

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

2

Fizika

Cild

V

1999

Bakı * Elm

ANOMALOUS REFRACTION OF LIGHT IN GaSe LAYERED CRYSTALS

V.M. SALMANOV, A.A. AGAYEVA

*Baku State University named after M.E. Rasulzade
Academician Z. Khalilov street 23, Baku-370148*

E.K. GUSEYNOV

*Institute of Photoelectronics Academy of Sciences of Azerbaijan
F. Agayev str., 555 block, Baku 370141*

Ch.I. ABILOV

*Baku Technical University
H. Javid, av. 25, Baku, 370073*

For the first time, in GaSe layered crystals obtained by the Bridgman method for want of falling of radiation by the He-Ne laser is perpendicular to a surface of samples, a light refraction anomaly has been observed. The anomaly appears in splitting (without scattering) of radiation which past through crystal on two rays under angles of 13° and 70° to a direction of an incident radiation. This effect appears on samples prepared only from a certain parts of the ingots grown up on reproduced technology.

The supposition is expressed that this effect is connected with disorientation of a group of layers with respect to normal ones in a defined part of a ingot during growth because of availability of a temperature gradient in the temperature profile of the metallurgical furnace.

For the first time, in GaSe layered crystals, a light refraction anomaly has been observed experimentally. As can see from Fig. when a He-Ne laser light is incident perpendicularly to the surface of the samples, contrary to passing always along the incoming direction, it splits (without scattering) into two rays making angles of 13° (θ) and 70° (γ) with the incident direction, respectively. Intensity of the second ray (refracted under 70°) is rather lower than for the first one. The behavior of the outgoing rays is similar to that of the refracted rays from a prism made of GaSe with refraction angle 7° and refractive index is equal to 2.8. Experiment shows that the linear dispersion of the samples is of the order 47 nm/mm.

The investigated GaSe crystals were grown by the Bridgeman method. Samples were obtained by cleaving the ingots along the plane of the layers into slices of 1 cm^2 areas and few micrometer thick. This anomaly appears only in certain parts of the ingot, whereas the other parts exhibit the usual properties of the GaSe crystal.

To become sure about the reproducibility of this anomalous effect, the synthesis and growth process of the ingots were repeated again under the same experimental conditions to produce new samples, where some of them exhibited the same anomaly. This shows that, it is quite possible to obtain some samples possessing the above-mentioned features.

To find out whether the investigated samples are merely GaSe, their structure and also some of their physical properties such as absorption, photoconductivity and etc. were studied by both the X-ray and Nd:YAG and Rhodamine 6G dye lasers. X-ray structure analysis shows that these samples possess hexagonal structure with the lattice constants $a = 3.73 \text{ \AA}$ and $c = 15.88 \text{ \AA}$ which belong to ϵ -type GaSe [1]. Study of the physical properties of these samples shows that, their characteristics are practically similar to those of the usual GaSe crystal [2-4].

To our opinion, the reason for the existence of this anomalous effect in some of the GaSe samples can be due to disorientation of a group of layers width respect to normal ones (the thickness of each layer $\sim 0.8 \text{ nm}$ [5]) during the growth process which can in turn be due to the existence of a particular temperature gradient in the growth furnace giving the possibility to reproduce this anomaly. To elucidate the exact mechanism responsible for this anomaly needs further investigation, which is being carried out at the moment.

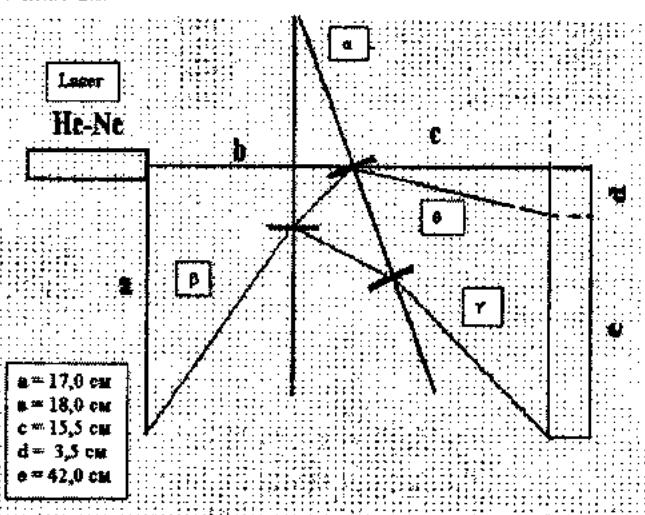


Fig. The optical scheme of experiment of the anomaly refraction of light in GaSe layered crystal.

- [1] A. Kuhn, A. Chevy, R. Chevalier. Phys. Stat. Sol.(a), 1975, 31, 469.
- [2] R. Le Toullec, M. Balkanski, J.M. Besson. Phys. Lett., A55, 1975, 245.
- [3] G.B. Abdullaev, G.L. Belenki, E.Yu. Salaev, R.A. Su-

- leimanov. Nuovo Cimento, 1977, 38B, 469.
- [4] O.Z. Alekperov, M.O. Godjaev, M.Z. Zarbaliev, R.A. Su-leimanov. Sol. Stat. Commun., 1991, 77, 65.
- [5] Z.S. Bazinski, C.B. Dove, A. Moose. Helv. Phys. Acta,, 1961, 34, 373.

V.M. Salmanov, E.K. Hüseynov, Ç.İ. Əbiloğlu, A.A. Ağayeva

GaSe LAYLI KRİSTALLARDA ŞÜANİN ANOMAL SINMASI

İlk dəfə olaraq Brümen üsulu ilə alınmış laylı GaSe kristallarda, He-Ne lazerindən nümunənin səthinə perpendikulyar istiqamətdə şüa düşdükdə anomal sinma aşkar edilmişdir. Anomallıq kristaldan keçen şüanın düşən şüa ilə 13° və 70° bucaq əmələ getirən iki şüaya bölünməsində özünü göstərir. Müşahidə olunan effekt, ancaq təkrar olunan texnologiya ilə alınmış kristalların mərkəzi hissəsində hazırlanmış nümunelerde müşahidə olunur.

Ferz olunur ki, bu effekt kristal közərdilən sobada profil boyunca temperatur qrädiyenti hesabına müəyyən hissədə layları bir hissəsinin standart laylara nezərən fərqli istiqamətlənməsi hesabına baş verir.

В.М. Салманов, Э. К. Гусейнов, Ч.И. Абилов, А.А. Агаева

АНОМАЛЬНОЕ ПРЕЛОМЛЕНИЕ СВЕТА В GaSe СЛОИСТЫХ КРИСТАЛЛАХ

Впервые в GaSe слоистых кристаллах, полученных методом Бриджмена, при падении излучения от He-Ne лазера перпендикулярно к поверхности образца обнаружено аномальное преломление света. Аномалия проявляется в расщеплении (без рассеивания), прошедшего через кристалл излучения, на два луча под углом 13° и 70° к направлению падающего излучения. Наблюдаемый эффект проявляется на образцах, приготовленных только из центральной части слитков, выращиваемых по воспроизводимой технологии.

Высказано предположение, что этот эффект связан с дезориентацией группами слоев, относительно обычной, в определенной части слитка в процессе роста кристалла из-за наличия температурного градиента в температурном профиле металлургической печи.

КРИСТАЛЛОФИЗИКА НИЗКОРАЗМЕРНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Э.М. КЕРИМОВА, С.Н. МУСТАФАЕВА

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

Разработаны режимы синтеза и технология выращивания слоисто-цепочечных монокристаллов типа $A^{III}B^{III}C_2^{VI}$.

Изучены электрофизические свойства полученных низкоразмерных полупроводников и влияние на них различных внешних факторов. На основе полученных полупроводников предложены эффективные приемники видимого и ИК-излучения, нейтронные детекторы, тензо- и пьезофоторезисторы.

Поиск новых полупроводниковых кристаллических материалов, используемых для нужд электронной техники, является одной из основных задач кристаллофизики.

На протяжении многих лет в лаборатории "Кристаллофизики" проводятся работы по разработке режимов синтеза и технологии выращивания слоисто-цепочечных монокристаллов типа $A^{III}B^{III}C_2^{VI}$ (A -Tl, B-In, Ga, Ag, Cu, Co, Mn, Ni, Fe, Sb, P3Э; C - S, Se, Te).

Разработаны технологические и кристаллохимические аспекты синтеза и выращивания низкоразмерных халькогенидов с участием элементов ШБ подгруппы, РЗЭ и переходных металлов, а также твердых растворов на их основе [1-3]. Разработаны оптимальные режимы интеркалирования ионами лития слоисто-цепочечных полупроводников типа $A^{III}B^{III}C_2^{VI}$ тянувшим электрическим полем из раствора специально разработанного электролита [4].

Нами проводится изучение физических свойств (электрических, фотоэлектрических, оптических, тепловых, рентген дозиметрических) полученных низкоразмерных полупроводников под воздействием различных внешних факторов (ионизирующие излучения, электрические и магнитные поля, температура и давление).

Была собрана установка для комплексных исследований оптических и фотоэлектрических спектров полупроводниковых кристаллов методами модуляционной спектроскопии. В основу этой установки входит комплекс спектральный вычислительный универсальный КСВУ-6М, позволяющий полностью автоматизировать процессы записи и математической обработки спектров. Широкий температурный диапазон исследований достигался при помощи гелиевого оптического криостата типа УГ-РЕКС. Дополнительные приспособления, разработанные нами, позволяют измерять λ -модуляционные, пьезомодуляционные и электромодуляционные оптические и фотоэлектрические спектры. Установка позволяет также производить одновременную запись самого спектра, его 1-ой и 2-ой производных.

Исследование влияния интеркаляции, температуры и деформации на спектры экситонного поглощения монокристаллов типа $A^{III}B^{III}C_2^{VI}$ установлено, что температурная зависимость максимума экситонной полосы поглощения в этих соединениях имеет сложный характер. В частности, для $TlGaS_2$ температурный коэффициент зависимости основного состояния прямого экситона имеет положительный знак, в то время как для $TlGaSe_2$ - отрицательный; при этом температурный и барический коэффициенты сдвига в них претерпевают скачкообразные

изменения при структурнофазовых перестройках, характерных для кристаллов этого типа. Интеркаляция литием монокристалла $TlGaSe_2$ приводит к смещению экситонного пика E_{ex}^I в сторону малых энергий во всем изученном интервале температур; уменьшается также по абсолютной величине коэффициент температурного сдвига, причем в областях $T \leq 20K$ и $90K \leq T \leq 110K$ это изменение происходит скачкообразно. Вторая, низкоэнергетическая полоса экситонного поглощения E_{ex}^{II} , наблюдаемая при $T \leq 120K$, с понижением температуры смещается в сторону больших энергий, а величина $\partial E_{ex}^{II} / \partial T$ претерпевает скачки при температурах около 90, 50 и 20 K [5].

Анализ результатов изучения влияния состава твердых растворов $Tl(InS_2)_{1-x}(FeSe_2)_x$ ($0 \leq x \leq 0,015$) на их физические свойства показал, что по мере увеличения x ширина запрещенной зоны и энергия экситонного пика линейно увеличиваются, рентгенопроводимость увеличивается в 2+3 раза, а температуры фазовых переходов заметно смещаются в сторону низких температур [6]. Исследованы спектры поглощения экситонной люминесценции и комбинационного рассеяния (КР) света в монокристаллах $TlGaS_2$ при температуре 1,8 K. Обнаружена многополосная фотoluminesценция в области 2,48-2,54 эВ, обусловленная излучательной рекомбинацией непрямого экситона с эмиссией фононов. Найдены энергетические положения прямого (2,606 эВ) и непрямого (2,540 эВ) экситонов и их энергии [7].

В результате исследования λ -модуляционных фотоэлектрических спектров монокристаллов $TlGa_{1-x}Fe_xS$ в области экситонного поглощения установлено, что замещение $Ga \rightarrow Fe$ (1-2 ат.%) приводит к существенному сдвигу экситонной полосы; при увеличении концентрации Fe экситонный пик на краю поглощения исчезает. Последнее связывается с сильным изменением межслоевых связей в монокристалле [8].

Анализ результатов изучения влияния частичного замещения атомов индия железом в монокристаллах $TlIn_{1-x}Fe_xS_2$ ($x=0+0,01$) на их физические свойства показал, что по мере увеличения x длинноволновой край фотопроводимости смещается в сторону более длинных волн от 1,5 до 1,1 эВ (826 нм до 1127 нм), фоновый спектр в области частот $250+350 \text{ cm}^{-1}$ перестраивается, а температура сегнетоэлектрического фазового перехода смещается в сторону низких температур (с 200 до 185 K) [9,10].

Изучены особенности рентгенопроводимости и рентгендозиметрических характеристик монокристаллов типа A^3B^6 , $A^3B^3C_2^6$ и их твердых растворов

[$T1(GaS_2)_{1-x}(InSe_2)_x$; $T1(InS_2)_{1-x}(FeSe_2)_x$; $T1Ga_{1-x}Fe_xS_2$]. Выявлены перспективы их практического использования в качестве активных элементов для детекторов рентгеновского излучения [11].

На основе экспериментальных измерений выявлено, что монокристаллы $T1GaSe_2$ проявляют высокую рентгеночувствительность при всех фиксированных значениях ускоряющего потенциала в области 25-50 кэВ и "эффективной жесткости" излучения; зависимость рентгенопроводности от интенсивности дозы (E) носит степенной характер: $\Delta\delta_{E,0} \sim E^{0.5+1}$.

Проведены экспериментальные исследования влияния жестких излучений на фотоэлектрические свойства трехкомпонентных полупроводников типа $A^3B^3C_2^6$ ($T1InSe_2$, $T1GaSe_2$) и фотодиодов на их основе.

Исследовалось влияние предварительного гамма (источник кобальт-60) (10^4 - 10^8 Р), импульсного нейтронного с энергией $E \geq 0,1$ Мэв ($\Phi = 10^{12}$ - 10^{14} н/см²) и электронного с энергиями 6 и 25 Мэв ($\Phi = 10^{13}$ - 10^{16} э/см²) облучений на спектральные характеристики и интегральную фоточувствительность монокристаллов $T1GaSe_2$, $T1InSe_2$ р-типа проводимости и фоточувствительных структур на их основе [12].

Выявлено, что в результате облучения нейtronами до $5 \cdot 10^{13}$ н/см² элементов на основе $T1GaSe_2$ фоточувствительность в максимуме спектральной характеристики (0,56-0,58 мкм) практически не меняется, одновременно наблюдается незначительное увеличение фоточувствительности в примесной области до 1,2 мкм. В отличие от указанной области в диапазоне более коротких волн (0,34-0,55 мкм) изменение спектральной фоточувствительности вследствие указанного нейтронного облучения носит обратный характер. Величина интегральной фоточувствительности (к источнику "A") монокристаллов $T1GaSe_2$ под действием нейтронного (до $5 \cdot 10^{13}$ н/см²) и гамма-облучения (до 10^8 Р) при прочих равных условиях зависит от величины приложенного напряжения.

В кристаллах $T1InSe_2$ обнаружен акустофотовольтаический эффект, заключающийся в наличии управляемой звуком э.д.с. в направлении распространения продольных звуковых волн вдоль тетрагональной оси (001) [13].

Установлено, что за счет интеркалирования монокристаллов типа $A^3B^3C_2^6$ литием можно управлять электропроводностью вдоль С-направления кристалла, увеличивать степень анизотропии. Введение ионов лития в межслоевые или межцепочечные пространства этих кристаллов способствует увеличению фоточувствительности, рентгеночувствительности, а также расширяет спектральный диапазон чувствительности указанных кристаллов. Интеркалирование литием приводит к замедлению кинетики фототока в кристаллах, а также к образованию в образцах внутренней э.д.с., управляемой различными длинами волн видимого диапазона [4, 14-17].

В широком диапазоне температур (300-900К) исследованы электрофизические свойства тройных соединений со слоистой и цепочечной структурой $T1InC_2^6(C-Se,Te)$. Выявлено, что доминирующим механизмом рассеяния относительно тока в них является рассеяние на акустических колебаниях решетки. На основе стандартной модели зонного спектра определены основные характеристические параметры: эффективная масса, плотность состояний носителей, отношение подвижностей, температурный коэффициент ширины запрещенной зоны [18,19].

Исследованием явлений переноса тепла при различных температурах (77-650 К) в монокристаллах $T1InC_2^6$ установлено, что основным механизмом рассеяния фононов являются трехфононные процессы.

На основе полученных низкоразмерных полупроводников типа $A^3B^3C_2^6$ предложены эффективные приемники видимого и ИК-излучения, детекторы рентгеновского и гамма-излучения, нейтронные детекторы, тензо- и пьезофоторезисторы [11, 12, 16, 20].

-
- [1] G.D. Guseinov, A.M. Ramazanzeade, E.M. Kerimova, M.Z. Ismailov. Phys. Stat. Sol., 1967, v.22, №1, p.K117-K122.
- [2] G.D. Guseinov, E. Mooser, E. Kerimova et. al. Phys. Stat.Sol. 1969, v.34, p.33-44.
- [3] G.D. Guseinov, G.G. Guseinov, E.M. Kerimova et .al. Materials Research Bulletin. 1978, v.13, p.975-982.
- [4] С.Н. Мустафаева. Неорганические материалы. 1994, т.30, №8, с. 1033-1036.
- [5] E.M. Kerimova, S.N. Mustafaeva, N.Z. Gasanov. 10th International Conference on ternary and Multinary Compounds ICTMC-10 Stuttgart. Sept. 1995, 19-22, p.11-30.
- [6] Э.М. Керимова, Г.Г. Гусейнов, Л.Ф. Исмаилзаде, Ф.К. Заманова. Неорганические материалы. 1997, т.33, №9, с.1060-1062.
- [7] E.M. Kerimova, S.G. Abdullaeva, S.N. Mustafaeva, S.I.Mekhtiyeva. Materials of the Intern. Conf. on Luminescence. Prague.Carles University. 19-20 August, 1996, Czech.Republic.
- [8] Э.М. Керимова, С.Б. Кязимов, Р.Н.Керимов. Тез. докл. 7-го Международного научного семинара "Физика магнитных явлений" г. Донецк, 23 мая, 1994, Украина.
- [9] Э.М. Керимова, С.Н. Мустафаева, Л.А. Исмаилзаде и др. Fizika, 1998, т.4, №1, с.28-29.
- [10] Э.М. Керимова, С.Н. Мустафаева, П.Г. Исмаилова и др. Материалы 1-ой Респ. научн. конф."Актуальные проблемы физики". Баку, БГУ им. М. Расулзаде, 5-6 февр.,1998 , с. 255-256.
- [11] Э.М. Керимова, С.Н. Мустафаева, Ф.М. Сейдов. Fizika,1998, т.4, №3.
- [12] A.Z.Abasova, E.M.Kerimova, G.A.Muradova, A.M.Pashayev. Inst. Phys.Conf. ser. №152: Section H: Single cristal and thin film Devices. 1998, IOP Publishing Ltd., p.983-988.
- [13] Г.Д.Гусейнов, Г.Б. Абдуллаев, Э.М.Керимов и др. Тез. докл. на VIII научно-техническом совещании по фотоэлектрическим полупроводниковым приемникам излучения. Москва. Секция X, 1978, с. 67.
- [14] С.Н.Мустафаева, М.М.Асадов, В.А.Рамазанзаде. Неорган. материалы. 1995, т.31. №3. с.318-320.
- [15] С.Н. Мустафаева, М.М. Асадов. Неорган. материалы. 1997, т.33, №7, с.790-792 .

- [16] S.N. Mustafaeva, M.M. Asadov, V.A. Ramazanzade. Materials of the 11th International Conference on ternary and multinary compounds. ICTMC-11, Salford, United Kingdom. Department of Physics, University of salford 8-12 th September 1997, p.1-71.
- [17] С.Н. Мустафаева, Э.М. Керимова, Н.З. Гасанов. ФТП., 1998, т.32, №2, с.145-147.
- [18] Э.М. Керимова, Г.Д. Гусейнов, С.Д. Мамедбейли и др. Неорган. материалы. 1989, т.25, с.1392-1394.
- [19] Э.М. Керимова, Г.Д. Гусейнов, С.М. Бидзинова. Препринт №3, ИФАН Аз. Респ., Баку, 1991, с.20.
- [20] Э.М. Керимова, С.Д. Мамедбейли, А.З. Аббасова, П.Г. Исмаилова. Fizika. 1996, т.2, №2, с.30-33.

Е.М. Керимова, С.Н. Мустафайева

KIÇİK ÖLÇÜLÜ YARIMKEÇİRİCİLƏRİN KRİSTALLOFİZİKASI

$A^3B^3C_2^6$ tipli ləylə-zəncirvari monokristalların alınma rejimi və texnologiyası işlənmişdir. Alınmış monokristalların elektrofiziki xassələri, onlara xarici amillərin tə'siri öyrənilmişdir.

Alınmış $A^3B^3C_2^6$ tipli kiçik ölçülü yarımkəçiricilərdən müxtəlif şularını qeyd edən effektiv detektorlar, görünən, infraqırmızı şuları qəbul edən çeviricilər və həmin kristallar əsasında müxtəlif cihazlar təklif olunmuşdur.

Е.М. Керимова, С.Н. Мустафайева

THE CRYSTALOPHYSICS OF LOW-DIMENTIONAL SEMICONDUCTORS

The synthesis regimes and technology of growth of layer and chain $A^3B^3C_2^6$ - type single crystals have been elaborated. Electrophysical properties of obtained low-dimentional semiconductors have been investigated.

The influence of external effects on physical properties of these crystals have been studied. The effective receivers of visible and infrared light, various ray-detectors and piesophotoresistors have been proposed on the base of obtained low-dimentional $A^3B^3C_2^6$ semiconductors.

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СТЕКЛООБРАЗНОГО СЕЛЕНА, ХАЛЬКОГЕНИДНЫХ СТЕКЛООБРАЗНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ (ХСП) СИСТЕМЫ Se-As И ВЛИЯНИЕ НА НИХ ПРИМЕСЕЙ ГАЛОГЕНОВ

С.И. МЕХТИЕВА, А.И. ИСАЕВ, В.З. ЗЕЙНАЛОВ, З.И. ЮСИФОВ, Я.Г. ГАСАНОВ

Институт Физики АН Азербайджана

371043, г. Баку, пр. Г. Джавида, 33

Установлено, что кривые спектральной зависимости коэффициента оптического поглощения (α) стеклообразного селена и ХСП системы Se-As с примесью галогенов состоят из трех участков: из "хвоста" при низких энергиях падающего фотона (1+1,5 эВ), экспоненциального участка при промежуточных энергиях, (1,5÷2,2 эВ), и участка степенной зависимости α при энергиях выше ~2,2 эВ. Наблюдаемые особенности объясняны структурными неупорядоченностями исследованных объектов.

Исследование оптических свойств стеклообразного селена посвящено много работ [1-5, 11]. Однако, интерпретации оптических свойств стеклообразного селена в краях фундаментального поглощения, предлагаемые различными авторами, противоречат друг другу. Не опубликованы данные по влиянию заряженных дефектных центров на оптические свойства стеклообразного селена и систем на его основе, а также – по корреляции между оптическими и электрическими свойствами.

С этой целью исследованы спектры оптического поглощения в интервале энергий фотонов 1÷3 эВ стеклообразного селена и ХСП системы Se-As, а также влияние на них примесей галогенов (хлор, бром). Для получения значений коэффициента поглощения (α) в интервале величин от 1 до 10^6 cm^{-1} исследовался набор образцов, имеющих толщины от 500 Å до 10 мм.

Спектральная зависимость коэффициента поглощения от энергии падающего фотона в чистом стеклообразном селене, в ХСП системы Se-As (рис.1), а также в ХСП состава $\text{Se}_{95}\text{As}_5$, с различным содержанием брома (рис.2а) и хлора (рис.2б), показаны на рис.1 и 2.

Кривые спектральной зависимости α имеют три участка. Они состоят из "хвоста" при низких энергиях падающего фронта (1÷1,5 эВ), экспоненциального участка в промежуточных энергиях (1,5÷2,2 эВ) и участка степенной зависимости при энергиях выше ~2,2 эВ.

Экспоненциальный участок охватывает значения α , лежащие в области $10+10^4 \text{ cm}^{-1}$ и описывается соотношением:

$$\alpha = \alpha_0 \exp(-\Gamma \hbar \omega) \quad , \quad (1)$$

где $\Gamma = 15+16 \text{ эВ}^{-1}$.

Выше экспоненциального участка края результаты измерений представлены на рис.3, откуда видно, что кривые спектрального распределения поглощения описываются соотношением:

$$\alpha \hbar \omega = B (\hbar \omega - E_o) \quad , \quad (2)$$

где значение B – для исследованных образцов, аморфного Se лежит в интервале $5 \cdot 10^5 + 8 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ и $E_o = 2,1 \text{ эВ}$, может быть принята как оптическая ширина запрещенной зоны. Отличие (2) от общепринятой зависимости

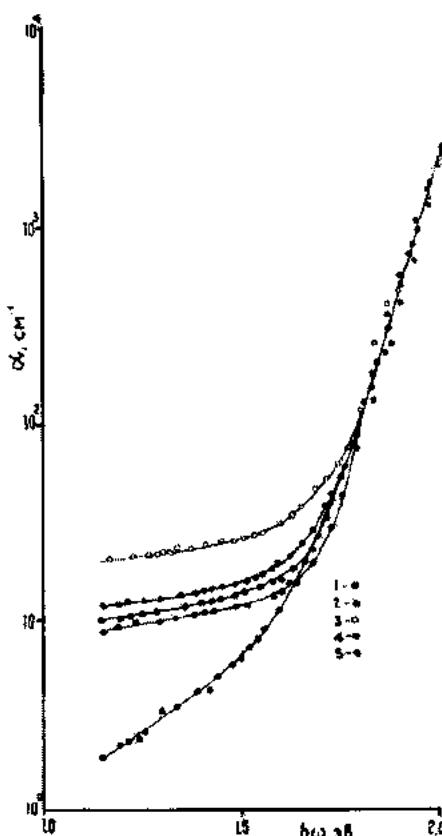


Рис.1. Край оптического поглощения стеклообразного Se и ХСП системы Se-As (1 - Se; 2 - $\text{Se}_{95}\text{As}_{0,5}$; 3 - $\text{Se}_{98}\text{As}_{2}$; 4 - $\text{Se}_{95}\text{As}_{5}$; 5 - $\text{Se}_{90}\text{As}_{10}$).

$\alpha \hbar \omega \sim (\hbar \omega - E_o)^2$, по-видимому, обусловлено резким увеличением плотности состояний вблизи краев зоны [6, 7].

В области низких энергий (где коэффициент поглощения меньше, чем $10+10^4 \text{ cm}^{-1}$) наблюдается отклонение от урбаховской зависимости и коэффициент поглощения в ХСП системе Se-As в этой области довольно сильно зависит как от содержания As (рис.1), так и от концентрации введенных примесей брома (рис.2а) и хлора (рис.2б).

Согласно рис.3, ширина запрещенной зоны для всех образцов остается постоянной, т.е. не зависит как от содержания основных элементов (Se и As), так и от концентрации примесей (Cl и Br).

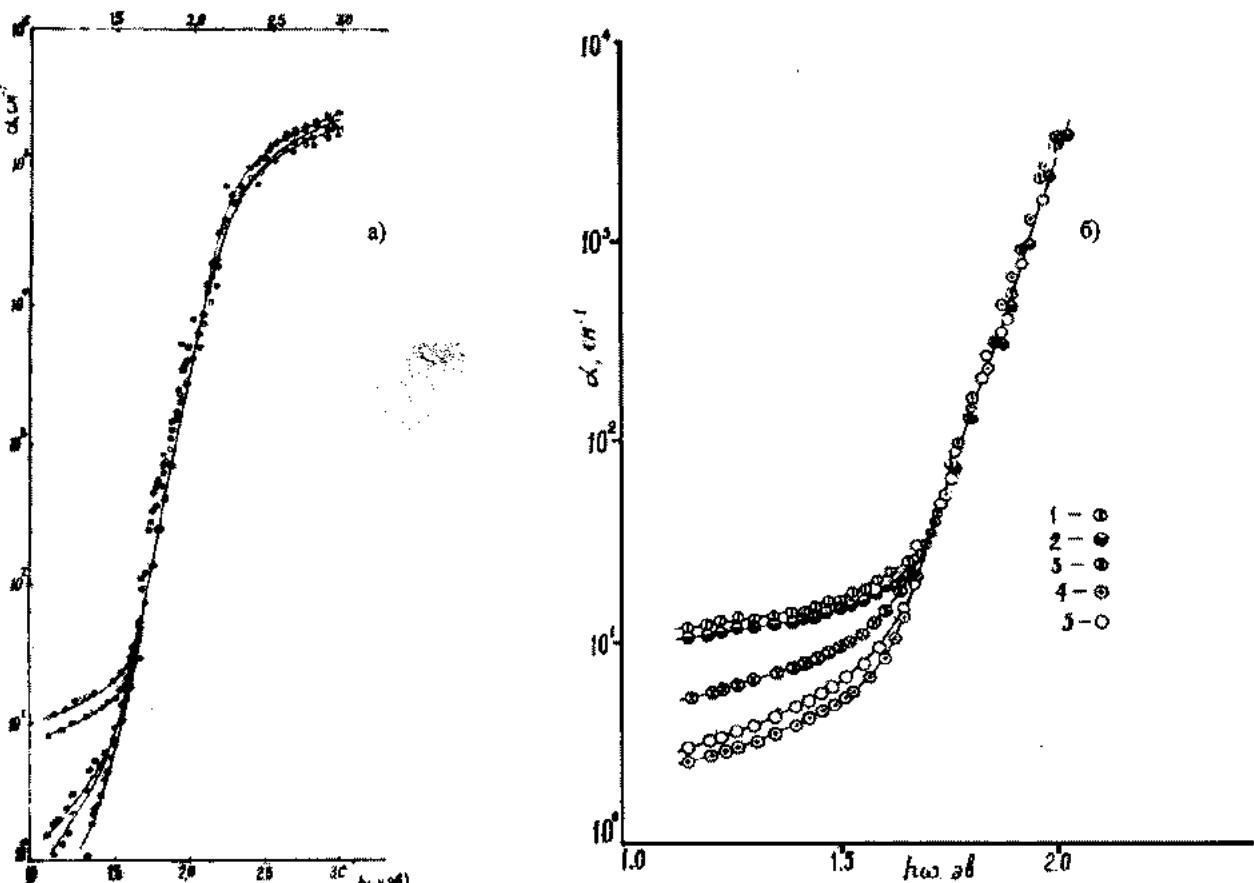


Рис.2. Край оптического поглощения: а) стеклообразного Se (1) и ХСП состава $Se_{95}As_5$, легированного бромом. Содержание Br в ат.% 2-0; 3-0,01; 4-0,05; 5-0,1; 6-0,5. б) ХСП состава $Se_{95}As_5$, легированного хлором. Содержание Cl в ат.%: 1 - 0; 2 - 0,001; 3 - 0,01; 4 - 0,05; 5 - 0,1.

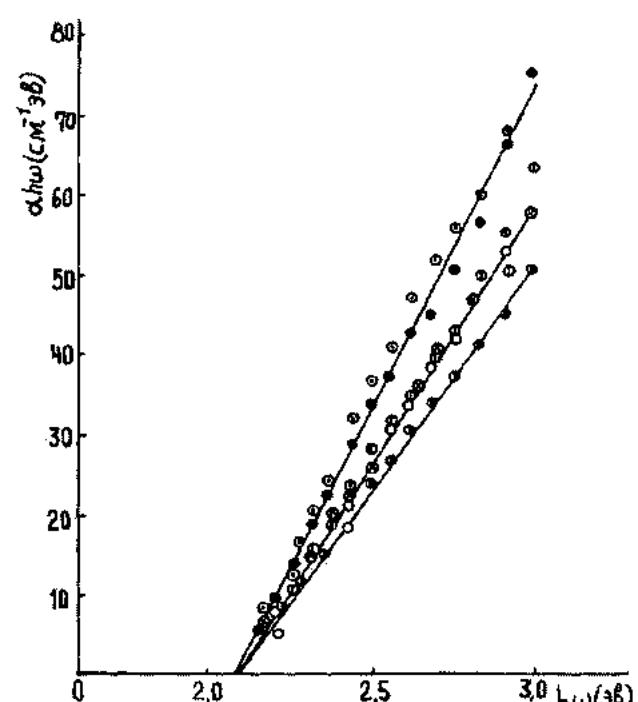


Рис.3. Край оптического поглощения стеклообразного Se (1) и ХСП состава $Se_{95}As_5$, легированного бромом, представлен в виде зависимостей $\alpha h \omega$ от $h \omega$. Нумерация кривых соответствует рис.2а.

Результаты измерения температурной зависимости электропроводности показали, что энергия активации температурной зависимости электропроводности ХСП системы Se-As претерпевает заметные изменения ($0,10 \pm 0,15$ эВ) как вследствие изменения химического состава, так и при изменении концентрации вводимых примесей галогенов.

