_1 R_5)^{1/3}$ . In (9), (12) and (13)  $P_1 = (R_1 R_5 - R_2 d)^{3/2}$ ,  $P_2 = (d R_1)^{1/2}$ ,  $\gamma_1 = (R_1 R_4 - R_2 R_3)^{3/2}$ ,  $\gamma_2 = (R_1 R_5 - R_2 d)^{3/2}$ .

The dependences (14) and (15) agree to the experimental data on heat capacity investigations [9]. Transversal (dynamical) magnet susceptibility is the following:

$$\chi_1(k, \omega) = -4\mu^2 \frac{\omega^2 + \Gamma\omega^2 - \mu_1\omega - \mu_2}{(\omega_1^2 - \omega^2)(\omega_2^2 - \omega^2)} \quad (14)$$

(14) describes resonance behavior of system  $\text{La}_2\text{CuO}_4$ .

Having expanded  $\omega$  in terms of  $k$  at low temperatures and integrating (14) we can show that  $\chi_1 \sim T$ , which accords with the results of paper [9].

We note, that as the external magnetic field is increasing (at a certain value of this field). First the spins change from anti-parallel state into the state of spin-flop phase and make an angle  $\varphi$  ( $0 < \varphi < 2\pi$ ) and then they come together. These values of the magnetic field are called critical and determined when the acoustic branch is ignored (in our case it is  $\omega_2$ ) at  $k=0$ .

So we have

$$h_{k1} = \sqrt{(\Gamma - 2\alpha_1)^2 - 16\alpha_1^2} \quad (15)$$

is the critical field, corresponding to the change from the parallel state of spins into the spin-flop-phase and

$h_{k2} = \Gamma + 2\alpha_1$  – is the critical field, corresponding to the change from spin-flop-phase into the state of parallel spins.

## Results

- Unlike paper [11], where  $\text{La}_2\text{CuO}_4$  is considered as two-sublattice system in the present paper  $\text{La}_2\text{CO}_4$  is considered as four-sublattice anti ferromagnetic system, which is taken place.
- It was established that if the external magnetic field is perpendicular to the direction  $S_z$ , it doesn't influence on the basic state.
- Considering the external magnetic field results in taking off degeneracy in the energetic spectrum of spin excitations of anti ferromagnetic HTSC  $\text{La}_2\text{CuO}_4$ . Just in one case, particularly when  $J_2 \ll J_1$ ,  $J \ll J_1$ , the following degeneracy  $\omega_2 = \omega_3$ ,  $\omega_2 = \omega_4$  is true one. This result coincides with the case of the work [2] at  $H=0$ .
- For the first time there have been obtained the expression for critical fields in anti ferromagnetic crystal  $\text{La}_2\text{CuO}_4$ .

- [1] A.S. Borovik - Romanov, A.I. Buzdin, N.M. Kreines, S.S. Krotov. JETT Letters, 1988, 47, ext. 11 p.60
- [2] V.G. Baryakhtar, V.M. Loktev, D.A. Yablonskyi. Preprint ITF-88 81P, ITF Ukrainian Acad of Sc., Kiev., 1988
- [3] S.S. Krotov, R.M. Farzeddinova. SFHT, 1989, vol. 2 N-2, p.60
- [4] P.W. Anderson. Science, 1987, v.235, N-4794, p. 1196
- [5] V.J. Emery. Phys. Rev. Lett., 1987, v. 59, N-26, p. 2794
- [6] T.E. Hirsch. Phys. Rev. Lett., 1987, v. 59, N-2, p.228

- [7] V.I. Pokrovsky, G.V. Uimin, D.V. Khvetshenko. JETT Letters, 1987, v.46, Appendix, p. 136
- [8] T.R. Schrieffer, X.G. Wen, S.C. Zhang. Phys. Rev. Lett., 1988, v. 60, N-10, p. 944
- [9] V.G. Baryakhtar, V.M. Loktev, D.A. Yablonskyi. SFHT, 1989 vol. 2 N-1, p.16
- [10] V.G. Baryakhtar, V.A. Lvov, V.M. Loktev, D.A. Yablonskyi. SFHT, 1989 vol. 2 N-8, p.59

## TO THE THEORY OF MAGNETIC PROPERTIES OF HIGH – TEMPERATURE SUPERCONDUCTORS

- [11] *M. Takahashi.* J. Phys. Soc. Japan, 1989 vol. 58 N-5, p.1524
- [12] *N.G. Guseynov, Kh.M. Pashayev, M.B. Guseynov,* Preprint, N-337, Institute of Physics Academy of Sc. of Azerbaijan Republic, Baku, 1989, p.11
- [13] *Comments. Cond. Mat. Phys.,* 1988, v. 14, N-2, p-65
- [14] *E.A. Turov.* Physical properties of magneto-ordered crystals., M., Academy of Sciences of USSR, 1963, p..325
- [15] *S.V. Tyablikov.* Metodi kvantovoy teori magnetizma. M., Nauka, 1975, p.527

М.Б. Гүсейнов, А.М. Сүлейманов, К.М. Султанов, В.С. Тағиев

### **YÜKSƏK TEMPERATURLU İFRAT KEÇİRİCİLƏRİN MAQNİT XASSƏLƏRİNƏ DAİR**

Yüksək temperaturlu antiferromaqnit ifrat keçiricilərin maqnit xassələri və enerji spektri təqdim edilmişdir.  $\text{La}_2\text{CuO}_4$  tipli kristallara baxılmışdır. Kritik sahə gərginliyinin faza sərhəddinə uyğun olan qiymətləri alınmışdır.

М.Б. Гусейнов, А.М. Сулейманов, К.М. Султанов, В.С. Тагиев

### **К ТЕОРИИ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ**

Ряд ВТСП являются магнитоупорядоченными кристаллами. Объектами исследования данной работы являются антиферромагнитные ВТСП со структурой  $\text{La}_2\text{CuO}_4$ . Получен спектр возбуждения спиновых волн исследован в разных случаях магнитного поля. Получено значение критического поля, соответствующей фазовой границе.

Дата поступления: 08.08.2000

Редактор: Ф. М Гашимзаде