Изменение энергии активации электропроводности, при условиях неизменности ширины запрещенной зоны, свидетельствует о смещении уровня Ферми относительно середины запрещенной зоны. Таким образом, проведенное исследование показывает, что в ХСП системе Se-As как изменение химического состава, так и введение примесей галогенов может сдвигать уровень Ферми.

Такое же изменение положения уровня Ферми в стеклообразном селене при введении заряженных примесей отмечено в работах [8] и [9] и объяснено изменениями относительных концентраций $D^+(C_3^+)$ и $D^-(C_1^-)$ центров. Наблюдаемые нами изменения положения уровня Ферми являются еще одним доказательством того, что примеси галогенов, вводимые в ХСП системы Se-As, проявляются как заряженные центры и изменяют относительную концентрацию собственных заряженных дефектов в ХСП системе Se-As.

Выше отмечено, что коэффициент оптического поглощения в довольно широкой области энергий экспоненциально зависит от энергии падающего фотона. Независимость наклона экспоненциального участка от состава системы Se-As, а также от концентрации введенных при-

висимость наклона экспоненциального участка от состава системы Se-As, а также от концентрации введенных примесей галогенов, свидетельствует об отсутствии связи между экспоненциальным краем поглощения и электронными переходами между состояниями, локализованными в хвостах краев зоны, поскольку, согласно [10], изменение химического состава Se-As должно привести к изменению формы краев зоны.

Эти факты позволяют нам предположить, что экспоненциальный край поглощения обусловлен наличием в образцах сильных внутренних электрических полей, возникающих из-за существования заряженных дефектов.

Согласно общим представлениям о поведении заряженной примеси, хаотическое распределение указанных примесей приводит к флуктуациям в пространстве электростатического потенциала. Линейные размеры таких флуктуаций приблизительно равны дебаевскому радиусу экранирования $r_s = (\epsilon k T / 4\pi n e)^{1/2}$. Поскольку в ХСП системе Se-As концентрация свободных носителей мала, следует полагать, что экранирование зарядов осуществляется только за счет заряженных дефектов, концентрация которых является весьма высокой. При концентрации $n = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ размер флуктуаций составляет около 10^{-5} см .

Таким образом, экспоненциальный край поглощения при энергиях меньше ширины запрещенной зоны возникает вследствие туннелирования носителей заряда сквозь барьеры, создаваемые флуктуациями потенциала.

Как видно из рис.2, введение примесей галогенов приводит к уменьшению коэффициента поглощения на "хвосте", что, по-видимому, обусловлено уменьшением концентрации глубоких дефектных состояний при введении примесей мышьяка. Проведенные исследования показывают, что коэффициент поглощения в области $1,0 \div 1,5 \text{ эВ}$ обратно пропорционален концентрации атомов примесей галогенов. Если принять, что с изменением концентраций атомов галогенов пропорционально изменяется концентрация заряженных дефектов, то этот факт является еще одним доказательством того, что "хвост" поглощения обусловлен заряженными дефектами.

-
- [1] G. Lucovsky. Photoconductivity and edge absorption in a-Se. 10th Intern. confer. Phys. Semicond., Cambridge, Acad. Press., 1970, p. 803-806.
 - [2] B. Kramer. Electronic structure and optical properties of amorphous semiconductors, I bid, 1972, Bd 12, p.133-182.
 - [3] M. Kastner. Compositional trends in the optical properties of lone-pair semiconductors. I bid. 1973, v.7, p. 5237-5252.
 - [4] J. Stuke. Ztschz. Phys., 1953. Bd B4, p. 197-207.
 - [5] Y. Hazske, P. Regensburger. Phys. Rev., A.-Gen. Phys., 1965, v. 139, p. 970-980.
 - [6] E.A. Davis. J. Non - cryst. Col., 1970, v. 4, p. 107-116.
 - [7] E.A. Davis, N.F. Mott. Conduction in non-crystalline systems. XI The on-state of the hoid switch Phil. Mag., 1975, v. 32, p. 159-171.
 - [8] V.A. Twaddell, W.C. La Course, Y.P. Mackenzie. Impurity effects on the structure and electrical properties of non-crystalline selenium. J. Non-Cryst. Sci., 1972. v. 8, p. 831-836.
 - [9] M.Mott, Э. Дэвис. Электронные процессы в некристаллических веществах. М. Мир, 1982, с. 662.
 - [10] С.Д. Барановский, Э.А. Лебедев. ФТП, 1985, т. 19, с. 102-1038.
 - [11] С.И.Мехтиева, Г.М. Алиев, Д.Ш. Абдинов, Т.Г. Керимова. Спектроскопия твердого тела, 1969,сб. IV, с. 3-6.

S.İ. Mehdiyeva, A.İ. İsayev, V.Z. Zeynalov, Z.İ. Yusifov, Y.H. Həsənov

ŞÜŞƏYƏBƏNZƏR SELENİN VƏ Se-As SİSTEMİNİN OPTİK XASSƏLƏRİ VƏ HALOGEN AŞQARLARININ HƏMİN XASSƏLƏRƏ TƏ'SİRİ

Müyyən olunmuşdur ki, həm şüseyebənzər selenin, həm də Se-As sisteminin optik udulma emsalının (α) spektri müxtəlif qanuna uyğunluqlara təbə olan üç oblastdan ibarətdir. Udulma emsalının düşən fotonun enerjisindən asılılığı enerjinin $E < 1,5 \text{ eV}$ qiymətlərində çox zəif; $1,5 \div 2,2 \text{ eV}$ intervalında eksponensial; $2,2 \text{ eV}-dən$ yüksək enerjilərdə isə $\alpha \sim E^{\alpha}$ qanununa təbə olur.

Alınan nəticələr tedqiq olunan obyektlərin quruluş nizamsızlıqları ilə izah edilir.

S.I. Mekhtieva, A.I. Isayev, V.Z. Zeynalov, Z.L. Yusifov, Y.H. Hasanov

OPTICAL PROPERTIES OF GLASSY Se, CHALCOGENIDE GLASSY SEMICONDUCTORS (CGS) OF Se-As SYSTEM AND THE INFLUENCE OF HALOGEN IMPURITIES ON THEM

It is established that the curves of spectral dependence of optic absorption coefficient (α) of glassy Se and CGS of Se-As system with halogen impurities consist of three sections: "tail" of incident photon ($1 \div 1,5 \text{ eV}$) at low energies, exponential region at intermediate energies ($1,5 \div 2,2 \text{ eV}$) and region of degree dependence α at energies higher $\sim 2,2 \text{ eV}$. The observed properties are explained by structural disorder of investigated objects.

Дата поступления: 26.10.98

Редактор: Д.Ш. Абдинов

ВЛИЯНИЕ ТЕРМООБРАБОТКИ НА ПРОЧНОСТНЫЕ И ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОЛИМЕРНЫХ КОМПОЗИЦИЙ

С.А. АББАСОВ, М.А. РАМАЗАНОВ

Институт Физики АН Азербайджана

370143, г. Баку, пр. Г. Джавида, 33

Изучено влияние предварительной термообработки на механическую и электрическую прочность, на удельное объемное сопротивление, диэлектрическую проницаемость и диэлектрические потери полимерных композиций на основе поливинилиденфторида (ПВДФ), полизтилена (ПЭ) и пьезокерамики типа ПКР8.

Показано, что удельное сопротивление, механическая и электрическая прочности композиций ПВДФ+30% об. ПКР8 и ПЭ+30% об. ПКР8 в зависимости от длительности термической обработки увеличиваются, а диэлектрическая проницаемость и потери уменьшаются в течение 2-х часов, что, по-видимому, связано с усилением взаимодействий между фазами.

Изменение прочностных и электрофизических свойств полимерных композиций может происходить не только за счет вариации этих свойств отдельных компонентов, а также за счет изменения взаимодействия между фазами полимерной матрицы и частиц пьезокерамики [1-3]. Взаимодействие между фазами помимо их природы также зависит от других факторов, например, от технологии получения композиций, от воздействия на них различных внешних факторов и т.д.

Одним из путей изменения межфазных взаимодействий в полимерных композициях является их предварительная термическая обработка [4,5].

В данной работе изложены результаты исследования влияния предварительной термической обработки на прочностные свойства и диэлектрические характеристики полимерных композиций на основе ПВДФ, ПЭ и пьезокерамики ПКР8. Объектами исследования являлись полимерные композиции ПВДФ+30% ПКР8 и ПЭ+30% ПКР8. Пьезокерамика типа ПКР8 имела состав цирконат-титанат-свинец (ЦТС).

Механическая и электрическая прочность, а также диэлектрические характеристики исследуемых композиций определялись при температуре 293 К, причем последние измерялись при частоте 1 кГц.

Полимерные композиции были получены методом горячего прессования при температуре плавления полимерной матрицы под давлением 150 атм. в течение 15 мин. в режиме "быстрого охлаждения" (БО) со скоростью 2000 град/мин. Были взяты пьезокерамики с размерами частиц $d \leq 50$ мкм и $63 \leq d \leq 100$ мкм.

Композиция ПВДФ+30 % ПКР8 была подвергнута термообработке при температуре 393 К, а композиция ПЭ+30 % ПКР8 - при температуре 373 К в течение различных промежутков времени (0,5-4 час).

На рис.1 приведены зависимости механической прочности на растяжение σ от длительности термообработки $t_{обр}$ для композиций ПВДФ+30 % ПКР8 и ПЭ+30 % ПКР8 с размерами частиц ПКР8 $d \leq 50$ мкм. Видно, что для обеих композиций наблюдается рост σ в зависимости от $t_{обр}$ в течение 2-х ч., после чего σ не меняется.

На рис. 2 представлены зависимости электрической прочности E композиции ПВДФ+30 % ПКР8 с размерами частиц ПКР8 $63 \leq d \leq 100$ мкм и $d \leq 50$ мкм от длительности термообработки $t_{обр}$. Как видно, в обоих слу-

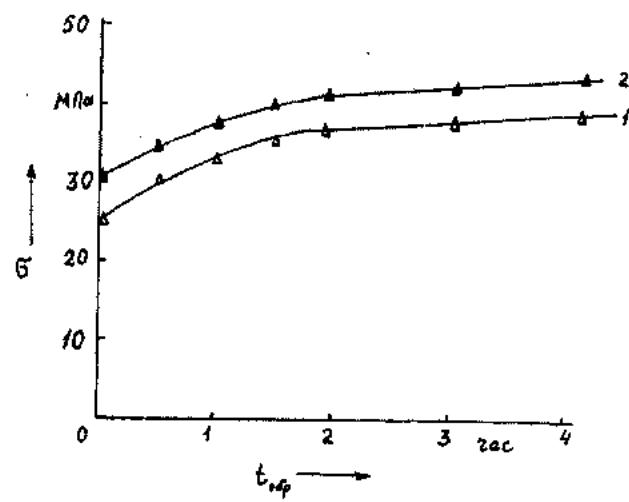


Рис.1. Зависимость механической прочности полимерных композиций от длительности предварительной термообработки: 1 -ПЭ+30% ПКР8; 2-ПВДФ+30% ПКР8.

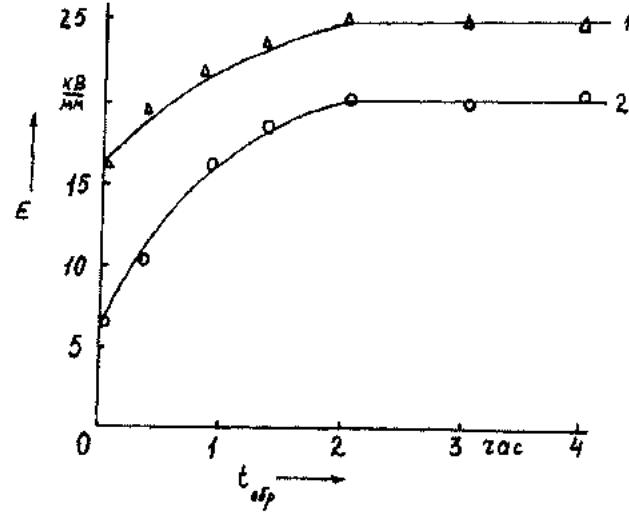


Рис.2. Зависимость электрической прочности композиций ПВДФ+30 % ПКР8 от длительности предварительной термообработки: 1- $d \leq 50$ мкм ; 2- $63 \leq d \leq 100$ мкм.

чаях происходит увеличение E в зависимости от $t_{обр}$ до 2 ч., после чего величина E не зависит от $t_{обр}$. Следует отметить, что значение электрической прочности композиции с размерами частиц $d \leq 50$ мкм больше значения E композиции с размерами частиц $63 \leq d \leq 100$ мкм

(рис.2). Это объясняется тем, что с уменьшением размера частиц пьезокерамики увеличивается удельная поверхность, т.е. увеличивается доля межфазного слоя при одинаковых объемных содержаниях пьезокерамики, что и приводит к росту межфазного взаимодействия между компонентами, в результате чего достигается более плотная упаковка. Аналогичные результаты были получены и для композиции ПЭ+30 % ПКР8.

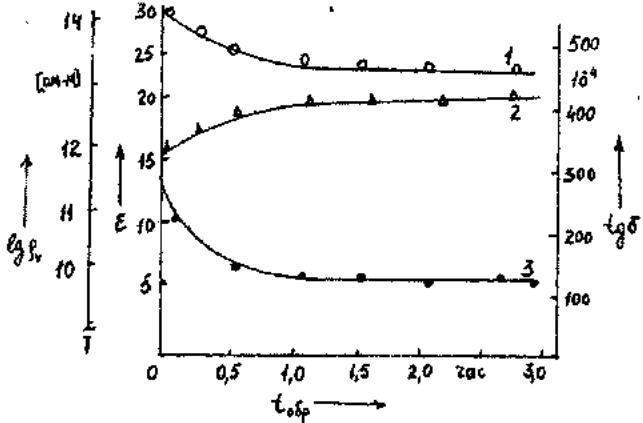


Рис. 3. Зависимости диэлектрической проницаемости ϵ , логарифма удельного сопротивления $lg\rho_v$ и тангенса угла дизелектрических потерь $tg\delta$ композиций ПВДФ+30 % ПКР8 от длительности предварительной термообработки: 1 - ϵ , 2 - $lg\rho_v$; 3 - $tg\delta$.

- [1] М.Г. Шахтахтинский, А.И. Мамедов, М.А. Курбанов, Ю.Н. Газарян, М.А. Рамазанов, Э.Д. Джасаров, Материалы III Всесоюзн. конф. "Актуальные проблемы получения и применения сегнето- и пьезоэлектрических материалов и их роль в ускорении научно-технического прогресса". Москва, август 1987, с. 71.
- [2] А.И. Мамедов, М.А. Курбанов, М.А. Рамазанов, М.М. Кулев, Х.А. Садыгов, С.Н. Мусаева. Препринт № 362, Баку, 1990, с. 28.
- [3] Х.А. Садыгов. IV Всесоюзн. конф. "Актуальные проблемы получения и применения сегнето-, пьезо-, пироэлектриков и родственных им материалов", Москва, 1991, с.25.

Из рис.1 и 2 следует, что характеры изменения механической и электрической прочностей в зависимости от длительности термической обработки одинаковы.

На рис.3 построены зависимости логарифма удельного объемного сопротивления $lg\rho_v$, диэлектрической проницаемости ϵ и тангенса угла дизелектрических потерь $tg\delta$ композиции ПВДФ+30 % ПКР8 с размерами частиц ПКР8 $d \leq 50$ мкм от длительности термообработки $t_{обр}$. Видно, что $lg\rho_v$ в зависимости от $t_{обр}$ увеличивается, а величины ϵ и $tg\delta$ уменьшаются в течение 2-х ч, после чего $lg\rho_v$, ϵ и $tg\delta$ не изменяются. Аналогичные результаты получены и для композиции ПЭ+30 % ПКР8.

Из вышеприведенных экспериментальных данных следует, что предварительная термическая обработка полимерных композиций ПВДФ+30 % ПКР8 и ПЭ+30 % ПКР8 в течение 2-х часов приводят к росту механической и электрической прочностей и удельного сопротивления и уменьшению диэлектрической проницаемости и тангенса угла дизелектрических потерь.

Эти экспериментальные результаты объясняются усилением взаимодействий между фазами после предварительной термической обработки композиции, которые связаны с ростом приграничного межфазного слоя и структурными изменениями в нем, а также адгезией между полимерной матрицей и пьезокерамикой [4-7].

- [4] М.Г. Шахтахтинский, А.И. Мамедов, М.А. Рамазанов, М.М. Кулев, М.А. Курбанов, Н.Н. Алиев. ДАН Азерб. ССР, т.43, № 6, с. 21-24.
- [5] М.Г. Шахтахтинский, Х.А. Садыгов. IV Всесоюзн. конф. "Актуальные проблемы получения и применения сегнето-, пьезо-, пироэлектриков и родственных им материалов", Москва, 1991, с.24.
- [6] М.А. Рамазанов. Автореферат диссерт. на соискание ученой степени кандидата физ.-мат. наук. Институт Физики АН Азерб. ССР, Баку, 1988, с.20.
- [7] Х.А. Садыгов. Автореферат диссер. на соискание ученой степени кандидата физ.-мат. наук, ИФАН Азерб. респ., Баку, 1992, с.18.

S.A. Abbasov, M.A. Ramazanov

POLİMER KOMPOZİSİYALARIN MÖHKƏMLİK VƏ DİELEKTRİK XASSƏLƏRİNƏ TERMİK İŞLƏNMƏNİN TƏ'SİRİ

Polivinilidenflorid (PVDF), polietilen (PE) ve pyczokeramika (PKR8) əsasında alınmış polimer kompozisiyaların mexaniki və elektrik möhkəmliyinə, xüsusi müqavimətinə, dielektrik nüfuzluğuna və dielektrik itkisine əvvəlcədən termik işlənmənin tə'siri öyrənilmişdir.

Göstərilmişdir ki, PVDF+30% PKR8 və PE+30% PKR8 kompozisiyalarının xüsusi müqaviməti, mexaniki və elektrik möhkəmliyi termik işlənme müddətindən asılı olaraq artır, ancaq dielektrik nüfuzluğu və dielektrik itkisi iki saatə qədər azalır ki, bu da fazalar arası qarşılıqlı tə'sirin güclənməsi ilə əlaqədardır.

S. A. Abbasov, M. A. Ramazanov

INFLUENCE OF THERMOPROCESSING ON THE STRENGTH AND DIELECTRIC PROPERTIES OF POLYMER COMPOSITIONS

Influence of the heat treatment on the mechanical and electrical strength, specific volume resistance, dielectric constant and dielectric loss of polymer compositions on the base polyvinylidenfluoride (PVDF), polyethylene (PE), pezoceramic type of PKR8 has been investigated.

ВЛИЯНИЕ ТЕРМООБРАБОТКИ НА ПРОЧНОСТНЫЕ И ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ...

It has been shown, that specific resistance, mechanical and electric strengths of compositions PVDF +30% PKR8 in dependence on duration of the heat treatment increase and the dielectric permeability and the dielectric loss decrease to 2 hours, that probably is related with the increasing of the interaction between phases.

Дата поступления: 28.12.98

Редактор: С.И. Мехтиева

РАСЧЕТ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОВОДИМОСТИ МЕЖДУ ДВУМЯ ПАРАМИ КОПЛАНАРНЫХ ЭЛЕКТРОДОВ, РАСПОЛОЖЕННЫХ В ПРОВОДНИКЕ ПРЯМОУГОЛЬНОГО СЕЧЕНИЯ

Т.М. ХАЛИНА

*Алтайский Государственный Технический Университет
656099, Россия, г. Барнаул, ул. Ленина, 46*

Методом конформных отображений и непосредственного определения напряженности электрического поля выполнен расчет электрической проводимости между копланарными электродами, расположенными симметрично в резистивном материале. Показано, что с целью экономии материала электродов, целесообразно заменять сплошные электроды электрически соединенными парами электродов с зазором между ними.

Система, состоящая из двух пар электрически соединенных электродов, расположенных симметрично в проводнике прямоугольного сечения (рис. а), широко используется при проектировании электрокондуктометров, электрообогревателей, заземлителей и других устройств.

При проектировании, например, электрообогревателей рассматриваемая система электродов является наиболее эффективной, т.к. обладает наименьшим контактным сопротивлением между электродами и резистивным материалом [1].

В работе [2] дан расчет электрической проводимости между копланарными электродами, расположеными симметрично в проводнике прямоугольного сечения.

Цель настоящей работы - строгое решение задачи для указанной четырехэлектродной системы без упрощающих допущений.

Для определения электрической проводимости исходной системы (рис.а) применим метод конформных отображений и непосредственного определения напряженности поля [3] с учетом математической аналогии между электростатическим и стационарным электрическим полем [4].

Введем плоскопараллельную расчетную модель, приведенную на рис.б, примем заштрихованную область на рис.б за часть плоскости комплексного переменного z и конформно отобразим ее на верхнюю полуплоскость нового комплексного переменного ζ (рис.в) таким образом, чтобы соблюдалось следующее соответствие точек исходной и отраженной плоскостей:

Точки в плоскости	
z	ζ
0	0
$\pm a$	$\pm a_1$
$\pm(d+a)$	$\pm(d+a)$
± 1	$\pm a_4$
$\pm 1+jh$	$\pm a_5$
jh	∞

Такое отображение осуществляется известной функцией [3,5]

$$\zeta = a_1 \operatorname{sn} \left(K_0 \frac{z}{1}, k_0 \right), \quad (1)$$

в которой модуль k_0 эллиптического синуса определяется из соотношения:

$$\frac{h}{1} = \frac{K'_0}{K_0}, \quad (2)$$

где K_0 и K'_0 - полные эллиптические интегралы первого рода с модулями

$$k_0 = \frac{a_4}{a_5} \quad \text{и} \quad K'_0 = \sqrt{1 - k_0^2} \quad (3)$$

соответственно.

Значения модулей k_0 , K'_0 и эллиптических интегралов K_0 , K'_0 , найденных для различных отношений $h/1$ или $1/h$ приведены в [2].

Установив согласно (1) взаимосвязь исходной (z) и отраженной (ζ) плоскостей с учетом принципа симметрии, получим:

$$\frac{a_1}{a_4} = \operatorname{sn} \left(K_0 \frac{d}{1}, k_0 \right); \quad (4)$$

$$\frac{a_2}{a_4} = \operatorname{sn} \left(K_0 \frac{d+a}{1}, k_0 \right); \quad (5)$$

$$\frac{a_3}{a_4} = \operatorname{sn} \left(K_0 \frac{d+a+n}{1}, k_0 \right); \quad (6)$$

Так как конструктивные параметры преобразователя удобнее выражать через отношения $\frac{n}{2a}$, $\frac{1}{h}$ и $\frac{2a+n}{h}$, то формулы (4) - (6) можно переписать в виде:

$$\frac{a_1}{a_4} = \operatorname{sn} \left[K_0 \left(1 - \frac{\frac{2a+n}{h}}{\frac{1}{h}} \right), k_0 \right] \quad (7)$$

$$\frac{a_2}{a_4} = sn \left[K_0 \left(1 - \frac{\frac{2a+n}{h} - \frac{2a+n}{2\left(1+\frac{n}{2a}\right)}}{\frac{l}{h}} \right), k_0 \right] \quad (8)$$

$$\frac{a_3}{a_4} = sn \left[K_0 \left(1 - \frac{\frac{2a+n}{h}}{\frac{l}{h}} \right), k_0 \right] \quad (9)$$

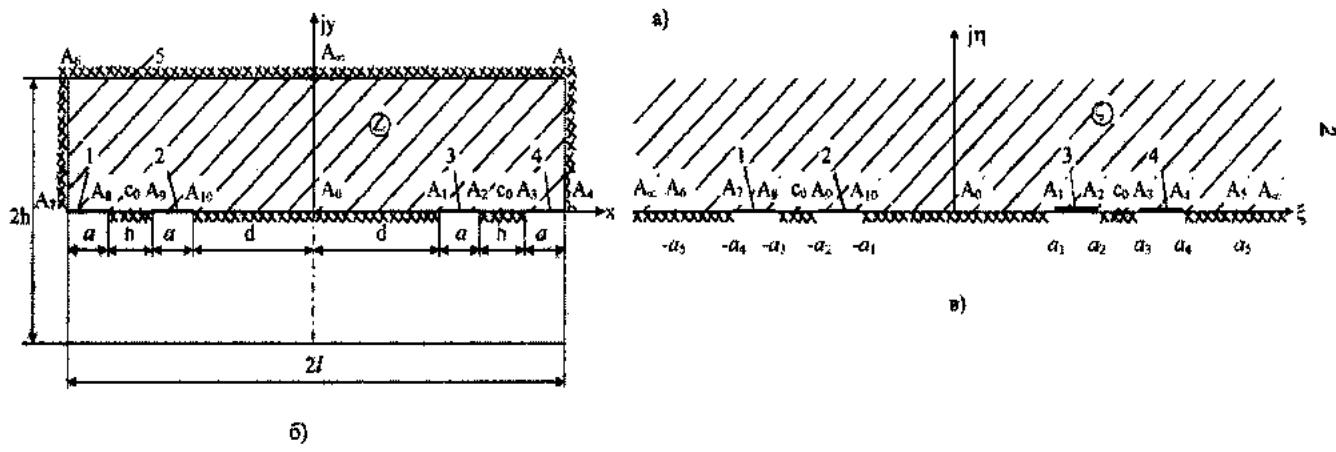
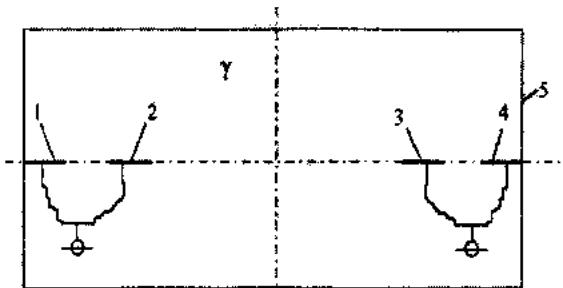


Рис. Четырехэлектродная система: а – схема; б – расчетная модель; в – система в отображенной плоскости; 1-4 – электродное вещество.

Итак, все геометрические параметры в отображенной плоскости можно считать известными. Тогда, учитывая, что при конформных отображениях, проводимости между соответствующими электродами сохраняются, достаточно найти проводимость в системе электродов, приведенной на рис.в.

Согласно методу непосредственного определения напряженности поля [3,5] с учетом математической аналогии между потенциальными полями [4] напряженность электрического поля E на плоскости ζ при $\eta = 0$ определяется выражением:

$$E_{\eta=0} = \frac{A |\zeta^2 - c_0^2|}{\sqrt{\zeta^2 - a_1^2} \sqrt{\zeta^2 - a_2^2} \sqrt{\zeta^2 - a_3^2} \sqrt{\zeta^2 - a_4^2}}, \quad (10)$$

где A – постоянная, c_0 – координата особенной точки второго рода, a_1-a_4 – координаты краев пластин.

Найдем предварительно постоянную c_0 в формуле (10) (постоянную A для определения проводимости вы-

числять не обязательно, так как она сокращается). Условием для определения c_0 является равенство нулю разности потенциалов между электродами 1,2 или 3,4:

$$0 = \int_{a_1}^{a_2} E_1 d\xi = \int_{a_1}^{a_2} \frac{\zeta^2 - c_0^2}{\sqrt{(\zeta^2 - a_1^2)(\zeta^2 - a_2^2)(\zeta^2 - a_3^2)(\zeta^2 - a_4^2)}} d\xi \quad (11)$$

$$\text{откуда } c_0^2 = \frac{I_1}{I_2}, \quad (12)$$

где

$$I_1 = \int_{a_1}^{a_2} \frac{\zeta^2 d\xi}{\sqrt{(\zeta^2 - a_1^2)(\zeta^2 - a_2^2)(\zeta^2 - a_3^2)(\zeta^2 - a_4^2)}} \quad (13)$$

$$I_2 = \int_{a_1}^{a_2} \frac{d\xi}{\sqrt{(\zeta^2 - a_1^2)(\zeta^2 - a_2^2)(\zeta^2 - a_3^2)(\zeta^2 - a_4^2)}} \quad (14)$$

Разность потенциалов ΔU между электродами 1,2 и 3,4 определим по формуле:

$$\Delta U = \int_{-a_1}^{a_1} E_{\eta=0} d\xi = 2 \int_0^{a_1} E_{\eta=0} d\xi = 2A \int_0^{a_1} \frac{(c_0^2 - \xi^2) d\xi}{\sqrt{(a_1^2 - \xi^2)(a_2^2 - \xi^2)(a_3^2 - \xi^2)(a_4^2 - \xi^2)}} = 2A(c_0^2 I_4 - I_3), \quad (15)$$

где

$$I_3 = \int_0^{a_1} \frac{\xi^2 d\xi}{\sqrt{(a_1^2 - \xi^2)(a_2^2 - \xi^2)(a_3^2 - \xi^2)(a_4^2 - \xi^2)}} \quad (16)$$

$$I_4 = \int_0^{a_1} \frac{d\xi}{\sqrt{(a_1^2 - \xi^2)(a_2^2 - \xi^2)(a_3^2 - \xi^2)(a_4^2 - \xi^2)}} \quad (17)$$

Пользуясь найденным выражением для напряженности поля, находим, что ток I_1 на единицу длины в пластинах 3,4:

$$I_1 = 2\gamma \left(\int_{a_1}^{a_2} E_{\eta=0} d\xi + \int_{a_3}^{a_4} E_{\eta=0} d\xi \right) = 2A\gamma \left(\int_{a_1}^{a_2} \frac{(c_0^2 - \xi^2) d\xi}{\sqrt{(\xi^2 - a_1^2)(a_2^2 - \xi^2)(a_3^2 - \xi^2)(a_4^2 - \xi^2)}} + \int_{a_3}^{a_4} \frac{(\xi^2 - c_0^2) d\xi}{\sqrt{(\xi^2 - a_1^2)(\xi^2 - a_2^2)(\xi^2 - a_3^2)(a_4^2 - \xi^2)}} \right) = 2A\gamma[I_7 - I_5 + c_0^2(I_6 - I_8)], \quad (18)$$

где γ -удельная электропроводность среды;

$$I_5 = \int_{a_1}^{a_2} \frac{\xi^2 d\xi}{\sqrt{(\xi^2 - a_1^2)(a_2^2 - \xi^2)(a_3^2 - \xi^2)(a_4^2 - \xi^2)}}, \quad (19)$$

$$I_6 = \int_{a_1}^{a_2} \frac{d\xi}{\sqrt{(\xi^2 - a_1^2)(a_2^2 - \xi^2)(a_3^2 - \xi^2)(a_4^2 - \xi^2)}}, \quad (20)$$

$$I_7 = \int_{a_1}^{a_2} \frac{\xi^2 d\xi}{\sqrt{(\xi^2 - a_1^2)(\xi^2 - a_2^2)(\xi^2 - a_3^2)(a_4^2 - \xi^2)}}, \quad (21)$$

$$I_8 = \int_{a_1}^{a_2} \frac{d\xi}{\sqrt{(\xi^2 - a_1^2)(\xi^2 - a_2^2)(\xi^2 - a_3^2)(a_4^2 - \xi^2)}}, \quad (22)$$

На основе (15) и (18) с учетом (12) получаем следующее выражение для проводимости G_1 на единицу длины рассматриваемой системы.

$$\frac{G_1}{\gamma} = \frac{I_1}{\Delta U} = \frac{I_7 - I_5 + \frac{I_1}{I_2}(I_6 - I_8)}{\frac{I_1 I_4}{I_2} - I_3}, \quad (23)$$

Так как проводимость инвариантна относительно конформного преобразования, то выражение (23) определяет проводимость искомой системы изображенной на рис.а.

Интегралы $I_1 - I_8$, входящие в уравнение (23), являются гиперэллиптическими и должны находиться численно.

Итак, для определения проводимости системы (рис. б) следует по заданным конструктивным размерам a, n, l, h из уравнений (7) - (9) найти численные значения геометрических размеров $a_1 - a_4$, располагая которыми, вы-

числить интегралы $I_1 - I_8$ согласно (13), (14), (16), (17), (19) - (22) и затем непосредственно рассчитать искомую проводимость по формуле (23).

Если $n=0$, то $a_2=a_3$, тогда, в соответствии с теоремой о среднем интегральном исчислении, из (12) следует, что

$$c_0^2 = \frac{I_1}{I_2} = a_2^2, \quad (24)$$

а выражения (16), (17), (19) - (22) примут вид:

$$I_{5|n=0} = \int_0^{a_1} \frac{\xi^2 d\xi}{(a_2^2 - \xi^2) \sqrt{(a_1^2 - \xi^2)(a_4^2 - \xi^2)}}, \quad (25)$$

$$I_{6|n=0} = \int_0^{a_1} \frac{d\xi}{(a_2^2 - \xi^2) \sqrt{(a_1^2 - \xi^2)(a_4^2 - \xi^2)}}, \quad (26)$$

$$I_{7|n=0} = \int_{a_1}^{a_2} \frac{\xi^2 d\xi}{(a_2^2 - \xi^2) \sqrt{(\xi^2 - a_1^2)(a_4^2 - \xi^2)}}, \quad (27)$$

$$I_{8|n=0} = \int_{a_1}^{a_2} \frac{d\xi}{(a_2^2 - \xi^2) \sqrt{(\xi^2 - a_1^2)(a_4^2 - \xi^2)}}, \quad (28)$$

$$I_{7|n=0} = \int_{a_1}^{a_2} \frac{\xi^2 d\xi}{(\xi^2 - a_2^2) \sqrt{(\xi^2 - a_1^2)(a_4^2 - \xi^2)}}, \quad (29)$$

$$I_{8|n=0} = \int_{a_1}^{a_2} \frac{d\xi}{(\xi^2 - a_2^2) \sqrt{(\xi^2 - a_1^2)(a_4^2 - \xi^2)}}. \quad (30)$$

Подставляя (25) - (30) в (23), с учетом (24), после ряда преобразований находим

РАСЧЕТ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОВОДИМОСТИ МЕЖДУ ДВУМЯ ПАРАМИ КОПЛАНАРНЫХ ЭЛЕКТРОДОВ...

$$\frac{G_{d|n=0}}{\gamma} = \frac{\int_{\frac{a_1}{a_4}}^{\frac{a_1}{a_2}} \frac{d\xi}{\sqrt{(\xi^2 - a_1^2)(a_4^2 - \xi^2)}}}{\int_0^{\frac{a_1}{a_4}} \frac{d\xi}{\sqrt{(a_1^2 - \xi^2)(a_4^2 - \xi^2)}}}. \quad (31)$$

Приведя содержащиеся в (31) интегралы к нормальной форме [6], получим известное выражение [7] для определения электрической проводимости двухэлектродной системы на единицу длины:

$$\frac{G_{d|n=0}}{\gamma} = \frac{K(k')}{K(k)}, \quad (32)$$

где $K(k)$ и $K(k')$ - полные эллиптические интегралы первого рода с модулем

$$k = \frac{a_1}{a_4} = \operatorname{sn}\left(K_0, \frac{d}{l}, k_0\right) \quad (33)$$

и $k' = \sqrt{1 - k^2}$, соответственно.

Для определения численных значений интегралов I_1 - I_8 , входящих в формулу (23), необходимо перейти к

безразмерным параметрам $\frac{a_1}{a_4} = \frac{a_1}{a_4}$ и преобразовать к виду, допускающему вычисление на ЭВМ. Все интегралы I_1 - I_8 в выражениях являются несобственными, так как их подынтегральные выражения разрывны при следующих значениях параметров a_1 - a_4 :

a_1	a_2, a_3	a_4	a_1, a_2	a_3, a_4
I_1	I_1, I_2	I_3, I_4	I_5, I_6	I_7, I_8

Так как интегралы I_1 , I_2 , I_5 - I_8 имеют по две особенности, их целесообразно представить в виде сумм двух интегралов: $I_1 = I_1^1 + I_1^2$; $I_2 = I_2^1 + I_2^2$; $I_5 = I_5^1 + I_5^2$; $I_6 = I_6^1 + I_6^2$; $I_7 = I_7^1 + I_7^2$; $I_8 = I_8^1 + I_8^2$ с соответствующими пределами интегрирования. Для интегралов, имеющих сомножитель $a_i - \xi$, где $i=1-4$, производим замену переменной $\xi = a_i \sin \theta$, а для сомножителя $\xi - a_1$ - замену в виде $\xi = \frac{a_1}{\cos \theta}$ [8]. Тогда интегралы (13), (14), (16), (17), (19) - (22) примут вид:

$$I_1 = I_1^1 + I_1^2 = \int_0^{\arccos \frac{2a_2}{a_2+a_3}} \frac{d\theta}{a_2 \sqrt{\left(1 - \frac{a_1^2}{a_2^2} \cos^2 \theta\right) \left(\frac{a_2^2}{a_2^2} \cos^2 \theta - 1\right) \left(\frac{a_4^2}{a_2^2} \cos^2 \theta - 1\right)}} + \\ + \int_{\arcsin \frac{a_2+a_3}{2a_3}}^{\frac{\pi}{2}} \frac{\sin^2 \theta d\theta}{a_3 \sqrt{\left(\sin^2 \theta - \frac{a_1^2}{a_3^2}\right) \left(\sin^2 \theta - \frac{a_2^2}{a_3^2}\right) \left(\frac{a_4^2}{a_3^2} - \sin^2 \theta\right)}}, \quad (34)$$

$$I_2 = I_2^1 + I_2^2 = \int_0^{\arccos \frac{2a_2}{a_2+a_3}} \frac{\cos^2 \theta d\theta}{a_2^3 \sqrt{\left(1 - \frac{a_1^2}{a_2^2} \cos^2 \theta\right) \left(\frac{a_2^2}{a_2^2} \cos^2 \theta - 1\right) \left(\frac{a_4^2}{a_2^2} \cos^2 \theta - 1\right)}} + \\ + \int_{\arcsin \frac{a_2+a_3}{2a_3}}^{\frac{\pi}{2}} \frac{d\theta}{a_3^3 \sqrt{\left(\sin^2 \theta - \frac{a_1^2}{a_3^2}\right) \left(\sin^2 \theta - \frac{a_2^2}{a_3^2}\right) \left(\frac{a_4^2}{a_3^2} - \sin^2 \theta\right)}}, \quad (35)$$

$$I_3 = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{\sin^2 \theta d\theta}{a_1 \sqrt{\left(\frac{a_2^2}{a_1^2} - \sin^2 \theta\right) \left(\frac{a_2^2}{a_1^2} - \sin^2 \theta\right) \left(\frac{a_4^2}{a_1^2} - \sin^2 \theta\right)}}, \quad (36)$$

$$I_4 = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{d\theta}{a_1^3 \sqrt{\left(\frac{a_2^2}{a_1^2} - \sin^2 \theta\right) \left(\frac{a_2^2}{a_1^2} - \sin^2 \theta\right) \left(\frac{a_4^2}{a_1^2} - \sin^2 \theta\right)}}, \quad (37)$$

$$I_5 = I_5^1 + I_5^2 = \int_0^{\arccos \frac{2a_1}{a_1 + a_2}} \frac{d\theta}{a_1 \sqrt{\left(\frac{a_2^2}{a_1^2} \cos^2 \theta - 1 \right) \left(\frac{a_3^2}{a_1^2} \cos^2 \theta - 1 \right) \left(\frac{a_4^2}{a_1^2} \cos^2 \theta - 1 \right)}} + \quad (38)$$

$$+ \int_{\arcsin \frac{a_1 + a_2}{2a_2}}^{\frac{\pi}{2}} \frac{\sin^2 \theta d\theta}{a_2 \sqrt{\left(\sin^2 \theta - \frac{a_1^2}{a_2^2} \right) \left(\frac{a_3^2}{a_2^2} - \sin^2 \theta \right) \left(\frac{a_4^2}{a_2^2} - \sin^2 \theta \right)}};$$

$$I_6 = I_6^1 + I_6^2 = \int_0^{\arccos \frac{2a_1}{a_1 + a_2}} \frac{\cos^2 \theta d\theta}{a_1^3 \sqrt{\left(\frac{a_2^2}{a_1^2} \cos^2 \theta - 1 \right) \left(\frac{a_3^2}{a_1^2} \cos^2 \theta - 1 \right) \left(\frac{a_4^2}{a_1^2} \cos^2 \theta - 1 \right)}} + \quad (39)$$

$$+ \int_{\arcsin \frac{a_1 + a_2}{2a_2}}^{\frac{\pi}{2}} \frac{d\theta}{a_2^3 \sqrt{\left(\sin^2 \theta - \frac{a_1^2}{a_2^2} \right) \left(\frac{a_3^2}{a_2^2} - \sin^2 \theta \right) \left(\frac{a_4^2}{a_2^2} - \sin^2 \theta \right)}};$$

$$I_7 = I_7^1 + I_7^2 = \int_0^{\arccos \frac{2a_1}{a_1 + a_2}} \frac{d\theta}{a_3 \sqrt{\left(1 - \frac{a_1^2}{a_3^2} \cos^2 \theta \right) \left(1 - \frac{a_2^2}{a_3^2} \cos^2 \theta \right) \left(\frac{a_4^2}{a_3^2} \cos^2 \theta - 1 \right)}} + \quad (40)$$

$$+ \int_{\arcsin \frac{a_3 + a_4}{2a_4}}^{\frac{\pi}{2}} \frac{\sin^2 \theta d\theta}{a_4 \sqrt{\left(\sin^2 \theta - \frac{a_1^2}{a_4^2} \right) \left(\sin^2 \theta - \frac{a_2^2}{a_4^2} \right) \left(\sin^2 \theta - \frac{a_3^2}{a_4^2} \right)}};$$

$$I_8 = I_8^1 + I_8^2 = \int_0^{\arccos \frac{2a_1}{a_1 + a_2}} \frac{\cos^2 \theta d\theta}{a_3^3 \sqrt{\left(1 - \frac{a_1^2}{a_3^2} \cos^2 \theta \right) \left(1 - \frac{a_2^2}{a_3^2} \cos^2 \theta \right) \left(\frac{a_4^2}{a_3^2} \cos^2 \theta - 1 \right)}} + \quad (41)$$

$$+ \int_{\arcsin \frac{a_3 + a_4}{2a_4}}^{\frac{\pi}{2}} \frac{d\theta}{a_4^3 \sqrt{\left(\sin^2 \theta - \frac{a_1^2}{a_4^2} \right) \left(\sin^2 \theta - \frac{a_2^2}{a_4^2} \right) \left(\sin^2 \theta - \frac{a_3^2}{a_4^2} \right)}}.$$

Нахождение численных значений интегралов $I_1 - I_8$ согласно формулам (34) - (41) осуществлялось методом Симпсона. Некоторые результаты расчетов коэффициентов $\frac{a_1}{a_4} - \frac{a_3}{a_4}$, произведенных по формулам (7) - (9) и безразмерной проводимости G_1/γ , осуществленных по формуле (23), приведены в таблицах 1-3 и 4 соответственно.

По данным таблицы 4 в таблице 5 приведены расчеты относительных изменений δ безразмерных проводимостей G_1/γ , связанных с расстоянием n между электродами, найденных по формуле:

$$\delta = \frac{G_1/\gamma|_{\frac{n}{2a}} - G_1/\gamma|_{\frac{n}{2a}=0}}{G_1/\gamma|_{\frac{n}{2a}=0}} \cdot 100\%. \quad (42)$$

Из данных таблицы 5 видно, что при прочих равных условиях с увеличением отношения $n/2a$ относительные изменения δ безразмерной проводимости G_1/γ увеличиваются (по абсолютной величине), причем значения $|\delta|$ возрастают с уменьшением отношения $\frac{1}{h}$, достигая наибольшего значения $|\delta|=32,46\%$ при $\frac{n}{2a}=10$, $\frac{2a+n}{h}=0,8$ и $\frac{1}{h}=1$. С увеличением отношения $\frac{1}{h}$ значения $|\delta|$ уменьшаются, незначительно изменяясь в зависимости от отношения $\frac{2a+n}{h}$, причем наибольшее значение $|\delta|$ при $\frac{n}{2a}=10, \frac{1}{h}=5$ составляет 6,76 % (при

Таблица 1

n/2a	1/h	Значение a_1/a_4 при $(2a+n)/h$, равном				
		0,2	0,4	0,6	0,8	1,0
0	1	0.965046	0.853880	0.652916	0.358531	0
	2	0.998478	0.993306	0.982459	0.961799	0.923880
	3	0.999934	0.999710	0.999236	0.998319	0.996587
	4	0.999997	0.999987	0.999967	0.999927	0.999852
	5	1.000000	0.999999	0.999999	0.999997	0.999994
0,1	1	0.965046	0.853880	0.652916	0.358531	0
	2	0.998478	0.993306	0.982459	0.961799	0.923880
	3	0.999934	0.999710	0.999236	0.998319	0.996587
	4	0.999997	0.999987	0.999967	0.999927	0.999852
	5	1.000000	0.999999	0.999999	0.999997	0.999994
0,3	1	0.965046	0.853880	0.652916	0.358531	0
	2	0.998478	0.993306	0.982459	0.961799	0.923880
	3	0.999934	0.999710	0.999236	0.998319	0.996587
	4	0.999997	0.999987	0.999967	0.999927	0.999852
	5	1.000000	0.999999	0.999999	0.999997	0.999994
1	1	0.965046	0.853880	0.652916	0.358531	0
	2	0.998478	0.993306	0.982459	0.961799	0.923880
	3	0.999934	0.999710	0.999236	0.998319	0.996587
	4	0.999997	0.999987	0.999967	0.999927	0.999852
	5	1.000000	0.999999	0.999999	0.999997	0.999994
3	1	0.965046	0.853880	0.652916	0.358531	0
	2	0.998478	0.993306	0.982459	0.961799	0.923880
	3	0.999934	0.999710	0.999236	0.998319	0.996587
	4	0.999997	0.999987	0.999967	0.999927	0.999852
	5	1.000000	0.999999	0.999999	0.999997	0.999994
10	1	0.965046	0.853880	0.652916	0.358531	0
	2	0.998478	0.993306	0.982459	0.961799	0.923880
	3	0.999934	0.999710	0.999236	0.998319	0.996587
	4	0.999997	0.999987	0.999967	0.999927	0.999852
	5	1.000000	0.999999	0.999999	0.999997	0.999994

Таблица 2

n/2a	1/h	Значение a_2/a_4 при $(2a+n)/h$, равном				
		0,2	0,4	0,6	0,8	1,0
0	1	0.991369	0.965046	0.919808	0.853880	0.765367
	2	0.999628	0.998478	0.996436	0.993306	0.988790
	3	0.999984	0.999934	0.999846	0.999710	0.999513
	4	0.999999	0.999997	0.999993	0.999987	0.999979
	5	1.000000	1.000000	1.000000	0.999999	0.999999
0,1	1	0.989720	0.958274	0.903961	0.824397	0.717261
	2	0.999557	0.998177	0.995701	0.991844	0.986168
	3	0.999981	0.999921	0.999814	0.999646	0.999398
	4	0.999999	0.999997	0.999992	0.999985	0.999974
	5	1.000000	1.000000	1.000000	0.999999	0.999999
0,3	1	0.986898	0.946615	0.876487	0.773014	0.633466
	2	0.999435	0.997656	0.994401	0.989195	0.981289
	3	0.999976	0.999899	0.999757	0.999531	0.999184
	4	0.999999	0.999996	0.999990	0.999980	0.999965
	5	1.000000	1.000000	1.000000	0.999999	0.999998
1	1	0.980479	0.919808	0.812553	0.652916	0.440005
	2	0.999155	0.996436	0.991245	0.982459	0.968221
	3	0.999963	0.999846	0.999620	0.999236	0.998606
	4	0.999998	0.999993	0.999984	0.999967	0.999940
	5	1.000000	1.000000	0.999999	0.999999	0.999997
3	1	0.973340	0.889552	0.739528	0.516554	0.228692
	2	0.998843	0.995023	0.987397	0.973726	0.950141
	3	0.999950	0.999784	0.999452	0.998850	0.997793
	4	0.999998	0.999991	0.999976	0.999950	0.999905
	5	1.000000	1.000000	0.999999	0.999998	0.999996
10	1	0.968197	0.867494	0.685991	0.418246	0.084127
	2	0.998617	0.993968	0.984396	0.966566	0.934561
	3	0.999940	0.999739	0.999321	0.998532	0.997081
	4	0.999997	0.999989	0.999971	0.999937	0.999874
	5	1.000000	1.000000	0.999999	0.999997	0.999995

Таблица 3

n/2a	1/h	Значение a_3/a_4 при $(2a+n)/h$, равном				
		0,2	0,4	0,6	0,8	1,0
0	1	0.991369	0.965046	0.919808	0.853880	0.765367
	2	0.999628	0.998478	0.996436	0.993306	0.988790
	3	0.999984	0.999934	0.999846	0.999710	0.999513
	4	0.999999	0.999997	0.999993	0.999987	0.999979
	5	1.000000	1.000000	1.000000	0.999999	0.999999
0,1	1	0.992872	0.971194	0.934116	0.880371	0.808508
	2	0.999693	0.998749	0.997091	0.994587	0.991039
	3	0.999987	0.999946	0.999874	0.999765	0.999611
	4	0.999999	0.999998	0.999995	0.999990	0.999983
	5	1.000000	1.000000	1.000000	1.000000	0.999999
0,3	1	0.994902	0.979455	0.953215	0.915496	0.865448
	2	0.999781	0.999111	0.997952	0.996237	0.993869
	3	0.999991	0.999962	0.999911	0.999837	0.999734
	4	1.000000	0.999998	0.999996	0.999993	0.999989
	5	1.000000	1.000000	1.000000	1.000000	1.000000
1	1	0.997849	0.991369	0.980479	0.965046	0.944893
	2	0.999908	0.999628	0.999155	0.998478	0.997578
	3	0.999996	0.999984	0.999963	0.999934	0.999895
	4	1.000000	0.999999	0.999998	0.999997	0.999995
	5	1.000000	1.000000	1.000000	1.000000	1.000000
3	1	0.999463	0.997849	0.995154	0.991369	0.986482
	2	0.999977	0.999908	0.999792	0.999628	0.999417
	3	0.999999	0.999996	0.999991	0.999984	0.999975
	4	1.000000	1.000000	1.000000	0.999999	0.999999
	5	1.000000	1.000000	1.000000	1.000000	1.000000
10	1	0.999929	0.999716	0.999361	0.998863	0.998223
	2	0.999997	0.999988	0.999973	0.999951	0.999924
	3	1.000000	0.999999	0.999999	0.999998	0.999997
	4	1.000000	1.000000	1.000000	1.000000	1.000000
	5	1.000000	1.000000	1.000000	1.000000	1.000000

Таблица 4

n/2a	1/h	Значение G_1/y при $(2a+n)/h$, равном				
		0,2	0,4	0,6	0,8	1,0
0	1	0.580117	0.800336	1.070099	1.513933	∞
	2	0.366748	0.443561	0.513851	0.589974	0.680634
	3	0.268336	0.307268	0.339431	0.371051	0.404958
	4	0.211565	0.235046	0.253414	0.270632	0.288235
	5	0.174621	0.190313	0.202179	0.212990	0.223744
0,1	1	0.579535	0.799284	1.068382	1.511063	∞
	2	0.366515	0.443236	0.513445	0.589486	0.680051
	3	0.268211	0.307112	0.339253	0.370858	0.404751
	4	0.211488	0.234954	0.253315	0.270530	0.288130
	5	0.174569	0.190253	0.202116	0.212927	0.223681
0,3	1	0.576299	0.793437	1.058836	1.495060	∞
	2	0.365217	0.441422	0.511177	0.586752	0.676769
	3	0.267515	0.306240	0.338262	0.369774	0.403585
	4	0.211055	0.234444	0.252762	0.269952	0.287539
	5	0.174274	0.189919	0.201764	0.212569	0.223324
1	1	0.560558	0.765106	1.012486	1.416540	∞
	2	0.358826	0.432472	0.499893	0.572977	0.659963
	3	0.264070	0.301905	0.333283	0.364254	0.397545
	4	0.208905	0.231895	0.249972	0.266999	0.284459
	5	0.172805	0.188242	0.199982	0.210733	0.221462
3	1	0.527096	0.705714	0.915616	1.250320	∞
	2	0.344807	0.412772	0.474715	0.541580	0.620622
	3	0.256399	0.292171	0.321900	0.351305	0.382917
	4	0.204074	0.226109	0.243513	0.259975	0.276891
	5	0.169487	0.184412	0.195827	0.206333	0.216848
10	1	0.477910	0.621295	0.781194	1.022466	∞
	2	0.323052	0.382337	0.435555	0.492134	0.557756
	3	0.244171	0.276587	0.303402	0.329809	0.358014
	4	0.196252	0.216661	0.232777	0.248012	0.263631
	5	0.164065	0.178078	0.188823	0.198726	0.208629

Таблица 5

n/2a	l/h	Значение δ ,% при $(2a+n)/h$, равном				
		0,2	0,4	0,6	0,8	1,0
0,1	1	- 0.10	- 0.13	- 0.16	- 0.19	-
	2	- 0.06	- 0.07	- 0.08	- 0.08	- 0.09
	3	- 0.05	- 0.05	- 0.05	- 0.05	- 0.05
	4	- 0.04	- 0.04	- 0.04	- 0.04	- 0.04
	5	- 0.03	- 0.03	- 0.03	- 0.03	- 0.03
0,3	1	- 0.66	- 0.86	- 1.05	- 1.25	-
	2	- 0.42	- 0.48	- 0.52	- 0.55	- 0.57
	3	- 0.31	- 0.33	- 0.34	- 0.34	- 0.34
	4	- 0.24	- 0.26	- 0.26	- 0.25	- 0.24
	5	- 0.20	- 0.21	- 0.21	- 0.20	- 0.19
1	1	- 3.37	- 4.40	- 5.38	- 6.43	-
	2	- 2.16	- 2.50	- 2.72	- 2.88	- 3.04
	3	- 1.59	- 1.75	- 1.81	- 1.83	- 1.83
	4	- 1.26	- 1.34	- 1.36	- 1.34	- 1.31
	5	- 1.04	- 1.09	- 1.09	- 1.06	- 1.02
3	1	- 9.14	- 11.82	- 14.44	- 17.41	-
	2	- 5.98	- 6.94	- 7.62	- 8.20	- 8.82
	3	- 4.45	- 4.91	- 5.16	- 5.32	- 5.44
	4	- 3.54	- 3.80	- 3.91	- 3.94	- 3.94
	5	- 2.94	- 3.10	- 3.14	- 3.13	- 3.08
10	1	- 17.62	- 22.37	- 27.00	- 32.46	-
	2	- 11.91	- 13.80	- 15.24	- 16.58	- 18.05
	3	- 9.01	- 9.99	- 10.61	- 11.11	- 11.59
	4	- 7.24	- 7.82	- 8.14	- 8.36	- 8.54
	5	- 6.05	- 6.43	- 6.61	- 6.70	- 6.76

$\frac{2a + n}{h} = 1,0$. Очевидно, что при $\frac{n}{2a} \leq 10$:
 $0,2 \leq \frac{2a + n}{h} \leq 1,0$ и $\frac{l}{h} \geq 5$, значение $|\delta| \leq 6,76\%$.

Из приведенных данных следует, что замена сплошных электродов ($\frac{n}{2a}=0$) на электроды с зазором n , величина которых не превышает десятикратной ширины a

электродов ($\frac{n}{2a} \leq 10$) при $0,2 \leq \frac{2a + n}{h} \leq 1,0$ и $\frac{l}{h} \geq 5$, приводит к незначительному уменьшению электрической проводимости ($|\delta| \leq 6,67\%$). Таким образом, для экономии материала, из которого изготовлены электроды, целесообразно сплошные электроды заменять электрически соединенными парами электродов с зазорами между ними.

- [1] И.В.Автономов, В.В.Воронцов, В.П.Горелов, Г.А.Пугачев, М.В.Халин. Изв.СО АН СССР, сер.техн.наук, Н.: Наука.Сибирское отделение, 1989, вып.6, с.97-102.
- [2] М.В.Халин. Электротехника, 1996, № 6, с. 56-59.
- [3] Ю.Я.Иоссель, Э.С.Кочанов, М.Г.Струнский. Расчет электрической емкости. 2-е изд. Л.: Энергоиздат, 1981, с. 288.
- [4] П.Ф.Фильчаков, В.И.Панчишин. Интеграторы ЭГДА. Моделирование потенциальных полей на электропроводной бумаге. Киев: Изд-во АН Укр. ССР, 1961, с. 171.
- [5] М.Г.Струнский, М.М.Горбов. Бесконтактные емкостные микромеры, Л.: Энергоатомиздат, Ленингр. отд-ние, 1986, с. 136.
- [6] И.С.Градштейн, И.М.Рыжик. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений, М.: Физматиз, 1963, с. 1100.
- [7] М.В.Халин. Машиностроение и приборостроение. Труды Алт. ГТУ, Барнаул, 1995, № 5, с. 256-262.
- [8] Г.Б.Двайт. Таблицы интегралов и другие математические формулы. М.: Наука, 1978, с. 224.

T.M. Xalina

DÜZBUCAQLI EN KESİYİNƏ MALİK KEÇİRİCİ MATERIALDA YERLƏSDİRİLMİŞ İKİ CÜT KOPLANAR ELEKTRODLAR ARASINDAKI ELEKTRİK KEÇİRİCİLİYİNİN HESABLANMASI

Elektrik sahə gerginliyinin bilavasitə tə'yin edilməsi və konform çevrilme metodu ilə keçirici materialda simmetrik yerləşdirilmiş koplanar elektrodların arasındakı elektrik keçiriciliyi hesablanmışdır. Göstərilmişdir ki, elektrodların materiallarına qənaət etmək məqsədi ilə bütün elektrodları aralarında mesafeler olan, elektriki birləşdirilmiş cüt elektrodlarla əvəz etmək məqsədə uyğundur.



Т.М. ХАЛИНА

T.M. Khalina

CALCULATION OF ELECTRICAL CONDUCTIVITY BETWEEN TWO PAIRS OF CO-PLANAR ELECTRODES DISPOSED IN CONDUCTOR OF RECTANGULAR SECTION

Calculation of electrical conductivity between two co-planar electrodes, disposed symmetrically by method of conform reflection and immediate determination of electrical field strength is carried out. The advantage of replacement of solid electrodes by the pairs of electrodes with gaps between them with purpose of the material saving is shown.

Дата поступления: 16.09.98

Редактор: А.М. Гашимов

3d METALLARIN KATIONEVZEDİLMİŞ MÜRÖKKƏB SULFOŞPINELLƏRİNİN TƏDQİQİ

L.M.VƏLİYEV, R.Z.SADIXOV, Ş.O.ORUCOVA

Azərbaycan EA Fizika İnstitutu
Bakı, 370143 H.Cavid prospekti, 33

$ZnCr_2S_4$ və $CoCr_2S_4$ spinellərindən tetraedrik altqəfəsde kationevzəetmə ilə yüksək Küri temperaturuna malik maqnit yarımkəciciləri alınmış və alınan tərkiblərdə konsentrasiyalı maqnit faza keçidlerinin olması aşkar edilmişdir.

Son zamanlar maqnit xassələri ferritlərə nisbətən daha yüksək elektrikkeçirməsi ilə xarakterizə olunan maqnit maddələr qrupu - keçirici metalların xalkogenidlərinə əsaslanan maqnit yarımkəciciləri böyük maraq kəsb etməyə başlayıb. Bu onunla bağlıdır ki, onlarda maqnit və elektrik altsistemləri mövcuddur, onların arasındaki qarşılıqlı tə'sir, qeyriadi, nadir fiziki hadisələrin yaranmasına getirir.

Bununla əlaqədər olaraq mübadilə qarşılıqlı tə'sirinin tipini və maqnit quruluşunun yükdaşıyıcıların köçürülməsinə tə'sirini müəyyən etmek üçün maqnit yarımkəcicilərinin daha geniş sinifində maqnit və kinetik xassələrinin təcrübə tədqiqi mühüm əhəmiyyət kəsb edir.

Göstərilən maqnitizamlı maddələrin əsas çatışmayan cəhəti onların aşağı Küri temperaturu və kiçik maqnit momentlərinə malik olmasıdır. Kifayət qədər yüksək Küri temperaturu və maqnit momentine malik olan tərkiblərin alınması günün vacib məsəlesi hesab olunur. Bu məqsədə nail olmaq üçün isə yeni birləşmələrin sintezi ilə yanaşı mə'lum birləşmələrde kompleks kationevzəetmə əməliyyatlarının həyata keçirilməsinin rolü böyükdür.

Tədqiqatlar göstərmışdır ki, bir sır mürekkeb sulfidlər spinel quruluşuna malik olan antiferro ($ZnCr_2S_4$, $T_N=20$ K) və ferrimaqnit ($CoCr_2S_4$, $T_N=220$ K) nizamlı yarımkəcicilərdir [1-3]. Küri temperaturu otaq temperaturundan yüksək olan və yarımkəciri xassəli maddə almaq üçün, göstərilən birləşmələrdə kompleks kationevzəetmə əməliyyatı aparılaq $ZnMe_xCr_2S_4$ (Me-Fe, Co, Cu), $Co_{1-x}(Cu_{0,3}Fe_{0,5})_xCr_2S_4$ tərkibləri almıb, onların geniş temperatur intervalında magnit və kinetik xassələri tədqig olunub.

Bütün tədqig olunan tərkiblər berk fazalı sintez üsulu ilə alınıb, onların bırfazallığını və kristallik parametrlərini tə'yin etmek üçün rentgenografik metodundan istifadə edilmişdir.

Əsas tədqig olunan xassələr-magnitlənmə, magnit gavratılığı və kinetik xassələr olmuşdur. Magnit ölçülərindən Küri temperaturu, spontan magnitlənmə, doyma magnit momentləri; elektrik ölçülərindən-elektrikkeçirmə, yükdaşıyıcıların yürüklüyü və konsentrasiyası tə'yin edilmişdir. Ölçülər geniş temperatur intervalında aparılmışdır (4,2÷650 K).

Magnitlənmə 6,7, 9,5, 10,8 Ke intensivlikli maqnit sahələrində Domenekalli rəqqaslı maqnitometrde, paramaqnit qavrayıcılığı Faraday üsulu ilə magnitoelektrik tərzidə, kinetik xassələr isə sabit cərəyanada kompensasiya metodu ilə 17 Ke intensivlikli magnit sahəsində aparılmışdır.

Təcrubi neticələr göstərmışdır ki, $0 \leq X \leq 0,4$ ($Fe_xZn_{1-x}Cr_2S_4$) və $0 \leq X \leq 0,2$ ($Co_xZn_{1-x}Cr_2S_4$) intervalında tetraedrik altqəfəsde magnit momenti yaranır, oktaedrik altqəfəsində isə Cr ionları antiparalel yönəlmək, sistem magnit momentinə malik olmur. Fe və Co ionlarının məsərinin $0,4 \leq X \leq 1$ ($Fe_xZn_{1-x}Cr_2S_4$) və $0,2 \leq X \leq 1$ ($Co_xZn_{1-x}Cr_2S_4$) intervalındaki qiymətlərində isə, sistemlərdə ferrimaqnit quruluş formalaşır. Belə maqnitizamlılığın formalşamasını

həmçinin doyma maqnit momentlərinin (n) hesablanmış qiymətləri sübut edir. Hemin qiymətlərin $Fe_xZn_{1-x}Cr_2S_4$ üçün $1,85$ ($X=0,4$); $2,3$ ($X=0,5$); $2,03$ ($X=0,7$); $1,52$ ($X=0,5$) μ_B və $Co_xZn_{1-x}Cr_2S_4$ - üçün isə $1,4$ ($X=0,2$); $2,79$ ($X=0,9$); $2,61$ ($X=0,8$) μ_B olduğu müəyyən edilib.

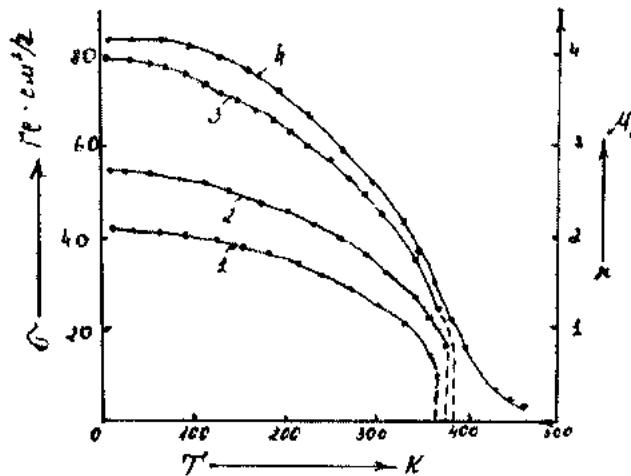
Fe və Co ionlarının Zn ionlarını tetraedrik altqəfəsde əvəz etdiyi qəbul edilsə doyma maqnit momentləri üçün alınan qiymətlər Hell modeli ilə hesablanmış qiymətlərə yaxın olur.

Aparılan tədqiqatlar göstərir ki, göstərilən intervalda tetraedrik altqəfəsində lokallaşmış maqnit momentləri formalasır və hemin anda oktaedrik altqəfəsində mübadilə integrallı öz işarəsinə mənfiidən müsbətə deyişir, yəni ferromaqnit nizamlılıq yaranır. Bu gesəsin magnit momenti tetraedrik altqəfəsin magnit momenti əksinə yönəlir və nəticədə sistem ferrimaqnit nizamlılığa keçir.

Beşliklə, ilk dəfə olaraq göstərilən sistemlərde konsentrasiyalı magnit faza keçidinin baş verdiyi müşahidə olunub.

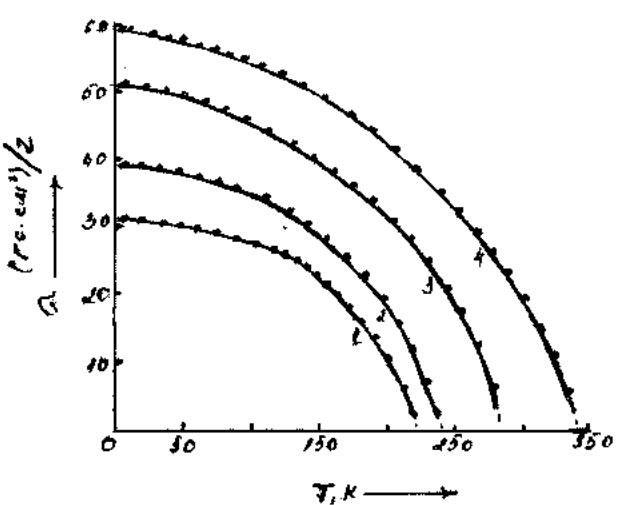
İşdə garşıya goyulan məqsədə nail olmag əsasən Si ionlarının iştirak etdiyi sistemlərdə həyata keçirilib.

Şəkil 1-də $Cu_xZn_{1-x}Cr_2S_4$ ($0,5 \leq X \leq 1$) sisteminin spontan magnitlənməsinin temperatur asılılığı verilmişdir. Göründüyü kimi Cu ionlarının məsəri artıraq tərkibin Küri temperaturu və spontan magnitlənməsi artır.



Şəkil 1. $Cu_xZn_{1-x}Cr_2S_4$ ($0,5 \leq X \leq 1$) sisteminin spontan magnitlənməsinin temperatur asılılığı 1- $X=0,5$; 2- $X=0,7$; 3- $X=0,9$; 4- $X=1$.

Təcrubi neticələrdən yarımkəciri xassələri malik olan sistemlər üçün Küri temperaturları və maqnit momentləri üçün uyğun olaraq aşağıdakı qiymətlər alınmışdır: $X=0,5$ ($T_c=371$ K, $n=2,14$); $X=0,7$ ($T_c=380$ K, $n=2,9$); $X=0,9$ ($T_c=390$ K, $n=3,97\mu_B$); $X=1$ tərkibi isə metallik xassəyə malik olan ferromaqnit spineldir.



Şəkil 2. $\text{Co}_{1-X}(\text{Fe}_{0.5}\text{Cu}_{0.5})_X \text{Cr}_2\text{S}_4$ ($0 \leq X \leq 0.1$) sisteminin spontan maqnitlənməsinin temperatur asılılığı: 1 - $X=0.1$; 2 - $X=0.3$; 3 - $X=0.5$; 4 - $X=0.9$.

Beleliklə, bu sistemdə ilk dəfə olaraq yarımkəcirici xassəyə ve yüksək Küri temperaturasına malik olan ($T_c > 390$ K) maqnitizamlı kristalın alışmasının mümkünülüyü sübut edilmişdir. Küri temperaturunun keskin artması keçiricili elektronlar vasitəsilə mübadilə qarşılıqlı tə'sirinin yaranması (Ruderman-Kittel) və güclənməsi ilə izah edilir.

CoCr_2S_4 sistemində isə uyğun məqsədə nail olmaq üçün tetraedrik altqəfəsində Co ionlarını eyni zamanda Cu və Fe ionları ile əvəz edilməsi əməliyyatı həyata keçirilərək $\text{Co}_{1-X}(\text{Fe}_{0.5}\text{Cu}_{0.5})_X \text{Cr}_2\text{S}_4$ ($X=0.1; 0.3; 0.5; 0.9$) sistemi tədqiq edilir.

Şəkil 2-də spontan maqnit momentinin temperatur asılılığı verilib. Göründüyü kimi Cu və Fe ionlarının eyni zamanda artması neticesində sistemin həm Küri temperaturu və həm də maqnit momentləri kifayət qeder artır.

Hesablamaşalar aşağıdakı nəticələri göstərmışdır: $X=0.1$ ($n=2$; $T_c=223$ K); $X=0.3$ ($n=2.25$; $T_c=242$ K); $X=0.5$ ($n=2.76$; $T_c=279$ K); $X=0.9$ ($n=3.06 \mu_B$; $T_c=344$ K).

Göründüyü kimi bu halda da Küri temperaturu otağ temperaturundan yüksək olan yarımkəcirici xassələrə malik sistemlər alınır.

Aparılan tədqiqatların nəticəsi olaraq göstərmək olar ki, müasir maqnitizamlı kristallarda kationəvəzetmə əməliyyatı mühüm əhəmiyyət kəsb edir.

- [1] P. Gibart, J.L. Dormann, Y. Pellerin. Phys. Stat. Skl, 1969, v. 36, № 1, p. 187-194.
- [2] E.Rredel, F.Delismann. Mat. Res. Pull, 1981, v.16, p.65-69.

- [3] Treitiger., C.H. Gob, H. Pinik. Mat. Res. Rull., 1976, v. 11, p. 1375-1370.

Л.М. Валиев, Р.З. Садыхов, Ш.О. Оруджева

ИССЛЕДОВАНИЕ КАТИОНЗАМЕЩЕННЫХ СЛОЖНЫХ СУЛЬФОШПИНЕЛЕЙ 3-д МЕТАЛЛОВ

Катионным замещением в тетраэдрической подрешетке шпинелей ZnCr_2S_4 и CoCr_2S_4 получены магнитные полупроводники с высокой температурой Кюри и обнаружены концентрационные магнитные фазовые переходы в них.

I.M. Valiyev, R.Z. Sadykov, Sh.O. Orudjeva

INVESTIGATION OF CATION SUBSTITUTED COMPLEX SULPHHSPINELS OF 3-d METALS

Magnetic semiconductors with high Curie temperature by the cation substitution in the tetrahedral sublattice of ZnCr_2S_4 and CoCr_2S_4 shpinels have been obtained and concentrated magnetic phase transitions are found out in them.

МАГНИТОДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОЛИМЕРНОЙ КОМПОЗИЦИИ

М.А. РАМАЗАНОВ

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

Исследованы полимерные композиции на основе термопластичных фторсодержащих полярных полимеров (поливинилденфторид, поливинилфторид) и полимеров полиолефинового ряда (полиэтилен высокой плотности, полипропилен) с магнитными наполнителями. В качестве наполнителя использовалось карбонильное железо (КЖ). Показано, что максимальными магнитодиэлектрическими характеристиками обладают композиции на основе ПВДФ+(40-60) % об. КЖ. Высказано предположение о том, что максимальные магнитодиэлектрические характеристики композиции ПВДФ+(40-60) % об. КЖ, связаны с образованием надмолекулярной структуры и взаимодействием полимерной матрицы с КЖ.

Проблема поиска и разработки технологии получения новых, более эффективных композиционных диэлектриков связана со сложностью задач, выдвигаемых практикой и техническим применением. Эти диэлектрики воплощают в себе положительные свойства отдельных компонентов композиции. Среди них большой практический интерес представляют полимерные композиционные материалы с оптимальными магнитными и диэлектрическими свойствами, которые могут быть использованы в медицинской, приборостроительной и других отраслях промышленности, в частности, в производстве сердечников радиоэлектронной аппаратуры [1-3].

Известно, что поливинилденфторид (ПВДФ) обладает высоким удельным сопротивлением, а наполнитель карбонильное железо-высокой магнитной проницаемостью (μ). Поэтому получение материалов с определенными магнитными и диэлектрическими свойствами является весьма актуальной задачей.

Данная работа посвящена изучению влияния наполнителя, КЖ на магнитодиэлектрические свойства ПВДФ.

Для получения композиционных материалов с определенным объемным содержанием КЖ их компоненты тщательно перемешивались на шаровой мельнице, затем методом горячего прессования при температуре плавления полимерной матрицы спрессовывались под давлением 15 МПа в течение 15 мин.

Исследованы измерения диэлектрической (ϵ) и магнитной проницаемости (μ), тангенса угла потерь ($\operatorname{tg}\delta$) и удельного сопротивления (ρ) в зависимости от объемного содержания наполнителя.

Проведены также исследования зависимости удельной намагниченности полученных композиционных материа-

лов с различным объемным содержанием КЖ от магнитного поля.

Экспериментальные результаты показали, что с увеличением объемного содержания КЖ завершение процесса технического намагничивания осуществляется при более слабых полях (рис.). Для всех образцов достигается магнитное насыщение с некоторым парапроцессом, который незначителен при больших концентрациях КЖ.

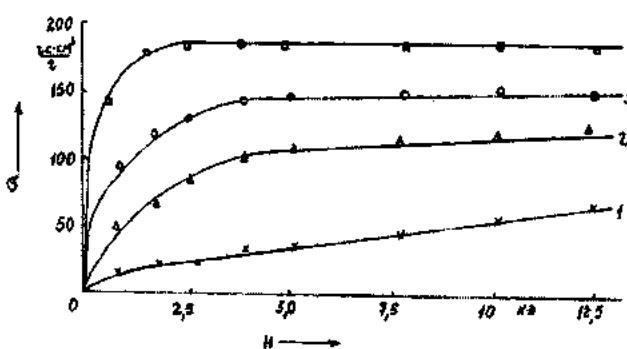


Рис. Зависимость удельной намагниченности от магнитного поля для композиции ПВДФ + КЖ.

1. ПВДФ + 10% об. КЖ;
2. ПВДФ + 30% об. КЖ;
3. ПВДФ + 50% об. КЖ;
4. ПВДФ + 60% об. КЖ.

В таблице приведены значения магнитной проницаемости при $H=3000$ А/М, диэлектрической проницаемости, тангенса угла потерь и удельного сопротивления для композиций, полученных на базе поливинилденфторида (ПВДФ) и полиэтилена высокой плотности (ПЭВП).

Композиции	Параметры композиций	Объемное содержание КЖ, %						
		10	20	30	40	50	60	70
ПВДФ+КЖ	ϵ	6,5	6,4	6,1	5,1	4	3	1,8
	μ	2,1	4,2	6,5	17	21	23,5	24
	$\rho, \text{Ом} \cdot \text{м}$	10^9	10^8	$2 \cdot 10^7$	10^7	$8 \cdot 10^6$	$6 \cdot 10^6$	$2 \cdot 10^2$
	$\operatorname{tg}\delta \cdot 10^{-4}$	200	290	320	400	580	700	980
ПЭВП+КЖ	ϵ	2,1	2,05	1,95	1,8	1,7	1,5	1,3
	μ	1,1	1,4	1,9	2,4	4,2	4,7	5,0
	$\rho, \text{Ом} \cdot \text{м}$	10^{10}	10^9	10^7	$2 \cdot 10^6$	$5 \cdot 10^5$	$2,4 \cdot 10^5$	$2 \cdot 10^2$
	$\operatorname{tg}\delta \cdot 10^{-4}$	56	75	92	110	130	145	200



Из таблицы видно, что для композиций ПВДФ+КЖ с увеличением концентрации КЖ до 30 % магнитная проницаемость растет медленно. Однако, с дальнейшим повышением концентрации КЖ μ резко возрастает от 6,5 при 30 % до 17 при 40 %, продолжая затем медленно расти до 24 при 70 % объемного содержания КЖ.

Диэлектрическая проницаемость этих композиций также претерпевает резкое изменение в области концентраций КЖ 30-40 %.

Из таблицы видно также, что для обеих композиций с увеличением содержания КЖ до 30 % наблюдается более резкое уменьшение удельного сопротивления по сравнению с подобным уменьшением для образцов с объемным содержанием КЖ 40-60 %.

Характер изменения магнитной проницаемости и удельного сопротивления исследованных композиционных материалов с концентрацией КЖ в области 30-40 %, по-видимому, связан с образованием надмолекулярной

структур и взаимодействием полимерной матрицы с КЖ.

При 70 % содержании КЖ сопротивление композиций резко уменьшается, что может быть следствием резкого уменьшения толщины полимерной прослойки. Кроме того, при больших концентрациях наполнителя, увеличивается вероятность непосредственного электрического контакта частиц КЖ, что, по-видимому, также может быть причиной резкого уменьшения ρ при 70 % содержании КЖ.

Отметим, что полученное для композиций с 40-70 % объемным содержанием КЖ значение μ несколько превышает известные в литературе численные значения магнитопроницаемости композиционных магнитодиэлектриков [3], что делает этот композиционный материал перспективным для практического применения.

Выражаю благодарность Р.З. Садыхову за полезное обсуждение работы.

- [1] А.Ф. Безгачев, А.Г. Голубков, И.Н. Иванова и др. "Композиционный материал для постоянных магнитов", авторск. свид. 1191949.
- [2] А.И. Лисенко. "Способ изготовления магнитодиэлектриков на основе карбонильного железа", авторск. свид. 1591082 АЛ.

- [3] Д.А. Кузурман, Ф.К.Макаров. "Магнитодиэлектрическая композиция", авторск. свид. 1483496.

М.Ә. Ramazanov

POLİMER KOMPOZİSİYALARIN MAQNİT-DİELEKTRİK XASSƏLƏRİ

Fторlu termoplastik poliar polimer (polivinilidenftorid, polivinilftorid) ve poliolefin sinfinə (polietilen PEVP, polipropilen PP) aid polimerlərə maqnit aşqar əlavə etməklə alınmış kompozisiyalar tədqiq olunmuşdur. Maqnit aşqar kimi karbonlu dəmir (KD) istifadə olunmuşdır. Göstərilmişdir ki, yüksək maqnit-dielektrik xassəyə PVDF + (40+60) % KD tərkibli kompozisiyalar malikdir. Ferz edilmişdir ki, PVDF + (40+60) % KD kompozisiyalarının yüksək maqnit-dielektrik xassəyə malik olmasına səbəb üst molekulyar quruluşunun eməle gelməsi və polimer matris ilə KD arasındakı qarşılıqlı tə'sirdir.

M.A. Ramazanov

THE MAGNETODIELECTRICAL PROPERTIES OF POLYMER COMPOSITION MATERIALS

Polymer composition on the base thermoplastic polar polymers contained fluor (polyvinilideneftorid, polyvinilftorid) and polymers of polyolefine series (polyetiline, polypropylene) with magnetic filler has been investigated. Carbonyl iron (CI) was used as a filler.

Compositions on the base PVDF+(40+60)% CI are posses with maximum magnetodielectrical properties. It has been suggested, that maximum magnetodielectrical properties of composition PVDF+(40+60)% CI one related with formation under molecular structure and interaction polymer matrix with CI.

ТЕПЛОВОЕ РАСШИРЕНИЕ $\text{Co}_{1-x}\text{Cu}_x\text{Cr}_2\text{S}_4$ В ОКРЕСТНОСТИ МАГНИТНОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА

Э.А. ЭЙВАЗОВ, Э.В. НАСИРОВ, Я.Н. АББАСОВ, А.Ф. САФАРОВ, В.И. ГУСЕЙНОВ
*Азербайджанский Государственный Педагогический Университет им. Н.Туси
 г.Баку, ул.У. Гаджисебекова, 34*

В настоящей работе экспериментально исследовано поведение коэффициента теплового расширения (КТР) ферромагнитной системы $\text{Co}_{1-x}\text{Cu}_x\text{Cr}_2\text{S}_4$ вблизи T_c и обнаружен положительный скачок КТР. На основе термодинамического анализа установлено, что причиной указанной аномалии является наличие отрицательной магнитострикции в $\text{Co}_{1-x}\text{Cu}_x\text{Cr}_2\text{S}_4$.

В работе также впервые оценены температура Дебая и коэффициент давления точки Кюри для исследованной системы.

Исследование тепловых свойств магнитных материалов в связи с наличием в них электронной, магнитной и фононной подсистем представляет определенный научный и практический интерес.

Такие исследования, в частности, позволяют судить о возможной корреляции между подсистемами и выявить роль обменного взаимодействия в аномальных изменениях тепловых свойств при магнитном фазовом переходе. В плане сказанного особый интерес представляет тепловое расширение магнитных материалов, так как оно при магнитном фазовом переходе очень существенно зависит от магнитных параметров. Имеющиеся в литературе экспериментальные результаты по тепловому расширению вблизи магнитного фазового перехода противоречивы и отчасти не согласуются с правилом Грюнайзена [1]. Согласно этому правилу, коэффициент теплового расширения твердых тел (α_v) в общем случае пропорционален скорости возрастания тепловой энергии с температурой, то есть теплоемкости C_V .

$$\alpha_v = \frac{k\gamma}{3V} C_V, \quad (1)$$

где $K = -\frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial P} \right)_T$ - изотермическая сжимаемость,

$\gamma = -\frac{\partial \ln \theta_0}{\partial \ln V}$ - параметр Грюнайзена и V -молярный объем. Согласно (1), температурный ход $\alpha_v = \alpha_v(T)$ однозначно должен определяться температурной зависимостью $C_V = C_V(T)$. Однако, во многих магнитных материалах такая связь не наблюдается. Так например, если на температурной зависимости $\alpha_v = \alpha_v(T)$ никеля вблизи T_c наблюдается сильный "выброс" вверх (положительная аномалия), на аналогичной зависимости для пермалайного сплава вблизи T_c имеет место "выброс" вниз (отрицательная аномалия), в то время как в обоих случаях теплоемкость при T_c имеет "выброс" вверх [2].

Хотя в литературе имеются некоторые исследования по α_v шпинелей [3-5], применительно к хромовым халькошпинелям тепловое расширение в области магнитного фазового перехода не исследовано. Поэтому целью настоящей работы является исследование коэффициента теплового расширения системы $\text{Co}_{1-x}\text{Cu}_x\text{Cr}_2\text{S}_4$ вблизи температуры магнитного фазового перехода и выявление природы возможных аномалий α_v при $T \approx T_c$.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Коэффициент теплового расширения поликристаллической системы $\text{Co}_{1-x}\text{Cu}_x\text{Cr}_2\text{S}_4$ ($x=0,1$ и $0,3$) был исследован высокотемпературным дилатометром ДКС-900 в интервале температур $T=300$ -430 К. Режим синтеза и получения однородных и однофазных образцов, а также результаты по исследованию ряда физических свойств выбранной системы ранее нами приведены в работах [6,7]. В частности, нами было установлено, что $\text{Co}_{1-x}\text{Cu}_x\text{Cr}_2\text{S}_4$ является ферромагнитной полупроводниковой системой и температура Кюри для $x=0,1$ и $0,3$, соответственно, равна 335 и 350 К.

Экспериментальные результаты по $\alpha_v = \alpha_v(T)$ приведены на рис. Как следует из рис., температурная зависимость коэффициента теплового расширения для состава $x=0,1$ и $0,3$ имеет одинаковый характер и при $T=T_c$ наблюдается положительный скачок ("выброс" вверх).

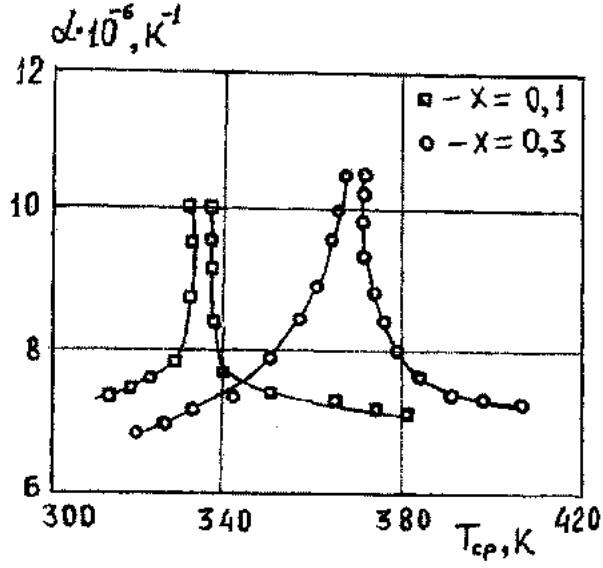


Рис. Температурная зависимость коэффициента теплового расширения для состава $x = 0,1; 0,3$.

Из-за отсутствия микроскопической теории теплового расширения магнитных материалов, полученные нами результаты качественно могут быть проанализированы на основе термодинамической теории фазовых переходов второго рода. Этот вопрос обстоятельно изложен в работе [8], согласно которой при магнитном фазовом переходе

де скачок коэффициента теплового расширения определяется следующим выражением:

$$\Delta\alpha = \alpha - \alpha_{is} = \frac{1}{X_p} \left(\frac{\partial\lambda}{\partial H} \right) \left(\frac{\partial I_s}{\partial T} \right), \quad (2)$$

где $X_p = \left(\frac{I}{H} \right)$ - парамагнитная восприимчивость,
 $\left(\frac{\partial I_s}{\partial T} \right)$ - нормальный коэффициент теплового расширения,

который имел бы место, если бы магнитное упорядочение отсутствовало и $(\partial\lambda/\partial H)$ -магнитострикция парампроцесса вблизи точки Кюри.

Как следует из (2), поведение $\Delta\alpha$ вблизи T_c определяется только магнитными величинами: парамагнитной восприимчивостью, магнитострикцией и температурной зависимостью намагниченности насыщения. Так как для магнитоупорядоченных материалов всегда $X_p > 0$ и $(\partial I_s/\partial T) < 0$, то знак $\Delta\alpha$ при этом однозначно будет определяться знаком магнитострикции: при $(\partial\lambda/\partial H) < 0$ и $(\partial\lambda/\partial H) > 0$ будем иметь, соответственно, положительный или отрицательный скачки коэффициента теплового расширения при $T \approx T_c$. Физически это связано с тем, что при магнитном фазовом переходе ферро- (ферри-) магнетик-парамагнетик спонтанная деформация решетки практически исчезает. С другой стороны, спонтанная деформация приводит к тому, что ферромагнетики с отрицательной магнитострикцией ниже точки Кюри, имеют несколько меньшие размеры, а с положительной - большие, чем соответствующие нормальному (без магнитного упорядочения) тепловому расширению. Вблизи точки Кюри, где исчезает самопроизвольная намагниченность и сопровождающая ее самопроизвольная деформация, с повышением температуры изменение результирующего расширения уменьшается или увеличивается по сравнению с ферромагнитным кристаллом. Поэтому в точке Кюри может наблюдаться максимум или минимум коэффициента теплового расширения.

Согласно рис., для $Co_{1-x}Cu_xCr_2S_4$ при $T \approx T_c$ $\Delta\alpha > 0$, что, как следует из (2), может иметь место только при $(\partial\lambda/\partial H)_T < 0$. Следовательно, причиной обнаруженного нами положительного скачка коэффициента теплового расширения при магнитном фазовом переходе является наличие отрицательной магнитострикции в $Co_{1-x}Cu_xCr_2S_4$.

Следует отметить, что самопроизвольная деформация решетки ферромагнитного материала имеет обменную природу, и знак скачка коэффициента теплового расширения при магнитном фазовом переходе зависит от природы обмена. Связь между изменением обменной энергии и скачком коэффициента теплового расширения определяется следующим выражением [8]:

$$\frac{dJ}{da} \approx \frac{\Delta (\partial I_s/\partial T)_H}{\Delta C_v} 1/T \Delta \alpha, \quad (3)$$

где a - параметр решетки при $I_s \neq 0$, 1 - линейный размер образца при температуре T и ΔC_v скачок теплоемкости

при $T \approx T_c$. Поскольку для магнитоупорядоченных материалов $(\partial I_s/\partial T) < 0$ $\Delta C_v > 0$ и, по нашим данным, в $Co_{1-x}Cu_xCr_2S_4$ $\Delta\alpha > 0$, то из (3) следует, что $(dJ/d\alpha) < 0$, т.е. с увеличением межатомного расстояния обменная энергия уменьшается. Следовательно, в $Co_{1-x}Cu_xCr_2S_4$ обмен носит косвенный, а не прямой характер.

Температурная зависимость коэффициента теплового расширения позволяет оценить, в частности, коэффициент давления точки Кюри (dT_c/dp) и температуру Дебая. Согласно [9]:

$$\frac{dT_c}{dp} = \frac{2}{E\alpha}, \quad (4)$$

где E - модуль Юнга. Так как для шпинелей $E \approx 3 \cdot 10^{11}$ н/м² [10] и в ферромагнитной области для $Co_{1-x}Cu_xCr_2S_4$ $\alpha \approx 7 \cdot 10^{-6}$ К⁻¹, то из (4) $(dT_c/dp) \approx 0,994 \cdot 10^{-5}$ К/(н/м²)⁻¹. Это значение довольно хорошо согласуется с результатами [11], где рентгеновским методом был определен коэффициент давления для ряда хромовых халькошпинелей. Можно показать, что положительность коэффициента давления точки Кюри в нашем случае связана с наличием отрицательной магнитострикции в $Co_{1-x}Cu_xCr_2S_4$. Действительно, согласно [12]:

$$\frac{dT_c}{dp} = - \frac{2}{3} \omega_m \frac{\bar{S} + 1}{\bar{S}} \frac{1}{NK_B \bar{M}^2}, \quad (5)$$

где N - число магнитных ионов (Co^{2+}, Cr^{3+}) в единице объема, K_B - постоянная Больцмана, $\bar{M} = M_S(T)/M_S(O)$ - приведенная намагниченность насыщения, \bar{S} - эффективный спин и ω_m - спонтанная магнитострикция. Поскольку, согласно вышеприведенным нашим результатам, $Co_{1-x}Cu_xCr_2S_4$ обладает отрицательной магнитострикцией ($\omega_m < 0$), и все величины, входящие в правую часть (5) положительны, то следует, что $(dT_c/dp) > 0$.

Температура Дебая (θ_D) нами была вычислена, исходя из формулы Линдеманна-Борелиуса-Грюнайзена [13]:

$$\theta_D \approx 19.3 + [\bar{A}V_\alpha^{2/3} \alpha]^{1/2}, \quad (6)$$

где \bar{A} - среднеквадратичный атомный вес, \bar{V}_α - среднеквадратичный атомный объем. Соответствующие результаты приведены в таблице.

T, K	θ_D , K	
	$x = 0,1$	$x = 0,3$
300	403	427
365	411	435
376	416	438

Как следует из таблицы, для обоих составов θ_D с увеличением температуры увеличивается, что является, вероятно, результатом увеличения энергии решетки с температурой. Действительно, поскольку собственная частота колебания атомов в кристалле определяется как

ТЕПЛОВОЕ РАСШИРЕНИЕ $\text{Co}_{1-x}\text{Cu}_x\text{Cr}_2\text{S}_4$ В ОКРЕСТНОСТИ МАГНИТНОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА

$$\nu = (2\pi)^{-1} \left[(1/Nm) \left(d^2 \epsilon / dr^2 \right)_{r=r_0} \right]^{1/2}$$

и максимальная дебаевская частота ν_{max} приближенно совпадает с собственной частотой колебания атомов, то

$$\theta_D = \frac{\hbar \nu_{max}}{K} = \frac{\hbar}{K} \sqrt{\frac{1}{Nm} \left(\frac{d^2 \epsilon}{dr^2} \right)_{r=r_0}}, \quad (7)$$

где N - число атомов в решетке, m - приведенная масса атомов. Как следует из (7), произведение $\theta_D^2 \cdot m$ пропорционально второй производной энергии решетки по межатомному расстоянию. В первом приближении эту величину можно считать пропорциональной самой энергии решетки.

Отметим, что нами найденные значения θ_D являются приемлемыми, т.к. удовлетворительно согласуются с результатом авторов [12], где из рентгеновских данных "двуэтапным методом" вычисленная температура Дебая для $\text{Co}_{1-x}\text{Cu}_x\text{Cr}_2\text{S}_4$ составила 380 К.

- [1] Ч. Киттель. Квантовая теория твердых тел. Изд. "Наука", М., 1967, с. 44.
- [2] С.М. Новикова. Тепловое расширение тел. Изд. "Наука", М., 1974, с. 214.
- [3] Л.М. Велиев, И.Г. Керимов, Н.Г. Алиев и др. В сб. "Тройные полупроводники и их применение". Киншинев, Изд. "Штингца", 1976, с. 125.
- [4] М.И. Алиев, Э.А. Эйвазов, А.Ф. Сафаров. ДАН Азерб. ССР, 1982, 38, 4.
- [5] T. Kamamata, K. Shirakawa, T. Kaneko. Phys J. Soc. Japan, 1982, 52, p. 1387.
- [6] Э.А. Эйвазов, А.Ф. Сафаров. ФТТ, 1982, 24, с. 631.
- [7] E.A. Ejvazov, A.F. Safarov, A.O. Ismailov. Phys. Stat. Sol. (a) 110, K45, 1998.
- [8] К.П. Белов. Магнитные превращения. М., 1959 с. 169.
- [9] C. Kittel. Phys. Rev., 1960, 2, p. 120.
- [10] У. Мэзон (ред.). Динамика решетки. Изд. "Мир" 1968, с. 50.
- [11] V.C. Srivastava. J. Appl. Phys., 1969, 40, p. 1017.
- [12] C.P. Bean, D.S. Rodbell. Phys. Rev., 1962, 126, p. 104.
- [13] А.С. Охотин, А.С. Пушкинский, В.В. Горбачев. Термофизические свойства полупроводников. М., Атомиздат., 1972, с. 115.
- [14] M. Gogolowicz, J. Rusz, J. Warczewski, S. Juszczuk. J. Solid. Stat. Phys., 1986, 19, p. 7121.

D.Ә. Ejvazov, E.V. Nasirov, Y.M. Abbasov, A.F. Seferov, V.I. Hüseyinov

MAQNIT FAZA KEÇİDİ ƏTRAFINDA $\text{Co}_{1-x}\text{Cu}_x\text{Cr}_2\text{S}_4$ -ÜN İSTİDƏN GENİŞLƏNMƏSİ

Hazırkı işdə ferromaqnit sistemi $\text{Co}_{1-x}\text{Cu}_x\text{Cr}_2\text{S}_4$ ün T_c etrafında istidən genişlənme emsalı ($\text{IG}\Theta$) təcrübə olaraq tədqiq edilmiş və $\text{IG}\Theta$ -nın müsbət sıçrayışı müşahidə olunmuşdur. Termodinamik təhlil nəticəsində müəyyən olunmuşdur ki, müşahidə olunan anomaliyanın səbəbi $\text{Co}_{1-x}\text{Cu}_x\text{Cr}_2\text{S}_4$ -də mənfi maqnitostriksianın olması ilə bağlıdır. İşdə həmçinin ilk dəfə olaraq tədqiq olunan sistem üçün Debay temperaturu və Küri nöqtəsinin təzyiqi emsalı qiyətləndirilmişdir.

E.A. Ejvazov, E.V. Nasirov, Y.N. Abbasov, A.F. Safarov, V.I. Husseynov

THERMAL EXPANSION $\text{Co}_{1-x}\text{Cu}_x\text{Cr}_2\text{S}_4$ IN THE MAGNETIC PHASE TRANSITION NEIGHBOURHOOD

The present research is focused on the behavior of thermal expansion efficiency (tee) of ferromagnetic system $\text{Co}_{1-x}\text{Cu}_x\text{Cr}_2\text{S}_4$ in the vicinity of T_c . The research discovered positive leap of tee. The thermodynamic analysis revealed that the reason of the above anomaly lies in the presence of negative magnetic field in $\text{Co}_{1-x}\text{Cu}_x\text{Cr}_2\text{S}_4$ are examined. For the first time the temperature of Debye and efficiency of pressure of Curie point for the system under research.

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СЛОИСТЫХ МОНОКРИСТАЛЛОВ $TlGa_{0,99}Fe_{0,01}S_2$

Э.М. КЕРИМОВА, С.Н. МУСТАФАЕВА, С.Б. КЯЗИМОВ, Э.М. ГОДЖАЕВ

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

Изучено влияние частичного замещения $Ga \rightarrow Fe$ в монокристаллах $TlGaS_2$ на их фотоэлектрические свойства. Указанное замещение в количестве 1 ат. % Fe приводило к полной перестройке спектров фототока. Полученные экспериментальные результаты показали, что изменением температуры от 300 до ≈ 370 К можно управлять энергией максимума фототока монокристаллов $TlGa_{0,99}Fe_{0,01}S_2$ от 1,98 до 1,70 эВ.

Физические свойства слоисто-цепочечных полупроводников типа $TlB^{III}C_2^{VI}$ ($B-In, Ga; C-S, Se, Te$) под влиянием внешних воздействий (температура, электрическое поле, электромагнитное и ионизирующее излучение, давление, интеркаляция) довольно подробно исследованы [1-13]. Было показано, что воздействием перечисленных внешних факторов можно управлять электрическими, фотоэлектрическими и оптическими свойствами указанных полупроводников. С целью управления их параметрами посредством магнитного поля необходимо придать им магнитные свойства, а это возможно путем частичного замещения немагнитных трехвалентных катионов иния или галлия магнитными ионами (Fe, Co, Ni).

В [14] было исследовано влияние дефектов, созданных при частичном замещении $In \rightarrow Fe$ на диэлектрические свойства монокристаллов $TlInS_2$ и параметры мягкой моды.

В [15] нами сообщалось о влиянии частичного замещения $In \rightarrow Fe$ в монокристаллах $TlInS_2$ на их оптические свойства.

Целью настоящей работы явилось изучение влияния частичного замещения $Ga \rightarrow Fe$ в монокристаллах $TlGaS_2$ на их фотоэлектрические свойства. Следует отметить, что значение ионных радиусов галлия и железа очень близки друг к другу ($r_{Ga+3}=0,62 \text{ \AA}$; $r_{Fe+3}=0,64 \text{ \AA}$).

Монокристаллы $TlGa_{0,99}Fe_{0,01}S_2$ были выращены методом Бриджмена-Стокбаргера. Рентгенографическим анализом установлено, что данный состав кристаллизуется в моноклинной структуре со значением параметров решетки $a=10,760 \text{ \AA}$; $b=10,758 \text{ \AA}$; $c=15,625 \text{ \AA}$; $\beta=100,6^\circ$. Выращенные кристаллы $TlGa_{0,99}Fe_{0,01}S_2$ подвергались количественному микрорентгенспектральному анализу (на установке «CAMECA MS-46»), который показал достаточно однородное распределение ионов железа вдоль и поперек ампулы (слитка).

Полученные таким образом монокристаллы $TlGa_{0,99}Fe_{0,01}S_2$ оказались фоточувствительными. На рис. 1 приведены нормированные спектральные зависимости фототока для исходных монокристаллов $TlGaS_2$ при температурах 300, 317, 354 и 383 К. Свет на монокристалл падал в направлении, перпендикулярном плоскости естественного скола, а внешнее электрическое поле (из омической области вольтамперной характеристики) было приложено вдоль слоев $TlGaS_2$.

Для температур 317 и 354 К (рис. 1, кривые 2 и 3) приведены лишь низкоэнергетические ветви спектра фототока; собственные максимумы этих кривых приходятся на

энергии 2,75 и 2,82 эВ, соответственно, т.е. расположены между собственными максимумами кривых 1 и 4 (2,70 и 2,84 эВ) и не приведены на рисунке в силу того, чтобы не перегружать его.

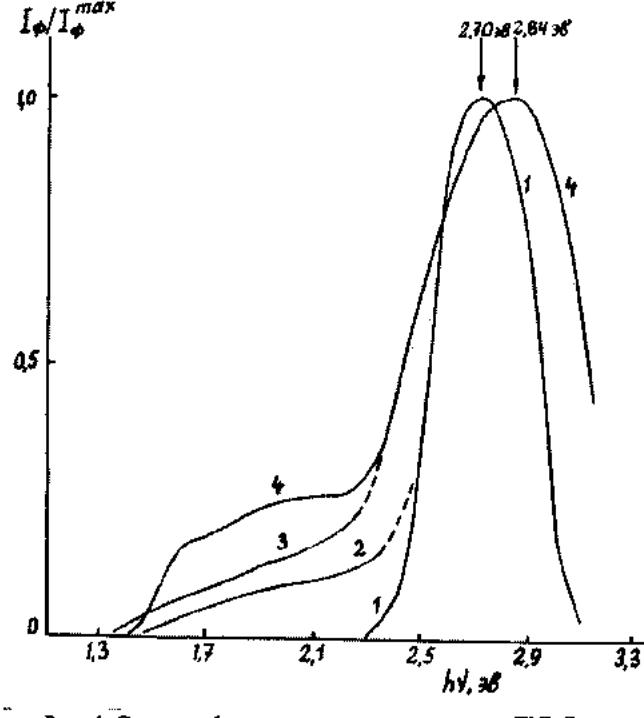


Рис. 1. Спектры фототока для монокристалла $TlGaS_2$ при различных температурах T , К: 1-300; 2-317; 3-354; 4-383.

С увеличением температуры от 300 до 383 К в монокристаллах $TlGaS_2$ наблюдалось уширение основной полосы собственной фотопроводимости и смещение ее в сторону больших энергий. Кроме того, рост температуры приводил к появлению на спектрах фототока монокристалла $TlGaS_2$ широкой примесной полосы в интервале энергий 1,3-2,2 эВ.

Частичное замещение ионов галлия в решетке $TlGaS_2$ на ионы железа в незначительном количестве (≈ 1 ат. % Fe) приводило к полной перестройке фотоэлектронных спектров. На рис. 2 представлены спектры фототока для монокристалла $TlGa_{0,99}Fe_{0,01}S_2$ при температурах 300, 346 и 369 К. Сопоставление рис. 1 и 2 показывает, что при указанном замещении $Ga \rightarrow Fe$ основная полоса собственной фотопроводимости, наблюдаемая в области 2,6-2,9 эВ до введения железа, подавляется и проявляется лишь как

слабое коротковолновое плечо на фоне новой полосы максимальной фоточувствительности в низкоэнергетической области спектра 1,3-2,6 эВ), возникшей после введения железа. Аналогичная перестройка спектров фототока

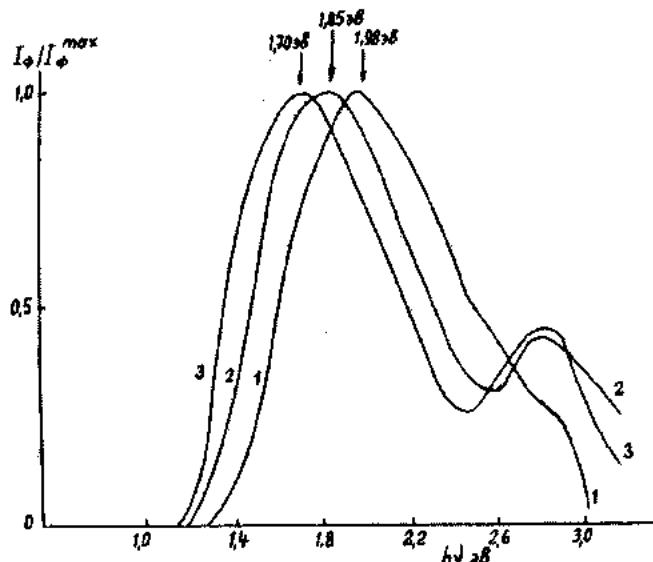


Рис. 2. Спектральные зависимости фототока для монокристалла $TlGa_{0.99}Fe_{0.01}S_2$ при температурах $T, \text{ К}$: 1-300; 2-346; 3-369.

наблюдалась и при введении ионов железа в монокристаллы $TlInS_2$ [16]; здесь на спектрах фототока также наблюдалась полоса максимальной чувствительности с пиком при $h\nu \approx 1,70 \text{ эВ}$. Данное обстоятельство связано, по-видимому, с усилением межслоевых связей, вызванных присутствием в соседних слоях кристаллов магнитных ионов железа.

Коротковолновый пик в спектрах фототока кристаллов $TlGa_{0.99}Fe_{0.01}S_2$ составлял 20-25 % от вновь возникшего максимума. Относительная спектральная фоточувствительность содержащих железо кристаллов в указанной выше низкоэнергетической области становится доминирующей, как при комнатной температуре, так и при температурах выше комнатной.

Основной максимум спектра фотопроводимости в результате замещения галлия на 1 ат.-% Fe смешался от 2,70 эВ до 1,98 эВ при 300 К. Отмеченная новая полоса

максимальной спектральной фоточувствительности резко смешалась в сторону длинных волн с ростом температуры. На рис. 3 показана зависимость энергии максимума этой полосы от температуры, откуда видно, что по мере повышения температуры от 300 до 369 К, $h\nu_{\max}$ смешается от 1,98 до 1,70 эВ.

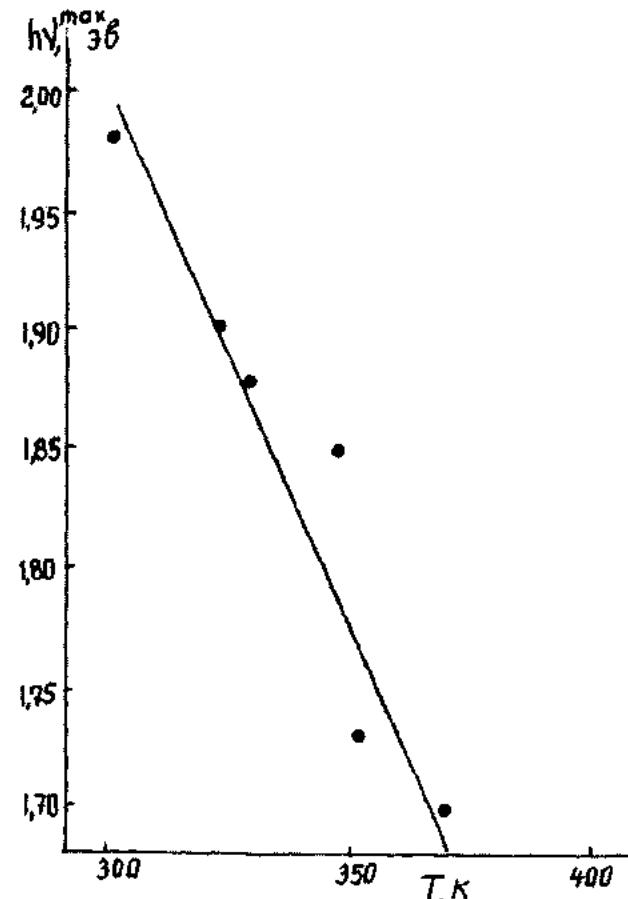


Рис.3. Зависимость энергии максимума фототока ($h\nu_{\max}$) в монокристалле $TlGa_{0.99}Fe_{0.01}S_2$ от температуры.

Таким образом, полученные экспериментальные результаты показали, что за счет частичного замещения $Ga \rightarrow Fe$ в решетке $TlGaS_2$ можно существенно модифицировать спектры фототока полученных кристаллов, а также управлять энергией максимума фототока монокристаллов $TlGa_{0.99}Fe_{0.01}S_2$ вариацией температуры.

-
- [1] С.Н. Мустафаева. Неорган. материалы. 1994, т.30, № 8, с.1033-1036.
 - [2] С.Н.Мустафаева, С.Д.Мамедбейли, И.А.Мамедбейли. Неорган. материалы. 1994, т.30, №5, с.626-628.
 - [3] G.D. Guseinov, S.B. Kyazimov, E.M. Kerimova, I.S.Gorban, V.A. Gubanov, N.M. Belyi, A.V. Bobyr. Turkish Journal of Physics. 1994, v.18, №7, p.721-725.
 - [4] С.Н. Мустафаева, М.М.Асадов, В.А.Рамазанзаде. Неорган.Материалы. 1995, т.31, № 3, с.318-320.
 - [5] С.Н.Мустафаева, М.М.Асадов, В.А.Рамазанзаде. ФТП, 1996, т.38, № 1, с. 14-18.
 - [6] С.Н.Мустафаева, С.Д. Мамедбейли, М.М.Асадов, И.А. Мамедбейли, К.М.Ахмедли. ФТП, 1996, т.30, №12, с.2154-2158.
 - [7] С.Н. Мустафаева, М.М. Асадов. Неорган.материалы. 1997, т.33, № 7, с.790-792.
 - [8] Э.М.Керимова, С.Н.Мустафаева, А.Б.Магерамов. Неорган.материалы. 1997,т.33, №11, с.1325-1326.
 - [9] С.Н. Мустафаева, В.А. Алиев, М.М. Асадов. ФТП, 1998, т.40, № 1, с.48-51.
 - [10] С.Н. Мустафаева, В.А. Алиев, М.М. Асадов. ФТП, 1998, т.40, № 4, с.612-615.
 - [11] С.Н. Мустафаева, Э.М. Керимова, Н.З. Гасанов. ФТП, 1998, т.32, № 2, с.145-147.

- [12] N.Mamedov, Matsumoto Tamao, H.Uchiki, Yo.Tanaka. Proceed. of the 11th Int. Conf. on Ternary and Multinary Compounds, ICTMC-11, Salford, 8-12 September 1997, p.899-902.
- [13] A.Z. Abasova, E.M. Kerimova, G.A. Muradova, A.M. Pashaev. Proceed. Of the 11th Int. Conf. on Ternary and Multinary Compounds, ICTMC-11, Salford, 8-12 September 1997, p.983-988.
- [14] Ю. Банис, Й. Григас, Г.Гусейнов. Литовский физ. сборник. 1989, т.29, № 3, с.348-356.
- [15] Э.М. Керимова, С.Н. Мустафаева, Л.А. Исмаилзаде, А.Ю. Наджафов. Fizika. 1998, т.4, №1, с.28-29.
- [16] Э.М. Керимова, Г.Г. Гусейнов, Л.А. Исмаилзаде, А.К. Заманова. Неорган. материалы. 1997, т.33, № 9, с.1060-1062.

E.M. Kərimova, S.N. Mustafayeva, S.B. Kazimov, E.M. Qocayev

TIGa_{0,99}Fe_{0,01}S₂ LAYVARI MONOKRİSTALLARININ FOTOELEKTRİK XASSƏLƏRİ

TIGaS₂ monokristallarda Ga→Fe qismən evez olunmasının fotoelektrik xasselerine tə'siri öyrənilmişdir. 1 at % Fe-la evez olunma photocərəyanın spektrinin tamamile dəyişməsinə getirir. Alınmış təcrübə nticələr göstərir ki, temperaturun 300-370 K intervalında TIGa_{0,99}Fe_{0,01}S₂ monokristalının photocərəyanın maksimumun enerjisini 1,98 eV-1,70 eV qədər idarə etmək mümkündür.

E.M. Kerimova, S.N. Mustafayeva, S.B. Kazymov, E.M. Godjayev

PHOTOELECTRICAL PROPERTIES OF LAYER TIGa_{0,99}Fe_{0,01}S₂ SINGLE CRYSTALS

The influence of Ga→Fe partial substitution on photoelectric properties of TIGaS₂ single crystals was studied. Substitution by 1 atom % Fe leads to the complete reconstruction of photocurrent spectra. Obtained experimental results showed that by change of temperature from 300 to 370 K one can control energy of photocurrent maximum of TIGa_{0,99}Fe_{0,01}S₂ single crystals from 1.98 to 1.70 eV.

ТЕРМО-Э.Д.С. ОРИЕНТИРОВАННЫХ ЭВТЕКТИК $A^{IV}Te-Te$

Я.Н. БАБАЕВ

*Нахичеванский Государственный Университет им. Ю. Мамедалиева
373630, г. Нахичевань, Университетский городок*

На основе теории обобщенной проводимости для гетерогенных систем проведены расчеты термо-э.д.с при 300 К и сравнения с экспериментальными данными для ориентированных двухфазных эвтектик $A^{IV}Te-Te$.

Благодаря ценным физическим (магнитным, оптическим, термоэлектрическим, адгезионным, эмиссионным, тензореактивным и др.) свойствам эвтектические сплавы, в том числе ориентированные двухфазные эвтектики, представляют, наряду с практическим, и научный интерес [1-3].

В работе [4] методом направленной кристаллизации по системам $A^{IV}Te-Te$ получены эвтектические кристаллы с регулярной структурой, изучены их электрофизические свойства, определены морфологический тип эвтектики и

периоды расположения фаз. Целью настоящей работы является проведение расчета коэффициента термо-э.д.с. ранее полученных ориентированных двухфазных эвтектик $A^{IV}Te-Te$ и сравнение расчетных данных с экспериментальными результатами.

Для выполнения настоящей работы использовано представление об ориентированной эвтектике, как о параллельно соединенных проводниках аналогично [5], где для учета влияния термо-э.д.с. эвтектического кристалла в целом, применены следующие уравнения:

$$\alpha_1 = \alpha_1 + \left(\sqrt{\frac{1+\psi}{\psi}} - 1 \right) \left[\frac{\chi_2}{\chi_1} \left(\frac{1+\psi}{\psi} \right) - \frac{\sigma_1}{\sigma_2} - \frac{\chi_2 \sigma_1}{\chi_1 \sigma_2} \left(\sqrt{\frac{1+\psi}{\psi}} - 1 \right) \right] + \left(\frac{1+\psi}{\psi} \right) \quad (1)$$

$$\alpha_{||} = \left(\alpha_1 + \alpha_2 \psi \frac{\sigma_2}{\sigma_1} \right) \left(1 + \psi \frac{\sigma_2}{\sigma_1} \right)^{-1}, \quad (2)$$

где α - коэффициент термо-э.д.с., σ - электропроводность, χ - теплопроводность эвтектического кристалла; α_1 и α_2 - для случаев $I\perp X$ и $I\parallel X$; I - направление силы тока, X - направление кристаллизации, или пластинок, в данном случае: индексы 1 и 2 относятся к фазам матрицы и включения, ψ - отношение объемов фаз включения и матрицы эвтектики. В рассматриваемых ориентированных эвтектиках $A^{IV}Te-Te$ (где A^{IV} -Ge, Sn, Pb) роль включений играют пластины $A^{IV}Te$, матрицы - Te.

В работе [6] развиты ранее выдвинутые теории для расчета электропроводности гетерогенных систем и использованы соответствующие уравнения с целью расчета электропроводности компонентов регулярной эвтектики GaSb - FeGa_{1,3} стержневой структуры при 80-450 К (где роль включений играют стержни или иглы FeGa_{1,3}) и получены согласованные с экспериментами результаты.

Из уравнения (1) вытекает, что суммарная величина термо-э.д.с. последовательно соединенных проводников

зависит от перепада температур на проводнике, который уже зависит от теплопроводностей проводников. Очевидно, в случае равенства теплопроводностей фаз эвтектики, уравнение (1) упростится. Допускается, что χ_2/χ_1 не изменяется от условий кристаллизации. В таблице 1 приведены литературные данные по σ, α и χ компонентов эвтектики $A^{IV}Te-Te$. Для эвтектики системы GeTe-Te, где $\psi=0,69$, уравнения (1) и (2) после подстановки значений $\sigma_1, \sigma_2, \chi_1, \chi_2$ имели вид:

$$7,03\alpha_1 = 6,03\alpha_1 + \alpha_2 \quad (3)$$

$$80,2\alpha_{||} = \alpha_1 + 79,2\alpha_2 \quad (4)$$

На основе расчетов ψ и литературных данных [7-11] решением уравнений (1) и (2) рассчитали α_1 и $\alpha_{||}$ для каждой эвтектики $A^{IV}Te-Te$ (табл.2).

Таблица 1. Электропроводность, термо-э.д.с. и теплопроводность компонентов эвтектик $A^{IV}Te-Te$.

№№	Компоненты эвтектик $A^{IV}Te-Te$	$\sigma, \Omega^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$	$\alpha, \text{мкВ/К}$	$\chi \cdot 10^{-3}, \text{Вт/см}\cdot\text{К}$	Лит. источник
1.	Ge Te	$6,2 \cdot 10^3$	25	70	7
2.	Sn Te	$1,15 \cdot 10^4$	28	66	8
3.	Pb Te	$3,2 \cdot 10^2$	250	21	9
4.	Te	54	300	20,9	10,11

Таблица 2. Экспериментальные и рассчитанные значения термо-э.д.с. (α_{\parallel} и α_{\perp}) и отношение объемов фаз ориентированных эвтектик A^{IV}Te - Te

№№	Эвтектика A ^{IV} Te-Te	α_{\parallel} (эксп.), мкВ / К	α_{\parallel} (расч.), мкВ / К	α_{\perp} (эксп.), мкВ / К	α_{\perp} (расч.), мкВ / К	$\psi, V_{вкл.} / V_{матр.}$
1	GeTe-Te	98	28	112	261	0,69
2	SnTe-Te	46	30	188	248	0,88
3	PbTe-Te	328	259	234	284	0,82

Как видно из таблиц 1 и 2, экспериментальные значения α_{\parallel} и α_{\perp} эвтектик A^{IV}Te-Te лежат в интервале значений для исходных A^{IV}Te и Te, что соответствует принципу непрерывности физико-химического анализа с непрерывным изменением состава системы. Так как в ориентированных эвтектиках обычно наблюдается анизотропия свойств, экспериментальные значения α_{\parallel} и α_{\perp} несколько отличаются. Что касается значительных различий экспериментальных и расчетных данных по α_{\parallel} и α_{\perp} , то основной причиной является значительная объемная доля включений.

Известно, что при $V_t < 0,28$ (где V_t - объемная доля включений или меньшей фазы) в ориентированных двухфазных эвтектиках стержневая структура стабильна, хотя имеются нарушения объемного критерия [12] в ту и обратную сторону. Переходя в объемное соотношение фаз, получим:

$$\frac{V_{вкл.}}{V_{матр.}} = \frac{0,28}{0,72} = 0,39$$

При значениях $V_{вкл.} / V_{матр.} \leq 0,39$ применение уравнений (1) и (2) для расчета α_{\parallel} и α_{\perp} дает близкие к истинным значениям результаты для эвтектических композиций с достаточной периодичностью включений. А для ориентированных эвтектик систем A^{IV}Te-Te, отношения объемов фаз ψ лежат в интервале значений 0,69-0,82, что является главной причиной расхождения расчетных и экспериментальных данных по термо-э.д.с. Побочное влияние на значительное отличие $\alpha_{эксп.}$ и $\alpha_{расч.}$ могут оказывать такие факторы, как степень чистоты компонентов, возможные погрешности измерений, недостаточная периодичность фаз, степень непрерывности пластин и т.д.

Как видно из приведенных таблиц, для эвтектик A^{IV}Te-Te рассчитанные значения α_{\perp} соответствуют термо-э.д.с. теллура, а α_{\parallel} -соответственно, GeTe, SnTe, PbTe. Расхождение составляет для матрицы - 5-17 %, а для включений - 3-16 %. Из уравнений (1) и (2) видно, что на основе данных $\psi, \sigma_1, \sigma_2, \chi_1, \chi_2$, а также α_{\parallel} и α_{\perp} , обратным решением задачи можно вычислить α_1 и α_2 , т.е. термо-э.д.с. компонентов двух однофазных эвтектик A^{IV}Te-Te.

-
- [1] А.И. Сомов, М.А. Тихоновский. Эвтектические композиции, Изд. "Металлургия", М., 1975, с. 303.
 - [2] М.И. Заргарова. Азерб. хим. журн., № 4, 1977, с. 122.
 - [3] Я.Н. Бабаев, Ф.М. Садыгов. Материалы конф. "Физико-химический анализ и неорганическое материаловедение", Сб. статей, Баку, 1998, с. 82.
 - [4] Я.Н. Бабаев. Азерб. хим. журн (в печати).
 - [5] В.В. Леонов, Е.Н. Чунарев, Ю.Е. Спектор. Физико-химические процессы в гетерогенных системах. Сб. статей, Красноярск, 1977, с.68.
 - [6] М.И. Алиев, З.А. Джасфаров, А.А. Халирова, М.А. Джасфарова. Fizika, т. 3, № 1, 1997, с.12.
 - [7] Н.Х. Абрекосов, Г.Т. Данилова-Добрякова, Б.Г. Робакидзе. Известия АН СССР. Журн. "Неорган. Материалы", т. 10, № 8, 1974, с. 1426.
 - [8] П.Г. Рустамов, Я.Н. Бабаев. Азерб. хим. журнал, № 3, 1985, с.81.
 - [9] П.Г.Рустамов, М.А.Алиджанов, Ч.И.Абилов, Я.Н.Насиров, М.З. Ализаде. Электронная техника, серия "Материалы", вып. 12, 1975, с.55.
 - [10] Я.А. Угай. Введение в химию полупроводников. Изд. "Высшая школа". М., 1975, с. 302.
 - [11] П.И. Баранский, В.П. Ключков, И.В. Потыкевич. Полупроводниковая электроника, Справочник, Изд. "Наукова Думка", Киев, 1975.
 - [12] В.Н. Головин, Ю.П. Курило, В.Е. Семененко, А.И. Сомов. ФХОМ, № 3, 1968, с. 139.

Y.N. Babayev

İSTİQAMƏTLƏNMİŞ A^{IV}Te - Te EVTEKTİK ƏRİNTİLƏRİNİN TERMO - E.H.Q.

Heterogen sistemlər üçün ümumileşmiş keçiricilik nəzəriyyəsi əsasında istiqamətlənmiş ikifazalı A^{IV}Te - Te evtektilərinin 300 K temperatur üçün termo - e.h.q. emsalı hesablanmış, təcrübə nəticələrlə müqayisələr aparılmışdır.

Y.N. Babayev

THERMOELECTROMOTIVE OF THE ORIENTED EUTECTICS A^{IV}-Te-Te

The calculations of the thermoelectromotive at 300 K and it's comparison with experimental data for oriented two-phase eutectics A^{IV}-Te-Te are carried out on the basis of generalized conductivity theory of heterogen systems.

АНОМАЛИЯ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ПЛЕНОК $Sb_2S_3-Sb_2Se_3$ В ОБЛАСТИ ТЕМПЕРАТУРЫ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА

А.А. АГАСИЕВ, А.О. АЛИЕВ, М.Г. АГАЕВ

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

Магнетронным распылением на постоянном токе получены пленки твердого раствора $Sb_2S_3-Sb_2Se_3$ стехиометрического состава. В широком температурном интервале исследована электропроводность структур $Me-Sb_2S_3-Sb_2Se_3-Me$ в планарном и «сэндвич» конфигурациях. Показано наличие аномалии в температурной зависимости электропроводности пленок при «сэндвич» конфигурациях. Аномалия проводимости объясняется наличием спонтанной поляризации в пленках.

Интерес к полупроводниково-сегнетоэлектрическим соединениям связан в первую очередь с существованием в них сегнетоэлектрических фазовых переходов и высокой фоточувствительности. В области фазового перехода их кристаллическая решетка неустойчива, физические свойства нелинейные, а их полупроводниковые параметры становятся экстремальными. Соединения $Sb_2S_3-Sb_2Se_3$ кристаллизуются в ромбической решетке (D_{2h}^{16}) и обладают достаточно высокой и сильно анизотропной диэлектрической проницаемостью [1].

Требования новой техники не могут быть удовлетворены использованием только керамики и монокристаллов. Таковыми являются микро-миниатюризация устройств, снижение их электроемкости, повышение чувствительности и быстродействия элементов при одновременном уменьшении управляющих полей. Использование пленок не только решает эти проблемы, но и расширяет функциональные возможности. Поэтому интенсивное исследование тонких пленок вполне оправдано. Ибо пленки представляют собой модель уникальную для изучения и выяснения роли дефектов строения в спонтанной деформации решетки, а в случае сегнетоэлектрических пленок вариация структурного упорядочения и толщины пленки, типа и плотности дефектов в ней реализуются условия критические к сегнетоэлектрическому состоянию.

В связи с тем, что в системе $Sb_2S_3-Sb_2Se_3$ наблюдаются фазовые переходы и сегнетоэлектрические явления [2] возникает необходимость выяснить механизм электропроводности и ее поведения в области температуры фазового перехода в пленках.

Пленки для исследований получены магнетронным распылением твердых растворов системы $Sb_2S_3-Sb_2Se_3$ на постоянном токе [3]. Магнетронная система с плоским катодом была собрана на основе установки ВУП-4К. В качестве мишени использовали диски диаметром 25 мм и толщиной 3 мм. Расстояние между подложкой и мишенью варьировалось в пределах 3-10 см, при этом напряжение изменялось от 0,2 до 0,6 кв. Структурные исследования пленок проводились на электронном микроскопе ЭМ-14, а химический состав пленок определялся локальным рентгеноспектральным методом на приборе MS-46 путем сравнения отношений интенсивностей спектральных линий для пленок и эталонного образца. Температу-

ра подложек изменялась в пределах 300-900 К и измерялась с помощью Pt, Pt-родиевой термопарой с точностью 1-2 градуса. Для получения однородных по толщине пленок, с помощью специальных приспособлений подложки вращались и двигались поступательно возвратно вблизи мишени. В качестве подложек применялись свежие скобы $NaCl$, слюды, пластинки ситалла, а также пленки Sb , Au , Al .

Электронограмма пленки состава 50% Sb_2S_3 -50% Sb_2Se_3 представлена на рис.1. Расчет электронограммы показывает соответствие параметров пленки в объеме образца.



Рис.1. Электронограмма пленки $Sb_2S_3-Sb_2Se_3$, осажденной на $NaCl$ при температуре 350°C

Для измерения электропроводности использовались структуры $Me-Sb_2S_3-Sb_2Se_3-Me$ в планарном и «сэндвич» конфигурациях. Элементарная ячейка Sb_2S_3 или Sb_2Se_3 состоит из 4^x молекул. Их структуру можно представить как цепочки параллельные оси «С». В цепочках осуществляется сильная связь, а между слоями действует ковалентная сила связи [4].

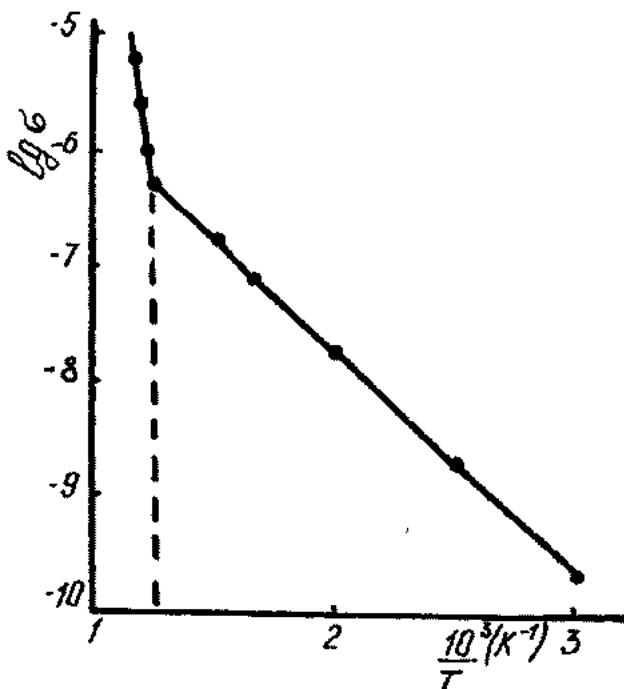


Рис.2. Температурная зависимость электропроводности пленки $Sb_2S_3-Sb_2Se_3$ в "сэндвич" конфигурации.

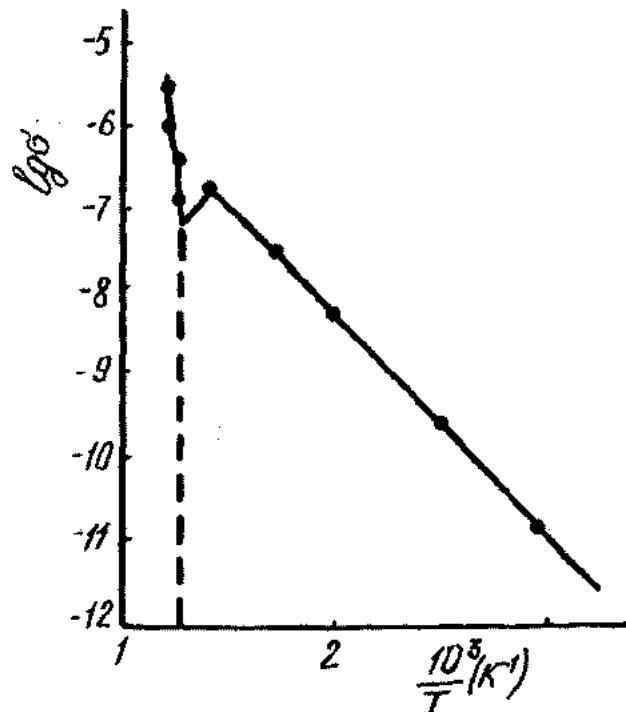


Рис.3. Температурная зависимость электропроводности пленки $Sb_2S_3-Sb_2Se_3$ в планарной конфигурации.

Измерения показали, что в области температуры фазового перехода в направлении оси - «С» («сэндвич» структура) электропроводность обнаруживает аномалию (рис.2), сопровождающуюся скачком электропроводности. При этом наблюдается уменьшение электропроводности и увеличение энергии активации. В направлении перпендикулярном оси - «С» (планарная структура) аномалия электропроводности не обнаружена (рис.3) и σ - претерпевает простой излом.

Аномалия электропроводности, видимо, связана с наличием поляризации в слоях системы $Sb_2S_3-Sb_2Se_3$. Влияние сегнетоэлектрического фазового перехода на температурную зависимость сегнетоэлектриков-полупроводников определяется двумя факторами. Первый - это зависимость от квадрата поляризации ($P_s^2 \sim (T - T_c)$) параметров проводимости (излом в точке фазового перехода на графике зависимости энергии активации от об-

ратной температуры является примером такого рода). Второй фактор - это экранирование спонтанной поляризации. Действительно, при изменении спонтанной поляризации изменяется экранирующий ее заряд, в том числе и на ее часть, которая обусловлена подвижными носителями. Очевидно, что если первый фактор присутствует как в объемных образцах так и в пленках, то второй только в пленках, толщина которых соизмерима с длиной экранирования. В планарной геометрии экранирующие заряды занимают объем составляющей $L_s/\sqrt{3}$ часть всего объема пленки, а в «сэндвич» конфигурации - весь объем. Поэтому должна наблюдаться существенная разница в поведении температурной зависимости проводимости в области фазового перехода для планарной и «сэндвич» конфигураций.

- [1] А.Г. Хасабов, И.Я. Никифоров. Кристаллография 1971, т. 16, вып. 1, с. 41.
[2] К.А. Верховская, И.П. Григав, В.М. Фридкол. ФТТ, 1968, т. 10, с. 2015.

- [3] A.A. Agasiev, V.I. Orbun and M.Z. Mamedo. J. Phys. III, France, 1994, 4, p.2521-2529.
[4] N.W. Tioleswol, F.N. Kcuse, I.D. Necullongh. Acta Cryst, 1959, v. 10, p. 99.

A.A. Ağasiyev, Ə.O. Əliyev, M.H. Ağayev

FAZA KEÇİDLƏRİ OBLASTINDA $Sb_2S_3-Sb_2Se_3$ SİSTEMİNİN NAZİK TƏBƏQƏLƏRİNİN ELEKTRİKKEÇİRİCİLİYİNİN ANOMALİYASI

Sabit cərəyan rejimində maqnetron tozlanması vasitəsilə $Sb_2S_3-Sb_2Se_3$ sistem bərk mehlullarının stekiometrik tərkibli nazik təbəqələri alınmışdır. Geniş temperatur intervalında $Me-Sb_2S_3-Sb_2Se_3-Me$ quruluşunun planar ve "Sendvic" konfiqurasiyalarında elektrikkeçiriciliyi tədqiq olunmuşdur. "Sendvic" konfiqurasiyasında nazik təbəqələrin elektrikkeçiriciliyinin temperatur asılılığının anomaliyası müşahidə olunmuşdur. Elektrikkeçiriciliyin anomaliyası nazik təbəqələrdə spontan poliarizasiyanın olması ilə izah edilmişdir.

АНОМАЛИЯ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ПЛЕНОК Sb_2S_3 - Sb_2Se_3 В ОБЛАСТИ ТЕМПЕРАТУРЫ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА

A.A. Agasiyev, A.O. Aliyev, M.H. Agayev

ANOMALY OF ELECTROCONDUCTIVITY IN Sb_2S_3 - Sb_2Se_3 FILMS IN THE PHASE TRANSITION REGION

The films of Sb_2S_3 - Sb_2Se_3 solid solution of stoichiometric composition have been obtained by magnetron sputtering with dc. The electroconductivity of Me- Sb_2S_3 - Sb_2Se_3 -Me structures in planar and “sandwich” configurations have been studied in a wide temperature region. The anomaly in the temperature dependence of film electroconductivity with “sandwich” configuration has been shown. The anomaly of electroconductivity is explained by spontaneous polarization.

Дата поступления: 22.10.98

Редактор: C.A. Алиев

**ЛАЗЕРНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ В ИССЛЕДОВАНИИ ХИМИЧЕСКОГО СОСТАВА ЯДА
ЗАКАВАЗСКОЙ ГЮРЗЫ (VIPERA LEBETINA OBTUSA) В ЗАВИСИМОСТИ
ОТ ЭКОЛОГИЧЕСКИХ ФАКТОРОВ**

Ш. А. ТОПЧИЕВА

*Институт Зоологии АН Азербайджана
Баку, 370073, пр-д. 1128, бл. 504*

Б. Г. ТАГИЕВ, Р. Б. ДЖАББАРОВ, О. Б. ТАГИЕВ, В.А. АЛИЕВ

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

О. Г. МАМЕДОВ

*Институт Почвоведения и Агрохимии АН Азербайджана
Баку, 370073, ул. М. Арифа, 5*

В работе изучены спектрально-люминесцентные свойства яда змейиной гюрзы при воздействии импульсного азотного лазера. Показано, что спектр ФЛ змейиного яда охватывает область 360+650 нм и состоит из широкого максимума при 530 нм. Выявлено влияние экологических условий на изменчивость характеристик, а также элементарный состав змейиного яда.

Прогресс в развитии лазерной физики и техники обусловил широкое применение лазерной спектроскопии и люминесцентного анализа в исследовании пищевых продуктов, окружающей среды, биологических объектов на

предмет определения токсичности и в изучении взаимодействия лазерного излучения с биосистемами [1].

За последние несколько десятилетий все прогрессирующие загрязнения биосфера Апшеронского полуостро-

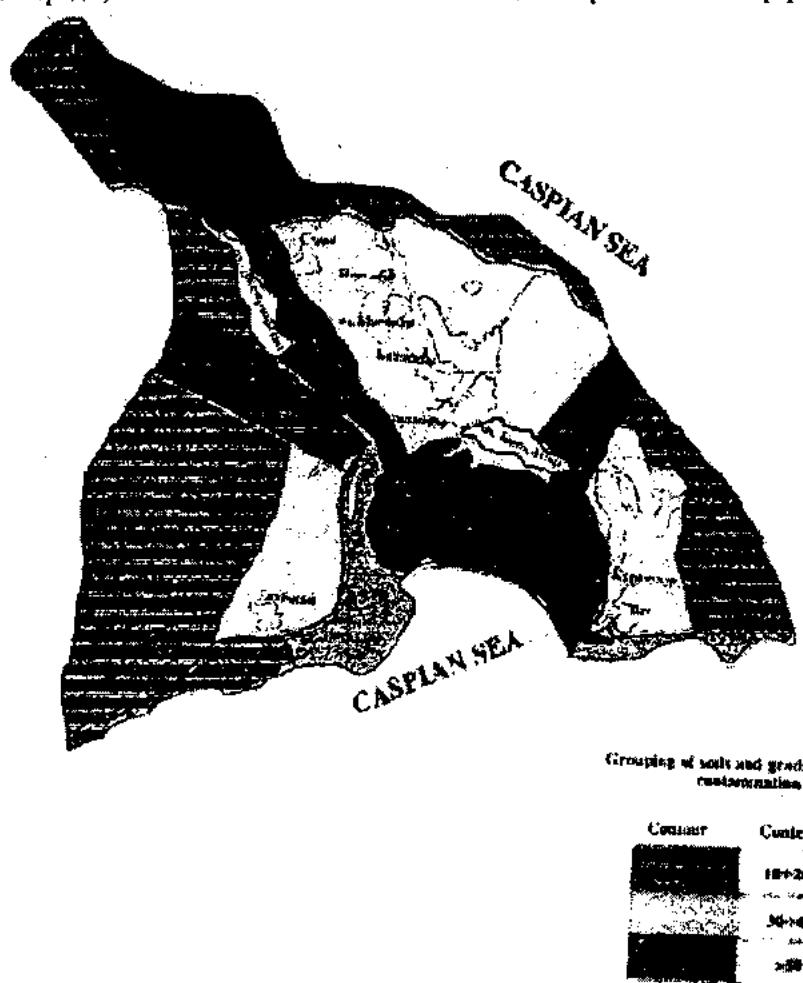


Рис. 1. Экогеохимическая карта-схема загрязненности почв Апшеронского полуострова свинцом.

ва Азербайджана техногенными выбросами приводят к значительному ее насыщению токсичными химическими элементами, в том числе и тяжелыми металлами, такими как: свинец, ртуть, мышьяк, кадмий, хром, никель, олово, медь и др.

В настоящее время все больший размах принимают исследования ядовитых продуктов биосинтеза змей. Огромное внимание к зоотоксинам определяется не только запросами медицинской практики, а их изучение и использование представляет большой интерес для различных отраслей биологии, физиологии, биоорганической химии, иммунологии, общей патологии и др.

Основной задачей исследований явилось изучение роли разных экологических факторов на элементарный состав яда горызы, а также на спектрально-люминесцентные характеристики зоотоксина.

Сведений по геохимической экологии ядовитых змей, в частности закавказской горызы, почти нет, и вопрос этот является весьма актуальным.

Известно, что горызы в природе дают яда больше, чем змеи, содержавшиеся в неволе. Изменяются свойства и токсичность яда при содержании змей в неволе [2].

При длительном содержании в неволе у змей изменяется содержание в организме многих микроэлементов, которые являются активаторами некоторых важных ферментов, гормонов и витаминов. Таким образом, на изменчивость яда змей в значительной мере влияют металлы, поступающие в организм из окружающей среды [3].

Известно, что в состав яда горызы входят следующие металлы: Cd, As, Cu, Ni, Hg, Pb, Zn, Cr. Ферментативная активность яда змей зависит в большей степени от и-

нов этих металлов, которые попадают в организм змей с пищей из окружающей среды. Токсичность яда зависит от содержания этих микроэлементов в организме змей. Методами спектрального анализа исследуется люминесценция вышеуказанных металлов в ядах змей, отловленных в различных почвенных условиях Апшеронского полуострова. Для объяснения зависимости от почвенных экологических условий изменчивости свойств яда, обращено внимание на элементарный состав зоотоксина в данных конкретных условиях.

В полевых исследованиях в местах отлова змей проводится отбор почвенных образцов и проб растений, для установления (методом атомно-адсорбционного анализа) уровней концентрации микроэлементов [4]. На основе этих данных составлены крупномасштабные карто-схемы содержания в почвах микроэлементов, входящих в состав змениного яда (рис.1), из наиболее токсичных элементов (Cd, As, Cu, Ni, Hg, Pb, Zn, Cr), в частности свинца.

Методом лазерной спектроскопии исследованы спектрально-люминесцентные характеристики яда горызы (на установке, собранной на базе спектрофотометра СДЛ-1 фирмы "ЛОМО" Ленинград) с автоматической записью. При регистрации временной зависимости ФЛ яда использован запоминающий осциллограф двухлучевой, универсальный С-1-74.

Спектр ФЛ яда горызы исследован при возбуждении его импульсным азотным лазером типа ЛГИ-21 (длительность импульса 10 нс, длина волны 337.1 нм). Спектр ФЛ яда охватывает область 360-630 нм с широким максимумом при $\lambda=530$ нм (рис.2).

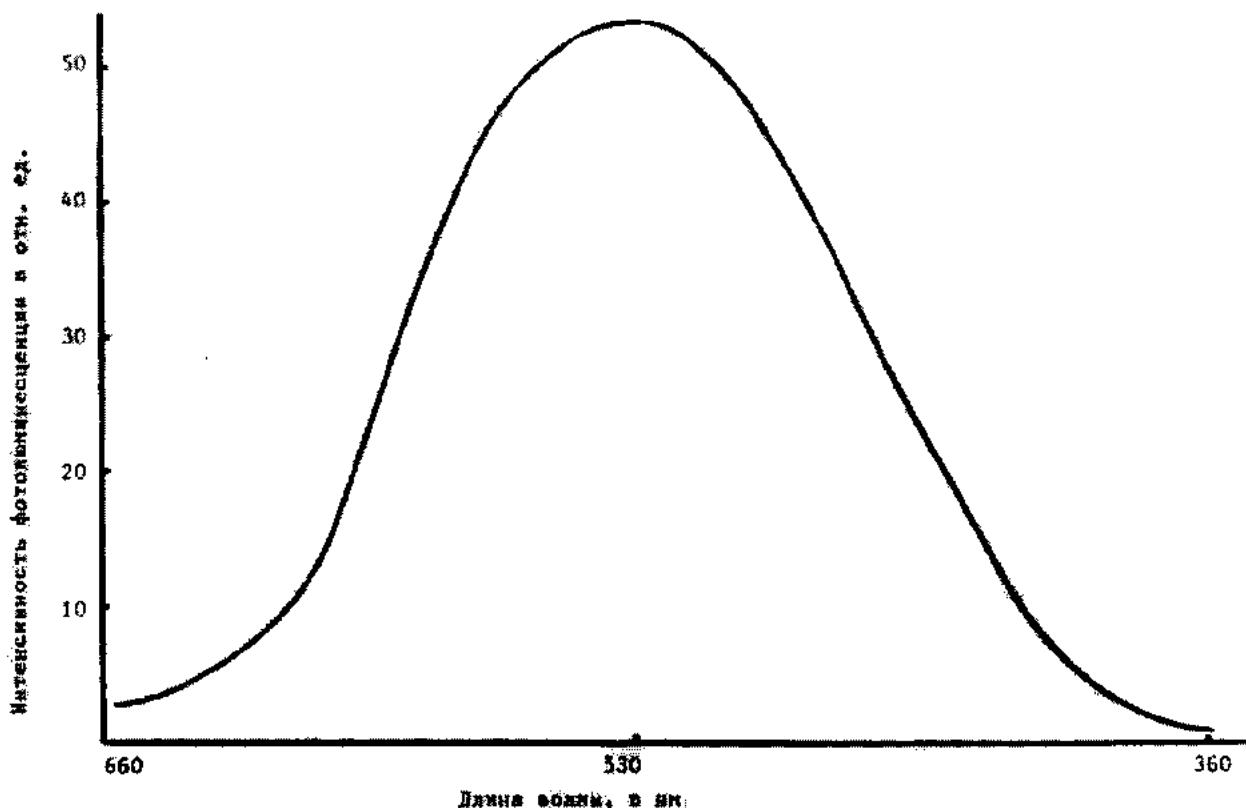


Рис.2. Спектр фотолюминесценции яда горызы

Временная зависимость максимума 530 нм ФЛ представлена на рис.3. Анализ полученных данных показывает, что интенсивность ФЛ в широком интервале длин волн после прекращения возбуждения со временем уменьшается по экспоненциальному закону.

$$I = I_0 e^{-\frac{t}{\tau_D}}$$

где I - интенсивность при времени t , I_0 - интенсивность при $t=0$, τ_D - время постоянное, характеризующее время жизни возбужденного состояния центров свечения.

Данные, представленные в полулогарифмическом масштабе $\ln I = f(t)$, состоят из двух прямых с различными наклонами. Из этих данных для времени возбужденных состояний получено $t=3 \cdot 10^{-5}$ с. для змеиного яда.

Исследования показывают, что в зависимости от качества и количества микроэлементов в змеином яде, интенсивность и максимум в спектре ФЛ, а также время возбужденных состояний центров свечения изменяются.

Таким образом с помощью люминесцентного анализа возможно идентифицировать и анализировать змеиный яд, а также исследовать влияние разных экологических факторов на микроэлементарный состав в различных геохимических условиях.

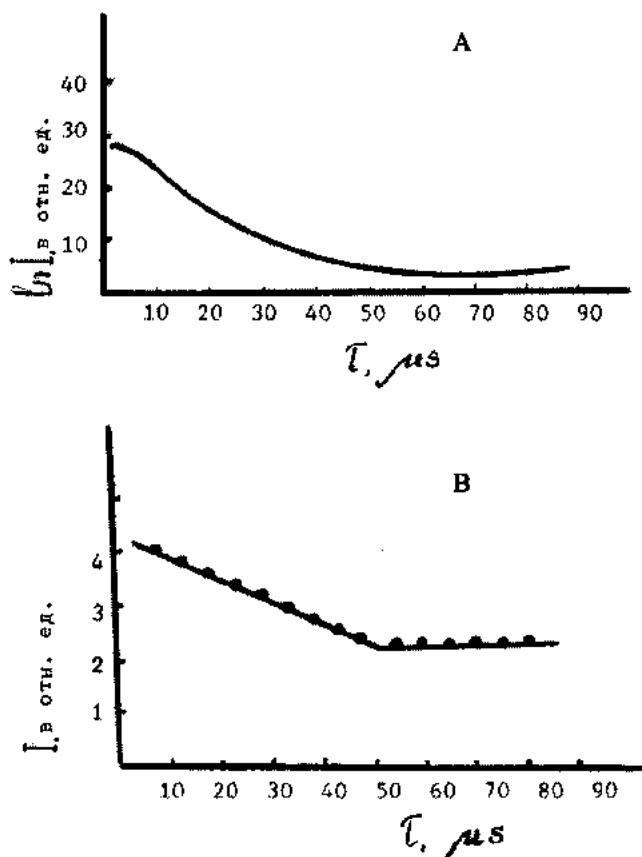


Рис. 3. Временные зависимости в спектре ФЛ яда гюрзы для максимума $\lambda=530$ нм при 300 К.

- [1] А.В. Приезжевю, В.В. Тучин, А.П. Шубочкин. Лазерная диагностика в биологии и медицине, М. Наука, 1989, с. 240.
- [2] Б.Н. Орлов, Д.Б. Гелашвили. Зоотоксикология, М.: "Высшая школа", 1985, с. 280.
- [3] Я.Д. Далятов, Е.С. Крылова. Изменение биологических свойств ядов среднеазиатских змей, В кн.:

Ş.A. Topçiyeva, B.H. Tağıyev, R.B. Cabbarov, O.B. Tağıyev, O.Y. Məmmədov, V.Ə. Əliyev

EKOLOJİ AMİLLƏRDƏN ASİLİ OLARAQ ZAQAFQAZIYA GÜRZƏSİ ZƏHƏRİNİN KİMYƏVİ TƏRKİBİNİN ÖYRƏNİLMƏSİNĐƏ LAZER SPEKTROSKOPIYA

İşdə impuls azot lazerinin tə'siri ilə zaqafqaziya gürzəsi zəherinin spektral lüminescent xüsusiyyətlərinin öyrənilməsinin nticələri verilmişdir. Göstərilmişdir ki, ilan zəherinin FL spektri 360+650 nm dalğa uzunluqlu sahəni əhatə edir və 530 nm-də geniş maksimumdan təşkil olunmuşdur. Ekoloji şəraitin ilan zəheri xüsusiyyətlərinin dəyişkənliliyinə və həmçinin, elementar tərkibinə tə'siri müəyyən edilmişdir.

Sh.A. Topchieva, B.G. Tagiev, R.B. Jabbarov, O.B. Tagiev, O.H. Mamedov, V.A. Aliyev

INVESTIGATIONS OF CHEMICAL COMPOSITION OF VIPERA LEBETINA OBTUSA VENOM DEPENDING ON ECOLOGICAL FACTORS BY LASER SPECTROSCOPY METHOD

Results of the investigation of spectral luminescent characteristics of vipera lebetina obtusa venom under the affect of nitrogen lasers. It was shown that PL spectra of the venom covers the region of wavelength 360+650 nm and consists of wide maximum at $\lambda=530$ nm.

Influence of ecological conditions on characteristics changeability and elementary composition of venom was revealed.

Дата поступления: 09.06.99

Редактор: Ф.М. Гашимзаде

ИССЛЕДОВАНИЯ ПОДВИЖНОСТИ ЭЛЕКТРОНОВ В ИНВЕРСИОННЫХ КАНАЛАХ КРЕМНИЕВЫХ Д-МДП-СТРУКТУР

Ш.М. ГАСАНЛЫ, Ф.И. АЛИЕВ, Х.Б. БАЙРАМОВ

Институт Физики АН Азербайджана,

Баку, 370143, пр. Г. Джавида, 33

В работе проведены исследования поведения носителей тока в инверсионном канале МДП-структур. Исследованы Д-МДП и МДП-структуры на основе кремния. Показано, что двойная диффузия в Д-МДП-структурах позволяет: а) изготовить индуцированный п-канальный транзистор; б) уменьшить длину инверсионного канала до 1-1,5 мкм и тем самым увеличить быстродействие дискретных МДП-приборов.

Показано, что величина подвижности электронов в инверсионных каналах МДП и Д-МДП-структур меньше объемной как при $T=300K$, так и при $T=80 K$, температурная зависимость подвижностей в исследованных структурах имеет максимум при низких концентрациях электронов в канале, который частично объясняется рассеянием носителей тока на ионах примеси и на колебаниях решетки.

Анализ полученных данных указывает на сложность и своеобразие процессов проводимости и рассеяния электронов в инверсионном канале Д-МДП-структур и подчеркивает особенности этих структур.

Исследование поведения носителей тока в приповерхностном слое полупроводника позволяет усовершенствовать и создать новые МДП-приборы (транзисторы, интегральные схемы и т.д.), а также изучать взаимодействие носителей тока с заряженными центрами, локализованными на поверхности полупроводника и в приповерхностном слое диэлектрика, которые оказывают сильное влияние на величину подвижности носителей тока.

Предлагаемая работа посвящена исследованию Холловской подвижности (μ_H) и подвижности по проводимости (μ_s) электронов в инверсионных каналах Д-МДП-системы в зависимости от температуры и поверхностной проводимости от напряжения на затворе.

Учитывая сложность изготовления диффузионных МДП-структур (в дальнейшем Д-МДП-структур) и для понимания физических процессов в таких структурах, нами были изготовлены также МДП-структуры, которые использовались в качестве тестовых структур.

Экспериментальные результаты и их обсуждение.

Измерение Э.Д.С. Холла и падения потенциала вдоль приповерхностного канала в зависимости от напряжения на затворе V_g производились в режиме автоматической записи [1].

Исследованные образцы представляли собой Д-МДП и МДП-структуры. Исследование проводилось в интервале температур 80-300 K.

Д-МДП и МДП-структуры были изготовлены с помощью планарной технологии по специальному фотомаске. Путем фотолитографии на этих структурах формировались две пары Холловских контактов и контакты под исток и сток (рис. 1.а).

Короткий канал в Д-МДП структурах формировался в приповерхностном слое кремния р-типа и в области истока n^+ путем двойной диффузии в одно и тоже окно в окисной маске [2] (рис 1.б).

Д-МДП и МДП-структуры были изготовлены на основе кремния р-типа с удельным сопротивлением $\rho = 20 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ и ориентацией (100). В качестве диэлектрика использовался слой SiO_2 толщиной 150 нм, выращенный в сухом кислороде при температуре 1150 C.

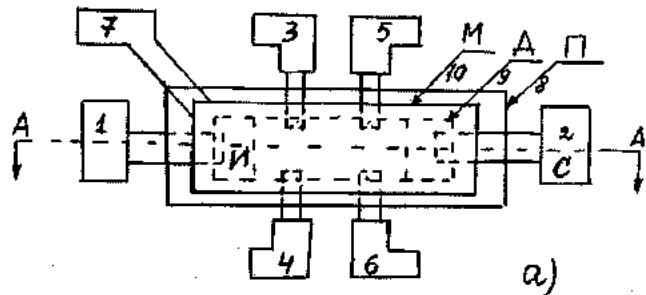


Рис. 1а. Топография Холловской Д-МДП-структуры.
1,2 - контакты к диффузионным p^+ -областям (И-исток, С-сток). 3-6 - контакты для измерения Э.Д.С.-Холла, 7 - контакт затвора, 8 - полупроводниковая подложка-П, 9 - диэлектрический слой-Д, 10 - затвор-М.

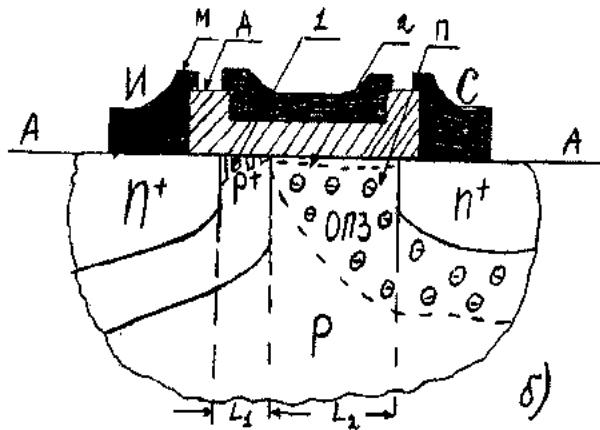


Рис. 1б. Схематический разрез Д-МДП-структуры. 1 - область короткого канала; 2 - область длинного канала.

Использовались структуры с размерами инверсионного канала $400 \times 100 \text{ мкм}^2$. Двойная диффузия в Д-МДП-структурах и наличие на этих структурах сильно легированной p^+ -области позволяет: 1) уменьшить длину канала до 1-1,5 мкм и тем самым увеличить быстродействие дискретных приборов и повысить их частотный предел, 2) изготовить индуцированный п-канальный транзистор [2].

На рис. 2-4 приведены зависимости поверхностной проводимости и подвижности от напряжения на затворе v_g и от температуры.

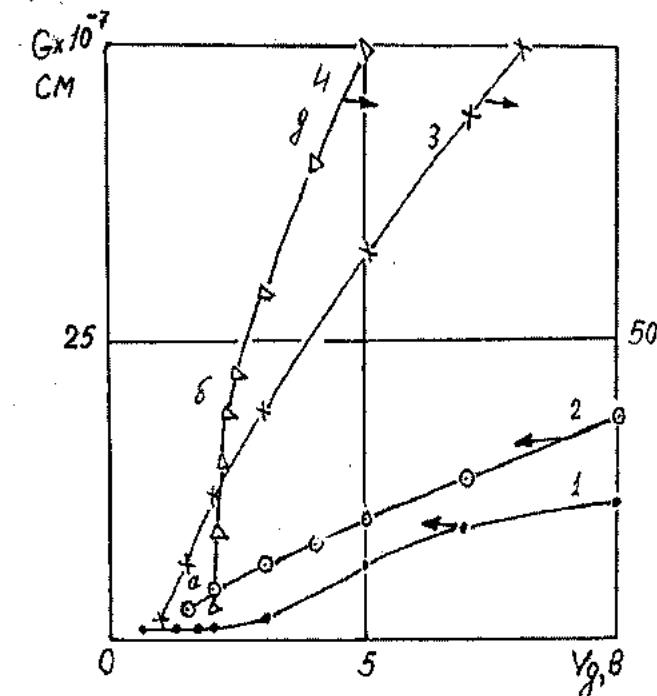


Рис.2. Зависимость проводимости от напряжения на затворе. \bullet , \times $T=300$ K, \odot , Δ $T=80$ K,
1,2 - МДП-структуры, 3,4 - Д-МДП-структуры.

Из рисунков видны следующие основные особенности проводимости и подвижности электронов в инверсионных каналах МДП и Д-МДП-структур: 1) для МДП-структур проводимость $G(v_g)$ растет линейно с увеличением напряжения на затворе v_g (кривые 1,2-левый масштаб рис.2); 2) для Д-МДП-структур (кривые 3,4 правый масштаб рис.2) резкий рост $G(v_g)$ вблизи порога открывания канала (участок а, б), замедление роста при $v_g > 3$ (участок б, д); 3) величина проводимости для разных значений v_g в Д-МДП-структурах почти на порядок больше, чем в МДП-структурах; 4) зависимость подвижности для обоих типов образцов носит одинаковый характер, с ростом v_g подвижность растет, достигает максимума и затем уменьшается с увеличением напряжения на затворе; 5) температурная зависимость подвижности в исследованных структурах имеет максимум при низких концентрациях носителей тока; 6) максимальные значения подвижности электронов равны $750 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ при $T=300$ K и $3400 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ при $T=80$ K, что составляет $1/4$ - $1/5$ значения подвижности в объеме полупроводника; 7) двойная диффузия приводит к резкому росту кривизны зависимости проводимости от напряжения на затворе.

Качественно зависимость проводимости $G(v_g)$ от напряжения на затворе в Д-МДП-структурах можно представить следующим образом: из рис.1,б видно, что Д-МДП-структуре можно представить как прибор, который состоит из двух транзисторов -короткоканального и длиноканального с длиной каналов L_1 , L_2 соответственно и сопротивлением R_{L_1} , R_{L_2} . При этом проводимость ($G=1/R$) всего канала будет определяться как

$$1/G_\Sigma = 1/G_{L_1} + 1/G_{L_2}, \quad (1)$$

Из формулы (1) следует, что при низких напряжениях на затворе (когда открыт канал с длиной L_1) проводимость будет определяться проводимостью короткого канала G_{L_1} , (т.к. $R_{L_2} \gg \infty$, тогда $G_{L_2}=0$). Согласно работе [3], ток, проходящий через Д-МДП-структуры определяется по формуле

$$I_1 = 1/2\beta_{L_1} (v_g - v_{g_{OL_1}})^2 \quad (2)$$

где β_{L_1} коэффициент усиления транзистора с длиной канала L_1 , $v_{g_{OL_1}}$ - пороговое напряжение этого транзистора.

Так как, $G=f(I)$, такая зависимость должна привести к резкому росту тока, а соответственно и $G(v_g)$, что наблюдается экспериментально (рис. 2 участок а, б).

С дальнейшим ростом напряжения на затворе v_g , т.е. открыванием канала проводимости всей структуры при $v_g >> v_{g_{OL_1}}$, должна определяться проводимостью длиноканального транзистора с длиной канала L_2 ($L_2 \gg L_1$), поэтому вклад в общую проводимость короткоканального транзистора будет пренебрежимо мал. В этом случае ток через структуры определяется по формуле [3]:

$$I_2 = \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{\beta_{L_1} \cdot \beta_{L_2}}{\beta_{L_1} + \beta_{L_2}} \right) \cdot (v_g - v_{g_{OL_2}})^2 \quad (3)$$

где β_{L_2} - коэффициент усиления с длиной канала L_2 , $v_{g_{OL_2}}$ - соответственно пороговое напряжение данного транзистора.

Из формулы (3) также следует, что проводимость и в этой области значений напряжения на затворе должна резко увеличиваться по квадратичному закону. Однако, из рис. 2 (участок б, д) видно, что экспериментальная зависимость $G(v_g)$ имеет тенденцию к отклонению от квадратичного закона, которая четко проявляется при температуре $T=80$ K.

Если учесть, что $G=Q\mu_n\Gamma_h$, то наблюдаемое поведение $G(v_g)$, по-видимому, в большей степени связано с изменением подвижности и концентрации носителей тока от напряжения на затворе. Из рис. 3 видно, что в области низких температур при $v_g > 1.5$ В с ростом напряжения на затворе подвижность электронов сильно уменьшается. Видимо, падение подвижности происходит быстрее, чем рост концентрации электронов, что приводит к наблюдаемому эффекту. Хотя, не исключаются и другие причины, присущие МДП-структурам. Например, 1) захват носителей на поверхностные состояния, роль которого возрастает с понижением температуры, 2) неоднородность поверхности по потенциальному и другие.

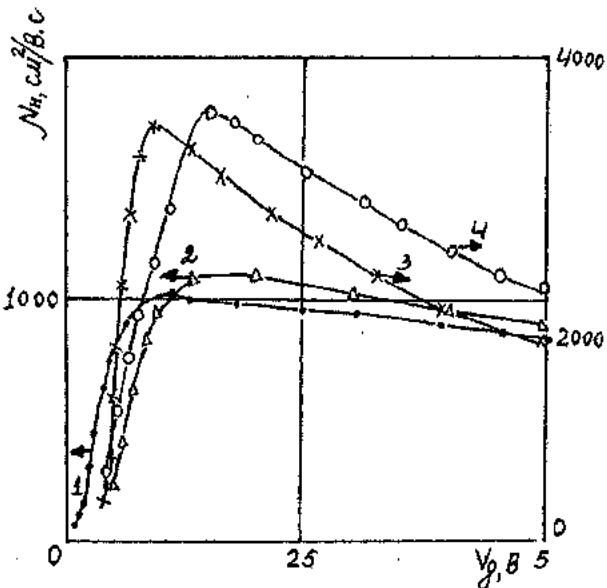


Рис. 3. Зависимость Холловской подвижности от напряжения на затворе. •, × T=300 K, Δ, O T=80 K.
1,2 - МДП-структуры. 3,4 - Д-МДД-структуры.

Наблюдаемые закономерности поведения подвижности электронов не объясняются классической теорией диффузного рассеяния носителей тока [7]. Поэтому, для анализа полученных данных рассмотрим различные механизмы рассеяния, играющие существенную роль в условиях инверсионных каналов.

Увеличение подвижности носителей тока с ростом напряжения на затворе V_g при температурах 80 K и 300 K вблизи порога открывания канала наблюдалось ранее в ряде работ [1, 5-7]. Согласно данным, указанных работ при низких концентрациях носителей тока вблизи порога открывания канала на поведение подвижности сильно влияют неоднородность инверсионного канала, а также неоднородное распределение заряда Q_{ss} - в окисле и заряда на поверхностных уровнях, которые вызывают флуктуации поверхностного потенциала.

Рассеяние носителей тока на флуктуациях потенциала по всей вероятности носит ионный характер, о чем свидетельствуют: 1) рост подвижности электронов вблизи порога открывания канала, 2) смещение максимума подвижности в сторону больших значений V_g .

Из рис. 4 видно, что при низких напряжениях на затворе зависимости подвижности от температуры имеют максимумы, причем, с ростом V_g величина подвижности растет, а максимумы смещаются в область более низких температур.

Согласно работам [1, 8], в монокристаллических образцах существование подобного максимума как качественно, так и количественно согласуется с представлением о рассеянии на ионах примеси и колебаниях решетки. С учетом того, что при слабой инверсии носителей тока в МДП-структурах их можно рассматривать как трехмерный газ, были проведены теоретические расчеты подвижности при рассеянии на ионах примеси и на колебаниях решетки.

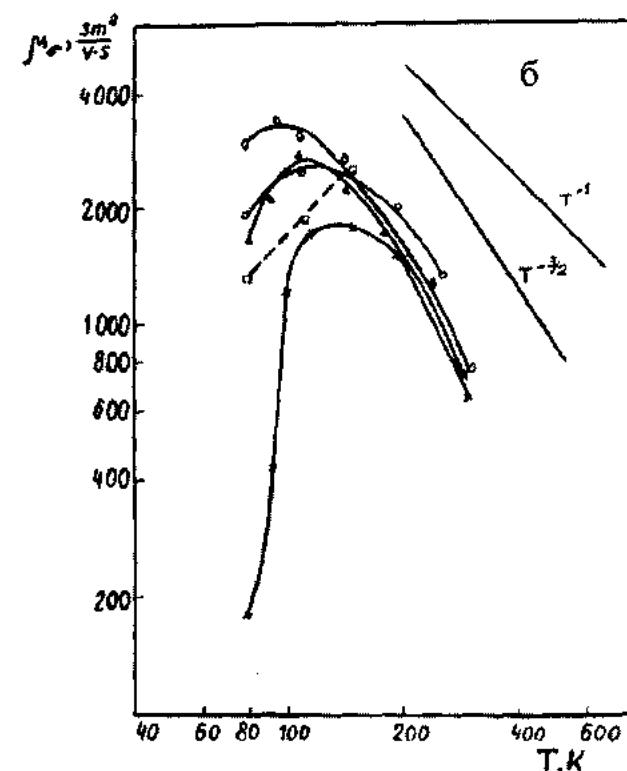
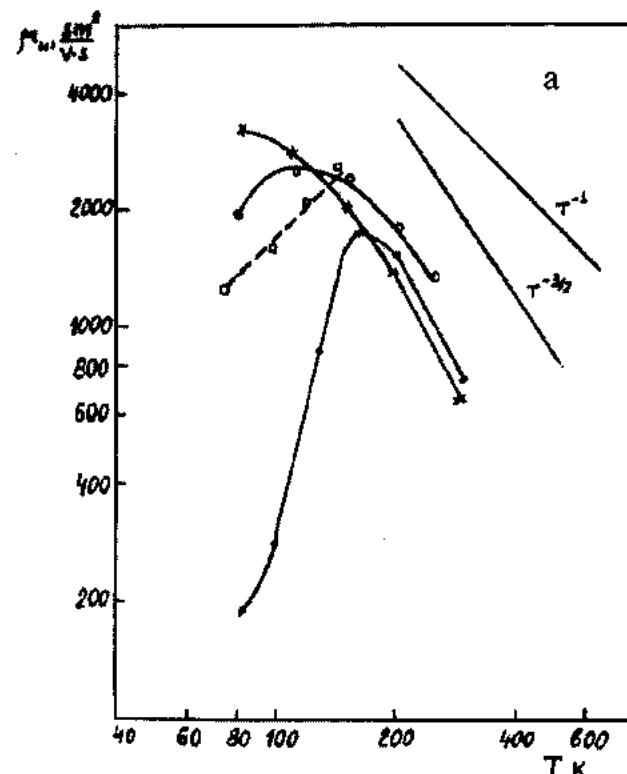


Рис. 4. Зависимости Холловской подвижности (а), и подвижности по проходимости (б) от температуры при различных фиксированных напряжениях на затворе.
□, ×, O, * -теоретические кривые рассчитанные по формулам работы [8] и по формуле (4).

Для расчета подвижности электронов при рассеянии на ионах примеси и на колебаниях решетки были использованы формулы из работ [8].

Суммарная подвижность определялась по формуле

$$\mu_s = \frac{\mu_i + \mu_{\text{реш.}}}{\mu_i \cdot \mu_{\text{реш.}}} \quad (4)$$

Расчеты проводились для концентрации ионов $n=(10^{14}-10^{18})\text{см}^{-3}$ в интервале температур $T=(80-300)$ К, которые приведены на рис. 4, из которого видно, что в области температур выше 150-200 К экспериментальные и расчетные значения подвижности в пределах ошибок хорошо согласуются между собой. Из рис. 4 также следует, что наклон кривых $\mu_n(T)$ при $T>200$ К большой степени совпадает с законом $T^{-3/2}$, что является дополнительным подтверждением того, что в условиях классического приближения при высоких температурах рассеяния происходит на объемных акустических фонах, а при низких температурах происходит квантование поперечного движения электронов, о чем свидетельствует изменения $\mu_n(T)$ по закону T^2 .

Таким образом, анализ полученных данных указывает на сложность и своеобразие процессов проводимости и рассеяния электронов в инверсионном канале Д-МДП-структур и подчеркивает особенности этих сис-

тем. Получено, что: 1) двойная диффузия в Д-МДП-структурах приводит к резкому увеличению проводимости, к росту крутизны характеристики, от которой сильно зависят усилительные свойства МДП-приборов; 2) характер подвижности в Д-МДП-структурах определяется их длиннолокальной L_2 областью; 3) величина подвижности электронов в инверсионных каналах МДП и Д-МДП-структур меньше объемной как при $T=300$ К, так и при $T=80$ К; 4) температурная зависимость подвижностей в исследованных структурах имеет максимум при низких концентрациях электронов в канале; 5) максимум зависимости подвижности электронов от температуры частично объясняется рассеянием носителей тока на ионах примеси и на колебаниях решетки.

В заключении необходимо отметить, что теоретические расчеты подвижностей носителей тока для инверсионных каналов проводятся по формулам, выведенными для объемных образцов полупроводников. Наблюдаемая разница между $\mu_{\text{рас.}}(T)$ и $\mu_{\text{эксп.}}(T)$, по-видимому, связана тем что при расчетах не учитывается ряд особенностей МДП-структур: 1) неточностью определения величины эффективной массы носителей тока в приповерхностном слое полупроводника при вырождении газа; 2) неточностью величины диэлектрической проницаемости, из-за разной степени поляризуемости поверхностного слоя и объема полупроводника.

- [1] Ш.М. Гасанлы, Э.К. Гусейнов. Журнал тех. физики. 1995, т.65, в.12, с.139.
- [2] Л.А. Коледов. Технология и конструкции микросхем, микропроцессоров и микросборок. Радио и связь, 1989, с.103.
- [3] M.D. Pocha, R.W. Dutton. IEEE. J. of Solid-state circuits, 1975, n.5, p.322.
- [4] F.F. Fang, A.B. Fowler. Phys. Rev, 1968, n.3, p.619.
- [5] А.А. Гузев, Г.Л. Курышев, С.П. Синица. ФТП, 1970, в.11, с.2043.
- [6] Л.Н. Абессонова, В.Н. Добровольский. ФТП, 1976, в.4, с.605.
- [7] Ш.М. Гасанлы, В.В. Голубев, В.Я. Кунин. Изв. вузов. Физика, 1980, №12, с.44.
- [8] Ф.Дж. Блатт. Теория подвижности электронов в твердых телах. М.: 1963.

Ş.M. Həsanlı, F.İ. Əliyev, X.B. Bayramov

SİLİSÜM ƏSASLI D-MDP-STRÜKTURLARININ İNVERSİON KANALLARINDA ELEKTRON YÜRÜKLÜYÜNÜN TƏDQİQİ

İşdə MDP və D-MDP-strukturlarının inversion kanalında keçiricilərinin elektrik xassələri tedqiq edilmişdir. Bu strukturlar kremnium əsasında hazırlanmışdır. Göstərilmişdir ki, D-MDP strukturlarında ikiqat diffuziya: a) n-kanallı tranzistorların hazırlanmasına, b) inversion kanalının uzunluğunun 1-1,5 mikm-dək qısalmasına və bununla da diskret MDP-cihazlarının təzəsirliyinin artmasına və tezlik həddinin yüksəlməsinə imkan verir.

Əlavə olaraq göstərilmişdir ki, inversion kanalında elektronların yürüklüyü həm azot və həm də otaq temperaturlarında yarımkənciricinin həcmindəki yürüklüyündən azdır və onun 1/4-1/5-ni təşkil edir. Tədqiq olunan strukturların yürüklüyünün temperaturdan asılılığında maksimum müşahidə edilmişdir ki, müşahidə olunmuş maksimum yük daşıyıcılarının aşkar ionlarda və qəfəs dalgalarında səpələnməsi ilə izah edilir.

Alınan nticələrin analizi həm də D-MDP strukturlarının inversion kanalında elektronların keçiricilik və səpilmə proseslerinin mürəkkəb və özünəməxsus olduğunu göstərir.

Sh.M. Hasanli, F.I. Aliyev, Kh.B. Bayramov

BEHAVIOUR OF ELECTRON MOBILITY IN INVERSION CHANNELS OF SILICON D-MDS-STRUCTURES

This paper deals with the investigation of behaviour of charge carriers in inversion channel of MDS-structures. There have been investigated D/MDS and MDS-structures on Si-based. It was shown that double diffusion in D/MDS-structures allows: a) to produce the induced n-channel transistor; b) to decrease the length of inversion channel up to 1-1,5 microm and to increase the fast response of discrete MDS-devices.

It was shown that magnitude of electron mobility in inversion channels of MDS and D/MDS-structures is less than bulk ones as at $T=300$ K as at $T=80$ K, temperature dependence of mobilities in investigated structures has the maximum at low electron concentrations in channel, which is partially explained by charge carrier scattering on impurity ions and lattice vibrations.

ИССЛЕДОВАНИЯ ПОЛУЧЕННОСТИ ЭЛЕКТРОНОВ В ИНВЕРСИОННЫХ КАНАЛАХ КРЕМНИЕВЫХ Д-МП-СТРУКТУР

The analysis of obtained data indicates to complexity and features of conduction and electron scattering processes in inversion channel of D/MDS-structures and emphasizes properties of these structures.

Дата поступления: 16.10.98

Редактор:

З.И. Исхандерзаде

МИКРОФОН НА ОСНОВЕ ПЬЕЗОКОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ

М.А. НУРИЕВ, А.М. МАГЕРРАМОВ

Сектор Радиационных Исследований АН Азербайджана,
370143, Баку, просп. Г. Джавида, 31-а

Показана возможность использования пьезокомпозита на основе поливинилиденфторида с наполнителями цирконата-титаната свинца типа ПКР (соотношение компонентов 50:50 об.%) в качестве активного элемента микрофона. В диапазоне частот 0,1-12,5 кГц активный элемент имеет амплитудно-частотную характеристику с неравномерностью 12 - 14 дБ. Установлено, что микрофон на основе тангенциально-поляризованных полимерных композитов отличается простотой конструкции, более равномерной частотной характеристикой и в области звуковых частот имеет чувствительность 2-10 мВ/Па.

Современное развитие электроакустики, пьезотехники требует создания новых активных материалов. В последние годы разрабатываются технологии получения активных элементов на основе композитов полимер - пьезоэлектрический наполнитель [1-6]. Однако, пока еще мало работ по исследованию возможностей применения этих материалов [3-7]. В работе [6] показана возможность применения композита на основе ЦТС со связностью 1 : 3 в ультразвуковых преобразователях, а авторы [7] исследовали характеристики пьезокомпозитных материалов разной структуры для использования их в сенсорах.

Настоящая работа посвящена изучению возможностей применения новых полимерных композиционных материалов в качестве активного элемента микрофона. Эти материалы имеют ряд преимуществ как по сравнению с керамическими, так и с полимерными пьезоэлектриками. Они не хрупки, механически прочны, легко приобретают нужную форму и поддаются механической и термической обработке, а по ряду электрофизических параметров не уступают этим материалам. Преобразователи на их основе характеризуются простотой конструкции.

Физическую основу получения высокоеффективных приемников акустических сигналов составляет возможность достижения высокого значения параметров: K_{np} - коэффициента электромеханической связи, который определяется в виде: $K_{np} = \frac{d_{1k}^2}{\varepsilon \varepsilon_0}$ и $g_{1k} = \frac{d_{1k}}{\varepsilon \varepsilon_0}$ - пьезочувствительности, где d_{1k} - пьезомодуль, ε - относительная диэлектрическая проницаемость композита, ε_0 - электрическая постоянная. Если учесть, что K_{np} характеризует долю преобразованной энергии, а g_{1k} чувствительность к внешним механическим воздействиям, то при содержании наполнителя в композите порядка 50-60 об.%, за счет снижения ε композита, указанные величины могут иметь большие значения, намного превышающие g_{1k} и K_{np} керамики и полимера в отдельности.

Для создания новых или улучшения технических характеристик существующих электроакустических приемников на основе пьезоматериалов, в частности микрофонов, по-видимому, нужно либо усовершенствовать активную часть микрофона, т.е. лучше согласовать пьезо- и упругие характеристики активного элемента с его измерительной частью, либо конструкционную (пассивную) часть микрофона. Нами были исследованы возможности использования в качестве активного элемента композиционных материалов на основе полимер - пьезоэлектри-

ческий наполнитель в конструкциях микрофонов. Активные элементы для микрофонов толщиной 200-250 мкм, в которых наполнитель составлял 60% от всего объема, были получены горячим прессованием с последующей закалкой.

Установлено, что некоторые композиты на основе поливинилиденфторида (ПВДФ), наполненные керамиками цирконата-титаната свинца типа ПКР, обладают наилучшими характеристиками для приема акустических сигналов. Например, при соотношении компонентов композита ПВДФ+ПКР 50:50 об.% значение d_{33} и g_{33} при статическом режиме составляет 90-150 пКл/Н и 0,1±0,2 Вм/Кл соответственно.

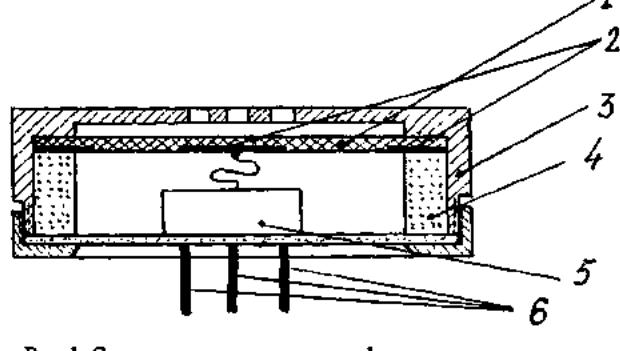


Рис.1. Схема конструкции микрофона на основе полимерного пьезокомпозита: 1 - активный элемент микрофона из композита, 2 - электроды, 3 - металлический корпус, 4 - диэлектрическая шайба (втулка), 5 - крышка с согласующим устройством, 6 - выводы.

Электроды из алюминия были впрессованы в процессе изготовления образцов, и расположены на одной поверхности активного элемента: один круглый - в центре, а другой в виде кольца - по краю. Размеры элементов и расстояние между электродами изменялись в зависимости от размера микрофонов, при этом расстояние между электродами составляло 4 мм (кроме микрофонов с диаметрами 10 мм). Поляризацию этих элементов производили при температуре 120°C и напряжении 4 кВ. Если поляризующее поле направлено параллельно поверхности элемента, то пьезоэлементы, полученные при таком расположении электродов, будем именовать тангенциально поляризованными [8].

Предлагаемым вариантом были испытаны две конструкции микрофона, в которых композиционный материал имел плоскую или сферически - сегментальную форму

с высотой сегмента 1-2 мм. На рисунке 1 дан эскиз конструкции одного из этих вариантов с плоским активным элементом: 1 - активный элемент микрофона, 2 - электроды, 3 - корпус металлический, 4 - диэлектрическая шайба (втулка), 5 - крышка с согласующим устройством,

6 - выводы. Эту конструкцию отличает простота, для нее не требуется отдельная диафрагма, так как сам активный элемент играет её роль. Акустическое давление передается через концентрично расположенные отверстия диаметром 2 мм.

Таблица 1.

Изменение характеристик микрофона на основе пьезокомпозита в зависимости от диаметра активного элемента

Диаметр элемента, мм	7,0	12	16	20	24	28	32
Диаметр микрофона, мм	10	20	26	30	34	38	42
Чувствительность γ , при 100 Гц, мВ/Па	0,17	1,8	3,0	3,6	6,4	9,6	12,8
Чувствительность γ , при 1000 Гц, мВ/Па	0,21	2,0	4,2	7,4	24,0	70,0	50,0
Чувствительность γ , при f_{res} резонансе	1,1	42	57	68	180	310	230
Резонанс частоты, кГц	7,0	2,5	2,1	1,46	1,20	1,08	0,94
Неравномерность АЧХ, дБ	16,0	24,4	24,0	24,6	29,4	29,4	26,0
Диапазон, кГц	0,1-12,5	0,1-9,8	0,1-8,0	0,1-6,3	0,1-4,8	0,1-1,0	0,1-3,5

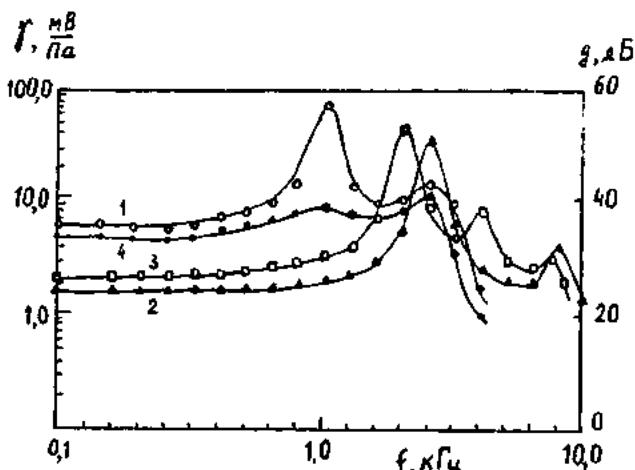


Рис. 2. Частотные зависимости для микрофона с разными диаметрами: 1 - 40 мм, 2-20 мм. 3-40 мм со сферически-сегментальным элементом. 4-40 мм с увеличенным акустическим сопротивлением.

Измерение произведено на акустическом стенде по ГОСТу 16123-84. В таблице 1 приведены данные по изменению чувствительности γ резонансной частоты f_{res} , динамического диапазона и неравномерности амплитудно-частотной характеристики (АЧХ) микрофонов в зависимости от диаметра активного элемента и микрофона. При измерении чувствительности биморфных элементов к приему звука использовали возбуждающий сигнал с генератора ГЗ - 109 с выходным напряжением 150 В.

Как видно из таблицы, с уменьшением диаметра элемента чувствительность микрофонов γ уменьшается, ди-

намический диапазон увеличивается, а резонансная частота смещается в сторону более высоких частот.

Характерные частотные зависимости для микрофонов с размером диаметра 40 мм (кривая 1), 20 мм (кривая 2), 40 мм со сферическим сегментальным элементом (кривая 3) показаны на рис. 2. Как видно из рис. 2 микрофоны имеют большую неравномерность АЧХ, которая не допустима при эксплуатации. Поэтому дальнейшая работа была направлена на улучшение АЧХ.

Представляет интерес сопоставление данных по чувствительности γ с аналогичными параметрами микрофонов на основе керамического активного элемента в виде сферического сегмента [9], где значения γ не превышали 0,2 мВ/Па. В случае конструкции с плоской керамикой, поляризованной по толщине, значения γ не превышали 0,4 мВ/Па. Более равномерной частотной характеристикой обладают тангенциально - поляризованные пьезозлементы (табл. 1). Как следует из этих сопоставлений, использование композиционных материалов открывает возможность использования их в качестве активного элемента в электроакустических приемниках.

Как видно из рис. 2, улучшения АЧХ можно достичь, если сигнал подавать в резонансе. Для этого увеличивают акустическое сопротивление в отверстиях [10] путем склеивания этих отверстий шелковыми материалами разной толщины и разной густоты. Результаты испытаний для микрофонов диаметром 20 мм приведены в табл. 2.

Следует отметить, что определение акустического сопротивления затруднено в связи с отсутствием гостируемых данных использованных материалов. В связи с этим в таблице 2, приведены относительные значения

Таблица 2.

Изменение характеристик микрофона в зависимости от относительного акустического сопротивления R .

Относительное акустическое сопротивление	R_1 , отв.	R_2	R_3	R_4
Чувствительность γ , при 1000 Гц, мВ/Па	2,5	2,3	2,0	1,8
Чувствительность γ , при f_{res} резонансе	60,0	30,0	20,0	12,0
Неравномерность АЧХ, дБ	26,6	22,2	21,4	16,0
Диапазон, кГц	0,2-10,0	0,2-9,0	0,2-5,8	0,2-5,0

акустического сопротивления R . Для открытых отверстий R_1 и дальше с увеличением густоты ниток и толщины ткани соотвественное значение сопротивления подбиралось следующим образом $R_4 > R_3 > R_2 > R_1$. Как видно из таблицы 2, с увеличением R неравномерность АЧХ уменьшается, одновременно динамический диапазон сужается и происходит несущественное уменьшение γ . Применимые характеристики микрофона получаются при заклеивании отверстий толстым и густым (R_4) щелком. В

случае микрофона диаметром 40 мм, полученные результаты более обнадеживающие, так как здесь неравномерность АЧХ в диапазоне от 100 до 3000 Гц составляет приблизительно 12 - 14 дБ (кривая 4, рис 2).

Таким образом, приведенные данные открывают большие возможности применения пьезоэлектрических полимерных композитов в различных областях пьезотехники, электроакустики и приборостроения.

-
- [1] P. Seih, M.T. Grossey. ECAPD 1-and JSAP-88, 1-st Eur. Conf. Appl. Polar Dielec. and Int. Symp. Appl. Ferroelec. Zurich Aug.29-Sept. 1, 1988.
 - [2] Л.Н. Сыркин. "Перспективы применения пьезоэлектрических полимеров и композитов в акустике". В сб. Диэлектрики и полупроводники, Киев, 1984, вып. 25, с. 21-31.
 - [3] Seiiti Sharai, Takeshi Yamada, Iuro Ohga. J. Acoust. Soc. Japn. (E)4, 1988, №2.
 - [4] М.А. Рамазанов. "Пьезокомпозитный датчик тонов Короткого" - тезисы докл. Всесоюз. конф. "Актуальные проблемы получения и применения сегнето- и пьезо- пироэлектриков и родственных им материалов", М. 1991, стр. 16.
 - [5] М.А. Нуриев, М.Г. Шахтахтинский, М.А. Курбанов "Пьезокомпозиционный микрофон" – тезисы докл.
 - [6] W.A. Smith, A.A. Saulov and B.M. Singer Propert. of composite piezoelec. materials for ultrasonic transducers. IEEE Ultrasonics Symp. Proc. Dallas Tex. Nov. 14-16, 1986, v. 1. IV. J., 1984, p. 539-544.
 - [7] R.E. Newham, A. Safari, Ginewicz, B.H. Fox Composite piezoelec. Sensors. Ferroelec. 1984, v.60, p.15.
 - [8] М.А. Нуриев, М.Г. Шахтахтинский, А.М. Магеррамов, Н.Ю. Сафаров "Ученые записки АзТУ", 1993, № 4, стр. 54-60.
 - [9] Авторск.свид. СССР №614555,Кл.Н04 Р 17/02 1978.
 - [10] Я.Ш. Вахитов. "Теоретические основы электроакустических преобразователей", М., 1970.

М.А. Nuriyev, A.M. Magerramov

POLİMER KOMPOZİTLƏR ƏSASINDA MİKROFON

Polivinilidenftorid və PKR tipli pyezokeramika hissəcikleri qarışığı (komponentlərin miqdari həcm üzrə 50:50%) əsasında alınmış pyezokompozitin aktiv element kimi istifadə imkanları göstərilmişdir. 0,1-12,5 kHz tezlik intervalında kompozitden hazırlanmış aktiv element 12-14 dB qeyri hamarlıqli amplituda-tezlik xarakteristikasına malikdir. Müəyyən olunmuşdur ki, tangensial poliarlaşmış kompozit nümunələrinə əsaslanan mikrofonun quruluşu sadədir və o səs tezlikləri intervalında 2-10 mV/Pa hessəliqli tezlik xarakteristikasına malikdir.

М.А. Нуриев, А.М. Магеррамов

MICROPHONE ON THE BASE OF POLYMER COMPOSITES

It has been shown that a mixture made from PVDF and PZT (50:50%) gives the possibility of using them as an active element for microphones. The active element in the frequency range 0,1-12,5 kHz has the amplitude-frequency characteristics with the non-uniformity of 12-14 dB. It has been established that the microphone on the base of tangentially polarised polymer composites is distinguished by its simplicity of the construction. It has more uniform frequency characteristics with a sensibility of 2-10 mV/Pa in the region of sonic frequencies.

ВНУТРИЗОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА В КВАНТОВЫХ ЯМАХ ПРИ РАССЕЯНИИ ЭЛЕКТРОНОВ НА СПЛАВНОМ БЕСПОРЯДКЕ

Г.Б. ИБРАГИМОВ

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

Исследовано поглощение инфракрасного электромагнитного излучения в квантовой яме полупроводника свободными носителями, рассеяние которых происходит на сплавном беспорядке. Для невырожденного двумерного электронного газа найдены аналитические выражения для коэффициентов поглощения. Полученные соотношения исследованы в пределе низких концентраций, когда электроны занимают лишь первую подзону.

Успехи в развитии эпитаксиальной технологии, в частности молекулярно-лучевой эпитаксии, сделали возможным выращивание гетероструктур и квантовых ям на основе бинарных и тройных соединений полупроводников. В настоящее время широко изучаются физические процессы в полупроводниковых гетероструктурах с квантовыми ямами. Многочисленные эксперименты показывают наличие в таких системах сильного поглощения излучения, энергия квантов которого ($\hbar\Omega \sim 1\text{--}5$ мэВ) меньше расстояния между подзонами размерного квантования. Такое излучение может поглощаться только за счёт внутризонных и, следовательно, непрямых переходов. Для одновременного выполнения законов сохранения энергии и импульса в таких переходах электрон, поглотивший фотон, должен рассеяться на какой-нибудь третьей частице. В литературе рассматриваются в основном внутризонные переходы с расстоянием на фонах или на примесях [1-5]. Однако, в тройных соединениях наряду с обычными механизмами рассеяния необходимо учитывать и рассеяние электронов на сплавном беспорядке. Этот дополнительный процесс рассеяния возникает из-за неупорядоченного расположения атомов в узлах решётки сплава. Рассеяние электронов на сплавном беспорядке в тройных полупроводниковых структурах изучено во многих теоретических и экспериментальных работах [6-9]. Представляет большой интерес и изучение рассеяния носителей на сплавном беспорядке в квазидвумерных полупроводниковых структурах [10-12].

Целью данной работы является теоретическое рассмотрение поглощения света свободным квазидвумерным электронным газом, обусловленного рассеянием электронов на сплавном беспорядке.

В качестве квазидвумерной системы рассмотрим прямоугольную яму с шириной d , которую для простоты будем считать бесконечно глубокой. В этом случае энергетический спектр и волновые функции электрона имеют вид

$$E_{k,n} = E_k + E_n = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^x} + n^2 E^0,$$

$$E_0 = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m^x d^2}, \quad n=1,2,3,\dots$$

$$\Psi_{k,n} = \left(\frac{2}{\Omega_0} \right)^{1/2} \exp(i\vec{k}\vec{r}) \sin\left(\frac{n\pi z}{d} \right) \quad (1)$$

где E_n - энергия размерно-квантованного уровня, m^x - эффективная масса электрона, n - номер размерно-квантованного уровня, $\vec{k} = \{k_x, k_y\}$ и $\{x, y\}$ волновой и радиус вектор электрона в плоскости слоя, Ω_0 - объём кристалла. Ось z системы координат перпендикулярна слою, а оси x и y лежат в его плоскости.

Расчёт коэффициент поглощения света свободными носителями в квазидвумерных системах будем вести во втором порядке теории возмущений. Скорость перехода из состояния $k|n\rangle$ в состояние $k'|n'\rangle$ определяется при этом следующей формулой:

$$W = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \sum_{\substack{\alpha \\ E_\alpha \neq E_f}} \frac{\langle f | V_i | \alpha \rangle \langle \alpha | H_R | i \rangle}{E_f - E_\alpha} - \sum_{\substack{\alpha \\ E_\alpha \neq E_i}} \frac{\langle f | H_R | \alpha \rangle \langle \alpha | V_i | i \rangle}{E_\alpha - E_i} \right|^2 \delta(\hbar\Omega - (E_f - E_i)) \quad (2)$$

где индексы i, α и f обозначают начальное, промежуточное и конечное состояния электрона и включают квантовые числа k и l , Ω - частота фотона, H_R - оператор электрон-фотонного взаимодействия, V_i - потенциал рассеяния на сплавном беспорядке.

Матричный элемент взаимодействия электрона с плоскополяризованной электромагнитной волной вычислен во многих работах (см. напр. [6]).

$$\langle k'n'|H_R|kn\rangle = -\frac{e\hbar}{m^x} \left(\frac{2\pi\hbar n_o}{\epsilon \Omega \Omega_o} \right)^{1/2} (\vec{E}\vec{K}) \delta nn' \delta k_x k_x^k \delta k_y k_y^2 \quad (3)$$

где ϵ - высокочастотная диэлектрическая постоянная, n_o -число фотонов в поле излучения.

В приближении виртуального кристалла, потенциал сплавного рассеяния в узле (r_i, z_i) предполагается в ви-

де сферически симметричной ямы с высотой ΔE и радиусом r_o . В узле (r_i, z_i) потенциал $V_i(r_i, z_i)$ можно выразить через двумерный ряд Фурье [12]

$$V_i(r_i, z_i) = \sum_{q_{11}} 2\pi\Delta E \frac{r_z J_1(r_z q_{11})}{q_{11}} \exp[i\vec{q}_{11}(\vec{r} - \vec{r}_i)] \quad (4)$$

$$r_z^2 = r_o^2 - (Z - Z_i)^2$$

где J_1 - функция Бесселя первого рода первого порядка.

При таком виде потенциала, матричный элемент перехода из состояния kn в состояния $k'n'$ имеет вид

$$\langle k'n'|V_i|kn\rangle = \frac{4\pi\Delta E}{d} \exp(-i\vec{q}_{11}\vec{r}_i) \delta k', k + q_{11} \int_{z_i-r_o}^{z_i+r_o} dz \frac{r_z J_1(r_z q_{11})}{q_{11}} \sin\left(\frac{n\pi z}{d}\right) \sin\left(\frac{n\pi z}{d}\right) \quad (5)$$

При малом r_o , имеет место $r_z q_{11} \ll I$ $J_1(x) \approx x/2$ и вариацией синусоидального члена в интервале $z_i-r_o \leq z \leq z_i+r_o$ можно пренебречь. Учитывая, что все

узлы сплава распределяются случайно с соотношением $x(I-x)$ и проводя несложные вычисления для скорости перехода, получаем:

$$W = \left(\frac{16}{3} \frac{\pi e\hbar(\Delta E) c r_o^3}{\Omega \Omega_o} \right)^2 \frac{n_o N_o x(1-x)}{m^x \epsilon \Omega} \cdot \frac{|K_f - K_i|^2}{|E_{k_f n_f} - E_{k_i n_i}|^2} \cdot \delta(\hbar\Omega - (E_{k_f n_f} - E_{k_i n_i})) \quad (6)$$

где N_o -число узлов сплава в единичном объёме.

Коэффициент поглощения вычислен по формуле:

$$\alpha = \frac{2\pi P c}{\sqrt{\epsilon |A_o|^2 \Omega^2}} \quad , \quad (7)$$

где A_o - амплитуда электромагнитной волны, связанная с объёмной концентрацией фотонов n_o , соотношением

$$|A_o|^2 = \frac{2\pi n_o \hbar c^2}{\Omega n_c} \quad (n_c - \text{показатель преломления}$$

среды на частоте Ω) P - энергия поглощаемая в единичном объёме за единицу времени, которая имеет вид

$$P = \hbar\Omega \sum \{ W_{i \rightarrow f} f(E_i) [1 - f(E_f)] - W_{f \rightarrow i} f(E_f) [1 - f(E_i)] \}$$

где $f(E)$ - функция распределения свободных носителей.

Так как $W_{i \rightarrow f} = W_{f \rightarrow i}$, то тогда

$$P = \hbar\Omega \sum_{if} [f(E_i) - f(E_f)] \quad . \quad (8)$$

Переход от суммирования по k в (8) к интегрированию можно выполнить с помощью следующего выражения

$$\sum_{k_f} \rightarrow \frac{m^x}{\hbar^2} \frac{\Omega_o}{(2\pi)^2 d} \int_0^\infty dE_{k_f} \int_0^{2\pi} d\eta \quad (9)$$

здесь η - угол между K_f и K_i .

Для коэффициента поглощения света свободными носителями при рассеянии электронов на сплавном беспорядке с помощью выражений (6) - (8), получим

$$\alpha = \left(\frac{8}{3} \frac{e(\Delta E) r_o^3}{d\hbar^3} \right)^2 \cdot \frac{m^x N_o x(1-x)}{\sqrt{\epsilon} \Omega^3 c} \cdot \sum_{n_i n_f} \left\{ \frac{\sin \frac{\pi}{2} (n_f - n_i)}{n_f - n_i} - \frac{\sin \frac{\pi}{2} (n_f n_i)}{n_f + n_i} \right\} \cdot \int_0^{\hbar\Omega - E_j} (E_{k_f n_f} - E_{k_i + \hbar\Omega - E_j, n_f}) (2E_{k_i + \hbar\Omega - E_j}) dE_{k_i} \quad (10)$$

где $E_j = (n_f^2 - n_i^2) E_o$.

Для невырожденного квазидвумерного электронного газа

$$f_{E_{k,n}} = \frac{2\pi\hbar^2 n_e d}{m K_B T \gamma} \exp\left(-\frac{E_k}{K_B T}\right) \exp\left(-\frac{n^2 E_o}{K_B T}\right) \quad (11)$$

где n_e - концентрация носителей.

Подставляя (11) в (10) получим

$$\alpha = \frac{128\pi e^2 (\Delta E)^2 r_o^6 n_e N_o x (1-x)}{9d \in \sqrt{\frac{1}{2}} \hbar^4 \Omega^3 c \gamma} \sum_{n_i} \sum_{n_f} \left(e^{-\frac{n_i^2 E_o}{K_R T}} e^{\frac{\hbar\Omega - E_i}{K_R T}} - e^{-\frac{n_f^2 E_o}{K_R T}} \right) \times \\ \times \left[(\hbar\Omega - E_j) \left(3e^{\frac{\hbar\Omega - E_j}{K_B T}} + 1 \right) + 2(K_R T) \left(1 - e^{\frac{\hbar\Omega - E_j}{K_R T}} \right) \right] \times \\ \times \left[\frac{\sin \frac{\pi}{2} (n_f - n_i)}{n_f n_i} - \frac{\sin \frac{\pi}{2} (n_f + n_i)}{n_f + n_i} \right] \quad (12)$$

Проанализируем далее простейший случай низких температур, когда электроны занимают фактически только дно первой подзоны. Эта ситуация реализуется когда

$$\frac{E_2 - E_1}{K_B T} = \frac{3E_o}{K_B T} \gg 1. \text{ Если при этом энергии кванта}$$

не хватает для заброса электронов во вторую и высшие подзоны, то основной вклад в сумму (II) даёт слагаемое при $n_i = n_f = 1$. В случае $\hbar\Omega \gg K_B T$ получаем

$$\alpha = \frac{32\pi^3 c^2 (\Delta E)^2 r_o^6 n_e N_o x (1-x)}{3d \in \sqrt{\frac{1}{2}} \hbar^3 \Omega^2 c} e^{\frac{2\hbar\Omega}{K_B T}} \quad (13)$$

Из формулы (12) и (13) видно, что коэффициент поглощения света свободными носителями, рассеяние которых происходит на сплавном беспорядке увеличивается при уменьшении ширины квантовой ямы. Для оценки величины поглощения выберем параметры $In_{1-x}Ga_xAs$: $m_c = 0,042 m_o$, $r_o = \frac{\sqrt{3}}{4}$, $a = \frac{\sqrt{3}}{4} 5,87 \cdot 10^{-8} \text{ см}$, $N_o = \frac{4}{3}$, $\Delta E = 0,53 \text{ эВ}$, $n_e = 10^{17} \text{ см}^3$, $\hbar\Omega = 5 \cdot 10^3 \text{ эВ}$, $T = 10 \text{ к}$, $d = 10 \text{ нм}$. Подставляя эти значения в (13), получим оценки $\alpha \approx 1 \text{ см}$. Приведённые численные оценки показывают, что поглощение за счёт рассеяния электронов на сплавном беспорядке оказывается довольно сильным и может конкурировать с фононным механизмом.

- [1] H. Adamska and H.N. Spector. J. Appl.Phys., 1984, 56 (4), p.1123.
- [2] В.Л.Гуревич, Д.А.Поршин, К.Э.Штенгел.ФТТ, 1985, т. 30, с. 1466.
- [3] S.S. Kubakaddi and B.G. Mulimani. J. Appl. Phys., 1985, 58, p. 3640.
- [4] C. Trallero Ciner and M. Anton. Phys. Stat. Sol. (b), 1986, 133, p. 563.
- [5] F.M. Gashimzade and E.V. Tahirov. Phys. Stat. Sol (b), 1990, 160 к 177.
- [6] J.W. Harrison and J.R. Hauser. Phys. Rev B.13, 1976, p. 5351.

- [7] M.A. Littlejohn, J.R. Hauser and T.H.Glisson. Appl. Phys. Lett., 1977, 30, p. 242.
- [8] K. Sieranski and J. Szatkowski. Phys. Stat. Sol. (b) 104, 1981, 57.
- [9] M.I. Aliev, Kh.A. Khalilov, H.B. Ibrahimov. Phys. Stat. Sol. (b) 140, 1987, K83.
- [10] S.B. Ogale and A. Madhuker. J. Appl. Phys. 56 (2), 1984, p. 368.
- [11] P.K. Basu and K. Bhattacharyya. Phys. Stat. Sol. (b) 128, 1985, K.175.
- [12] P.K. Basu and D. Raychaudhury. J. Appl. Phys 68 (7), 1990, p. 3443.

H.B. İbrahimov

KVANT ÇUXURLARDA ELECTRONLARIN NİZAMSIZLIQDAN SƏPİLƏN HALINDA İŞİĞİN ZONADAXILI UDULMASI

Kvant çuxurlu yarımkirçici materialarda elektronların ərintinin nizamsızlığından sepilən infraqırmızı elektromaqnit şüalarının sərbəst yüksəkdaşılıqlardan udulması tədqiq edilmişdir. Cırlaşmamış ikiölcülü elektron qazı üçün udulma əmsalının analitik ifadesi almılmışdır. Alınan ifadə elektronlar yalnız birinci alt zonada olan aşağı konseñtrasiya halında tədqiq edilmişdir.

Г.Б. ИБРАИМОВ

H.B. Ibrahimov

INTRABAND LIGHT ABSORPTION IN QUANTUM WELLS AT THE EXPENSE OF ALLOY-DISORDER SCATTERING

The theory free carries absorption in quasi-two dimensional semiconducting structures (of the kind of quantum well structures) was studied considering the case when electrons are scattered randomly alloy disorder. Free carrier absorption coefficient of light is calculated for the of non degenerate carrier statistics is made. The obtained expression was investigated in limit low concentrations; when electron being only on first subband.

Дата поступления: 04.10.98

Редактор: Ф.М. Гашимзаде

УПРУТОЕ РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ И ПРОТОНОВ НА НЕСФЕРИЧЕСКИХ ЯДРАХ

М.М. МИРАБУТАЛЫБОВ

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

Анализ упругого рассеяния электронов и протонов на сферических ядрах позволяет получить информацию о распределении плотности протонов и нейтронов отдельных ядер. В работе показано, что совместный анализ данных по упругому рассеянию электронов и протонов с привлечением спектроскопических данных по измерению зарядового квадрупольного момента уменьшает неопределенность при определении несферических компонентов ядер. Анализ электронного и протонного рассеяния приведен в рамках теории искаженно-волнового приближения. В результате анализа определены параметры распределения заряда и материи в ядрах ${}^6\text{Li}$, ${}^{10}\text{Be}$, ${}^{11}\text{B}$ и, в частности, среднеквадратичные радиусы и квадрупольные моменты материи.

Одновременный анализ упругого рассеяния электронов и протонов на ядрах позволяет более точно определить распределение плотности протонов и нейтронов отдельных ядер, а также поведение важных ядерных характеристических параметров (среднеквадратичных радиусов, толщину поверхности слоя и т.п.) с изменением структуры ядра. Решение подобных задач упирается, в основном, на анализ экспериментальных форм-факторов. Для этого в рамках определенной модели ядра получают сначала пробные функции протонного и нейтронного рас-

пределения и затем рассчитанные форм-факторы сравнивают с экспериментальными. Функции распределения плотности протонов и нейтронов должны убывать при больших r в соответствии с правильным экспоненциальным законом, как реальные ядерные функции. В центре ядра эти плотности всегда должны выходить на плато, что очень важно в легких ядрах. Все эти важные черты, как показано в [1], имеют место в функции симметризованной Ферми-плотности.

$$\rho_{SF}(r) = \{1 + \exp[(r - R)/b]\}^{-1} + \{1 + \exp[(-r - R)/b]\}^{-1} - 1 = \frac{\sinh R/b}{\cosh R/b + \cosh r/b}, \quad (1)$$

где R определяет полуспад плотности, b - ширина поверхностного слоя.

В настоящей работе, одновременно с анализом упругого рассеяния электронов и протонов несферическими ядрами, с использованием при этом функции симметризованной Ферми-плотности привлекаются и спектроскопические данные по измерению зарядового квадрупольного момента.

Запишем распределение плотности нуклонов для несферических ядер [2]

$$\rho(\vec{r}) = \sum_{L=0}^{2J} \begin{pmatrix} J & L & J \\ J & 0 & -J \end{pmatrix} \rho_L(r) Y_{L0}^*(\hat{r}) \quad (2)$$

Мультипольные плотности определены следующим образом:

$$\rho_L(r) = \begin{cases} [4\pi(2J+1)]^{1/2} N_L \rho_{SF}(r) & L = 0 \\ \left(\begin{pmatrix} J & L & J \\ J & 0 & -J \end{pmatrix}^{-1} N_L r^{L-1} \frac{d}{dr} \rho_{SF}(r) \right) & L \neq 0 \end{cases} \quad (3)$$

где

$$\begin{pmatrix} J & L & J \\ J & 0 & -J \end{pmatrix} = (2J)! [(2J-L)! (2J+L+1)!]^{1/2}$$

Дифференциальное сечение упругого рассеяния электронов (протонов) на несферических ядрах со спином J , вычисленное методом искаженных волн в высокозергетическом приближении (ВЭП), с учетом мультиполей в распределении плотности протонов (нуклонов), принимает следующий вид:

$$\sigma(\theta) = \sigma_{Mott}(\theta) \sum_{L=0}^{2J} \frac{Q_L^2}{2L+1} |F_L(q)|^2, \quad (4)$$

Сохранение четности и инвариантности относительно обращения времени требует, чтобы вклады в упругое рассеяние давали только четные мультиполи, ограниченные спином ядра: $L \leq 2J$ [3].

$$Q_L = \left(\frac{4\pi}{2L+1} \right)^{1/2} \int \rho(\vec{r}) Y_{L0}(\hat{r}) d\vec{r}, \quad (5)$$

Q_L - мультипольный момент.

Сразу же отметим, что Q_0 и Q_2 в (5) нормированы к заряду (Ze) и зарядовому квадрупольному моменту (Q_{sep}) при электронном рассеянии, а при протонном рассеянии - к числу нуклонов (A) и квадрупольному моменту материи (Q_{mat}), соответственно, т.е. $Q=Z(A)$, $Q_2=1/2Q_{sep}(Q_{mat})$.

Аналитический вид форм-фактора в искаженно-волновом ВЭП для электронного рассеяния получен в [4], а для протонного рассеяния в [5]. Как показано в этих работах форм-фактор в искаженно-волновом ВЭП - $F(q)$, выражается через плосковолновой (борновский) форм-фактор в следующем виде

$$F(q) = \sum_{n=0}^{\infty} \gamma^n F_n(q) \quad (6)$$

Здесь $\gamma = 1/137$ при электронном рассеянии, $\gamma = 0.08$ – при протонном.

Все члены $F_n(q)$ ($n > 0$) выражаются через борновский форм-фактор - $F_0(q)$ и его производные с помощью следующей рекуррентной формулы [4]

$$i(n+1)F_{n+1}(q) = \alpha_1(\theta) \frac{\partial F_n(q)}{\partial q} + i\alpha_2(\theta) \frac{\partial^2 F_n(q)}{\partial q^2} + \alpha_3(\theta) \frac{\partial^3 F_n(q)}{\partial q^3}, \quad (7)$$

где $q = 2ksin\theta/2$ – импульс, переданный падающей частицей ядру мишени: $\alpha_1(\theta), \alpha_2(\theta), \alpha_3(\theta)$ – функции, зависящие от ядерных параметров и угла рассеяния.

Здесь борновский форм-фактор ($n=0$) имеет следующий вид

$$F_0(q) = \frac{4\pi}{q} \int_0^\infty \sin(qr) \rho_{SF}(r) r dr \quad (8)$$

Явное выражение для борновского форм-фактора с симметризованной ферми-плотностью получается в следующем виде

$$F_0(q) = -\frac{4\pi b R}{q \sinh bq} (\cos qR - (\pi b / R) \sin qR \tanh bq) \quad (9)$$

Теоретически рассчитанные дифференциальные сечения сравниены с существующими экспериментальными данными для несферических ядер 6Li , 9Be , ${}^{11}B$ со спином $J=3/2$. Перед тем как приступить к анализу полученных результатов целесообразно напомнить, что анализ многочисленных экспериментальных работ по упругому рассеянию электронов в плосковолновом борновском приближении на ядрах с ненулевым спином показывает, что несферичность ядер сказывается на дифракционной картине, минимумы которой смазываются и сглаживаются. Глубины этих дифракционных минимумов зависят от формы распределения плотности заряда на поверхности, т.е. они тем глубже, чем резче спадает плотность заряда на границе ядра. С другой стороны, сопоставление сечения упругого рассеяния электронов на сферических ядрах в искаженно-волновом ВЭП с борновским показывает, что эффект искажения имеет важное значение и дает не только сдвиг и заполнение дифракционных минимумов, но и меняет абсолютные значения сечений. Поэтому, важно выявить степень вкладов этих эффектов в сечение

упругого рассеяния электронов на несферических ядрах. С этой точки зрения особый интерес представляет ядро 6Li . Несмотря на необычайную рыхлость этого ядра, значение зарядового квадрупольного момента, полученное спектроскопическими методами, чрезвычайно мало, т.е. $Q_{\text{зар}} \approx 0.1 \text{ Фм}^2$ [6]. Поэтому из сравнения теоретических сечений искаженно-волнового (сплошная линия) и борновского (пунктирная) с экспериментальными (точки), которые приведены на рис.1, можно выявить лишь эффект вклада искажения в дифракционные минимумы. На рис.2 приведены результаты сопоставления теоретических сечений (сплошная линия) с экспериментальными (точки)

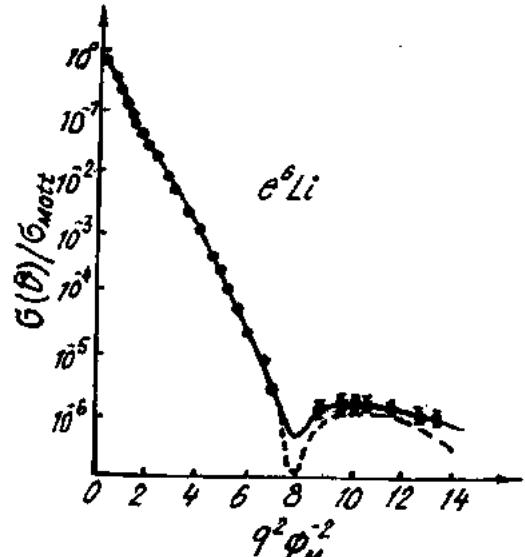


Рис. 1.

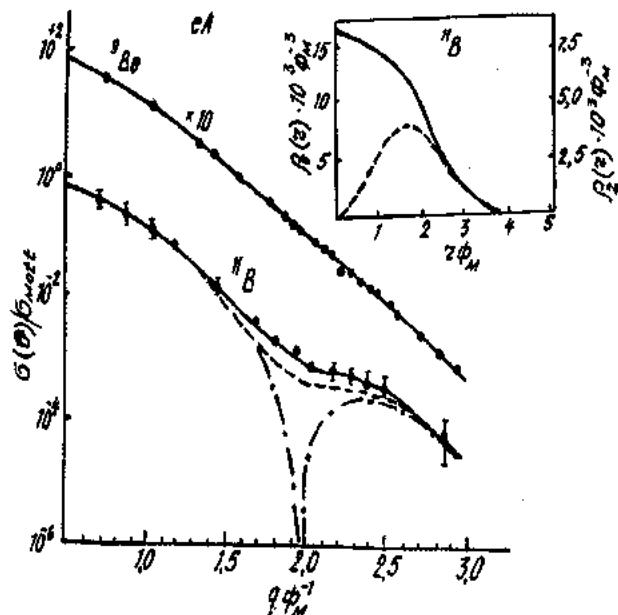


Рис. 2.

для ядра 9Be . Значение зарядового квадрупольного момента полагалось равным $Q_{\text{зар}}=5,5 \text{ Фм}^2$, что соответствует результатам работы [7], полученным спектроскопическими методами. На этом рисунке также приведены ре-

зультаты для ядра ^{11}B зарядовый квадрупольный момент которого равен $Q_{\text{зар}}=4,1 \text{ Фм}^2$ [8]. Пунктирная линия соответствует сечению без учета деформации, штрих-пунктир — плосковолновое борновское приближение. Кроме того, на этом рисунке показан ход распределения плотности заряда сферически-симметричного $\rho_0(r)$ и несферического компонента $-\rho_2(r)$.

Обычно при вычислении среднеквадратичных радиусов (СКР) несферических ядер ограничиваются монопольной частью распределения плотности и не учитывают зависимость радиус-вектора от углов.

$$r(\theta, \phi) = \left\{ 1 + \sum_{L \geq 2, M} \alpha_{LM} Y_{LM}^*(\theta, \phi) \right\} \quad (10)$$

Однако, было бы целесообразно при вычислении СКР учесть и несферические эффекты ядра. При этом параметр деформации (α_{LM}) определяется из сравнения (10) с (2).

В таблице приведены определяемые значения СКР зарядового и нуклонного распределения и параметры R и b для соответствующих ядер.

Таблица

Результаты обработки дифференциального сечения упругого рассеяния электронов и протонов на ядрах

Ядра	eA			pA			$\delta = \frac{\rho_{\text{мат}}}{\rho_{\text{зар}}}$
	$\langle r^2 \rangle^{1/2}$ Фм	R , Фм	b , Фм	$\langle r^2 \rangle^{1/2}$ Фм	R , Фм	b , Фм	
^7Li	2,492	1,481	0,608	2,485	1,332	0,608	6
^9Be	2,804	1,542	0,721	2,678	1,913	0,594	1,81
^{11}B	2,504	2,181	0,516	2,482	1,944	0,529	1,80

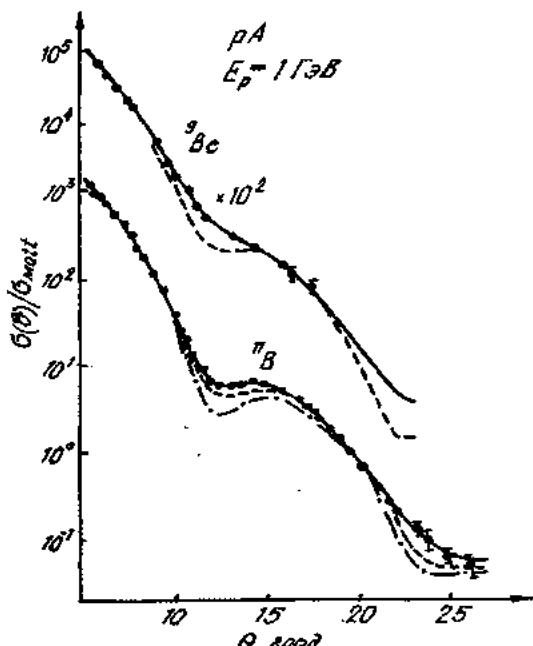


Рис. 3

Анализ экспериментальных сечений [9] упругого рассеяния протонов с энергией $\sim 1 \text{ ГэВ}$ на ^7Li , ^9Be , ^{11}B проводился без привлечения дополнительных параметров. При этом значения параметров R и b определены из протон-

ного рассеяния. Величина квадрупольного момента материи найдена с помощью значений параметра несферического компонента зарядовой плотности, т.е. $\delta = Q_{\text{мат}}/Q_{\text{зар}}$.

На рис.3 приведено сравнение теоретических сечений, вычисленных в искаженно-волновом ВЭП (сплошная линия) с экспериментальными (точки). Для ядра ^{11}B также приведены кривые в плоско-волновом борновским приближении (штрих-пунктир) и без учета деформации (пунктир). В таблице приведены полученные значения параметров для соответствующих ядер.

Заключение

В настоящей работе проведен анализ экспериментальных данных упругого рассеяния электронов на легких несферических ядрах. При этом получена возможность уменьшить неоднозначность определения плотности несферических ядер. Уменьшение неоднозначности достигается благодаря комплексному подходу к задаче, включенному в себя совместный анализ данных по упругому рассеянию протонов, электронов и спектроскопических измерений зарядового квадрупольного момента.

Традиционно наиболее обобщенными характеристиками ядерной плотности принято считать: для сферической части — среднеквадратичный радиус и для несферической — квадрупольный момент. Обе эти величины учтены при определении среднеквадратических радиусов для несферических ядер.

- [1] Ю.Н. Елдышиев, В.К. Лукьянов, Ю.С. Поль. «Ядерная физика», 1972, т. 16, с. 506.
- [2] А.В. Джавадов, А.И. Мухтаров, М.М. Мирабуталыбов, А.П. Тверецкий. Изв. АН СССР, сер. физ., 1979, т. 43, с. 2201.
- [3] R.Pratt, J.D. Walecka. Nucl. Phys., 1965, v. 64, 677.
- [4] А.В. Джавадов, М.М. Мирабуталыбов. Изв. АН СССР, сер. физ., 1975, т. 39, с. 1761.
- [5] М.М. Мирабуталыбов. «Ученые записки», АзГНА, 1996, № 4, с. 48.
- [6] L. Wharton et al. Phys. Rev., B 270, 1964, 133.
- [7] O. Sinanoglu, D.R. Beck. Chem.Phys.Lett., 1973, 20, 221.
- [8] R.K. Nesbet. Phys. Rev. Lett., 1970, 24, 1155.
- [9] Г.Д. Алхазов, О.А. Домченко. Препринт ЛИЯФ, № 575, 1980, Ленинград.

М.М. Mirabutalibov

QEYRİ-SFERİK NÜVƏLƏRDƏN ELEKTRON VƏ PROTONLARIN ELASTİKİ SƏPİL MƏSİ

Təhrif olunmuş dalğalar yaxınlaşması nəzəriyyəsinə əsaslanaraq, yüksək enerjili elektron və protonların atom nüvəsindən sepihnəsi üçün əvvəlki işlərdə analitik şəkildə alınmış differensial effektiv kəsikler qeyri-sferik nüvələr üçün hesablanmışdır. Nuklonların nüvədə paylanması sıxlığı simmetrik fermi-funksiyası şəkildə seçilmişdir. Spini $J=3/2$ olan ${}^6\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{11}\text{B}$ qeyri-sferik nüvələr üçün hesablanmış differensial effektiv kəsiyin təcrübə ilə müqayisəsinə əsaslanaraq bu nüvələrdə nuklonların paylanmasıñ orta kvadratik radiusu, nüvenin səh təbəqəsinin qalınlığı və nüve materiyasının paylanmasıñ qeyri-sferikliyini xarakterizə edən, kvadrupol momenti tapılmışdır.

М.М. Mirabutalybov

ELASTIC ELECTRON AND PROTON SCATTERING IN NON-SPHERICAL NUCLEUSES

An analysis of the elastic scattering of electrons and protons on non-spherical nucleuses allows to get the information on proton and electron density of separate nucleuses. One of the main uncertainties of the analysis results consists in the choice of nuclear density parameters. This work shows the possibility of a substantial reduction of this uncertainty by recording both the electron and proton scattering time and using spectroscopic data of quadrupole moments charges.

The distorted wave approximation method was used in this analysis. The parameters of the charge and matter distribution, particularly the mean square radius and quadrupole moments have been determined in ${}^6\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$ and ${}^{11}\text{B}$ nucleuses.

КРИСТАЛЛОГРАФИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ СТРУКТУРНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ В $\text{Cu}_{1.90}\text{Te}$ и $\text{Cu}_{1.50}\text{Zn}_{0.40}\text{Te}$

Ю.Г. АСАДОВ, А.И. МОВЛАНВЕРДИЕВА, Ф.Ю. АСАДОВ

Институт Физики АН Азербайджана

370143, г. Баку, пр. Г.Джавида, 33

Синтезированы и выращены монокристаллы $\text{Cu}_{1.90}\text{Te}$ и $\text{Cu}_{1.50}\text{Zn}_{0.40}\text{Te}$ и рентгенодифрактометрическим методом исследованы фазовые превращения, по температурной зависимости параметров кристаллической решетки рассчитаны тепловые расширения существующих фаз в обоих составах.

Показано, что изоморфное замещение части атомов меди атомами Zn в $\text{Cu}_{1.90}\text{Te}$ стабилизирует высокотемпературную ГЦК фазу при комнатной температуре. Также показано, что анизотропия теплового расширения по главным кристаллографическим направлениям является одним из основных причин неустойчивости фаз, существующих при комнатной температуре.

Нами в [1] показано, что при комнатной температуре порошковые из синтезированного образца $\text{Cu}_{1.90}\text{Te}$ и дифрактограммы из выращенного монокристалла индицируются на основе орторомбической решетки с параметрами $a=7.319 \pm C_0$, $b=22.236 \pm C_0$, $c=36.458 \text{ \AA} \pm 5C_0$ [2] и, за исключением отражений (024), (136) и (5.10.3), остальные индицируются также на основе параметров гексагональной решетки, где $a=8.37 \pm \sqrt{3} a_0$, $c=21.60 \text{ \AA} \pm 3C_0$ [3] (здесь $a_0=4.246$, $C_0=7.289 \text{ \AA}$ - фаза Новотного [4]). Отмечено, что с ростом температуры относительное количественное соотношение между орторомбической и гексагональной фазами изменяется, то есть при 373 К отражения от плоскости (173) орторомбической фазы исчезают и появляются три новых отражения от плоскостей (431), (556) и (589). При 473 К, как показано в таблице 1, из зафиксированных ранее 14 дифракционных отражений, из которых 13 принадлежат орторомбической решетке, исчезают отражения от плоскостей (270), (556), (589), и появляются отражения (016), (560), (5.10.5), а при 573 К исчезают отражения (024), (016), (514), (560). При 773 К в прежнем интервале углов из семи зафиксированных отражений (117) и (118) относятся к гексагональной, а пять отражений принадлежат высокотемпературной ГЦК фазе. При $T>873$ К исчезают также отражения (117) и (118) гексагональной фазы.

Параметры решетки существующих фаз в зависимости от температуры приведены на рис.1. Как видно из рис.1, наклон линейного роста параметра "С" орторомбической фазы при 373 К меняется. Интересно также отметить, что после превращения орторомбической фазы $a=7.3093$, $b=22.2397$, $c=38.2255 \text{ \AA}$ и часть на основе гексагональной решетки с параметрами $a=8.3707$, $c=21.6020 \text{ \AA}$. В отличие от $\text{Cu}_{1.90}\text{Te}$, в кристалле $\text{Cu}_{1.50}\text{Zn}_{0.40}\text{Te}$ при комнатной температуре совместно с орторомбической и гексагональной фазой метастабильно существует также высокотемпературная ГЦК фаза с параметром $a=6.1028 \text{ \AA}$.

Как показано в табл. 3, в интервале температур 290 – 573 К в числах и интенсивностях дифракционных отражений существенных изменений не происходит. При 573 К отражение от плоскости (522) исчезает и появляются три новых отражения от плоскостей (333), (364), (484) орторомбической фазы. При 773 К дифракционная картина существенно меняется, то есть, как показано в таблице 3, в прежнем интервале углов из фиксирован-

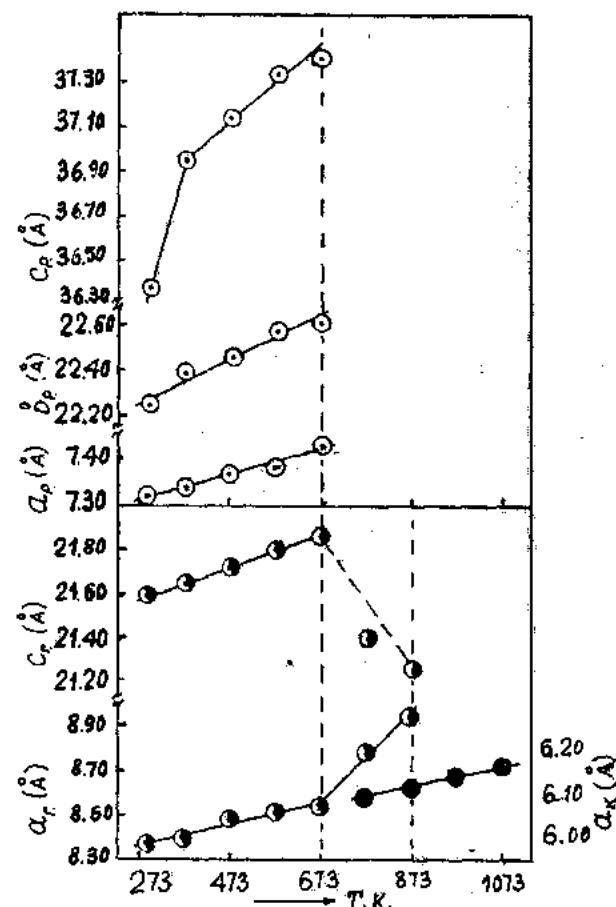


Рис. 1. Температурная зависимость параметров кристаллической решетки гексагональной, орторомбической и кубической фазы $\text{Cu}_{1.90}\text{Te}$
 ◉ - а, в, с орторомбической фазой,
 ● - а и с гексагональной фазой,
 ● - а кубической фазы.

ных 6 отражений четыре индицируются на основе параметров гексагональной решетки фазы Новотного [4], где $a=4.2652$, $c=7.3090 \text{ \AA}$, и два с индексами (220) и (222) принадлежат высокотемпературной ГЦК фазе, значение параметра a гексагональной фазы растет более интенсивно, а параметр c интенсивно уменьшается и при $T>873$ К превращается в ГЦК фазу.

Таблица I

Расчет дифрактограмм кристалла Cu_{1.90}Te, записанных при различных температурах.

$d_{\text{эксп.}}$ (\AA)	$\frac{I}{I_0}$	Орторомбическая		Гексагональная		$T_{\text{эксп.}}$ К	Параметры решетки
		$d_{\text{расч.}}$ (\AA)	hkl	$d_{\text{расч.}}$ (\AA)	hkl		
1	2	3	4	5	6	7	8
7.0660	20	7.0487	024	--	--		орторомб.
3.9513	10	3.9542	136	--	--		$a=7.3213$
3.6006	60	--	--	3.6006	006		$b=22.2329$
3.2174	5	3.2222	156	3.2243	016		$c=36.3896$
2.8405	10	2.8336	173	2.8392	017	293	гексаг.
2.3986	10	2.3889	270	2.4012	031		$a=8.3705$
2.2627	10	2.2640	306	2.2688	118		$c=21.6036$
1.9977	100	1.9979	294	2.0010	029		
1.8207	70	1.8204	369	1.8227	135		
1.8007	30	1.8032	421	1.8005	038		
1.4431	50	1.4422	514	1.4462	049		
1.2167	40	1.4422	5.10.3.	--	--		
7.1380	20	7.1575	024	--	--		орторомб.
3.9860	10	3.9882	136	--	--		$a=7.3338$
3.6091	60	--	--	3.6091	006		$b=22.4031$
3.2364	6	3.2487	156	3.2322	016		$c=36.9633$
2.4068	10	2.4112	270	2.4067	031		гексаг.
2.2781	10	2.2723	306	2.2744	118		$a=8.3889$
2.0102	100	2.0102	294	2.0059	029	373	$c=21.6546$
1.8298	70	1.8274	369	1.8269	135		
1.8092	30	1.8072	421	1.8048	038		
1.7742	20	1.7785	432	1.7614	043		
1.4488	55	1.4456	514	1.4496	049		
1.3583	10	1.3596	556	1.3537	334		
1.2370	20	1.2388	589	--	--		
1.2209	40	1.2211	5.10.3.	--	--		
7.1912	40	7.1606	024	--	--		орторомб.
5.9852	30	5.9729	016	--	--		$a=7.3693$
4.0047	10	4.0048	136	--	--		$b=22.4617$
3.6192	70	--	--	3.6192	006		$c=37.1386$
3.2638	20	3.2613	156	3.2523	016		гексаг.
2.2835	6	2.2832	306	2.2867	118	473	$a=8.4879$
2.0170	100	2.0170	294	2.017	029		$c=21.7152$
1.8412	60	1.8362	369	1.8455	315		
1.8160	10	1.8158	421	1.8188	038		
1.7763	10	1.7856	432	1.7763	034		
1.4623	30	1.4650	514	1.4619	049		
1.3986	10	1.3714	560	1.3925	055		
1.2262	40	1.2289	5.10.3.				
1.2119	50	1.2184	5.10.5				
4.0214	10	4.0216	136				орторомб.
3.6329	50	--	--	3.6329	006		$a=7.3739$
3.2749	10	3.2759	156	--	--		$b=22.5913$
2.2814	6	2.2862	360	2.2920	118	573	$c=37.3463$
2.0255	100	2.0255	294	2.0216	209		гексаг.
1.8482	60	1.8438	400,369	1.8449	315		$a=8.5230$
1.8229	20	1.8172	421	1.8207	308		$c=21.80076$
1.7795	10	1.7824	432	1.7795	403		
1.2289	40	1.2289	5.10.3.				
1.2184	50	1.2184	5.10.5				
4.0340	10	4.0340	136	--	--		орторомб.
3.6432	55	--	--	3.6449	006		$a=7.4332$
3.2707	10	3.2834	156	3.2703	106		$b=22.6066$
2.4947	30	2.4920	090	--	--		
2.2820	5	2.2810	307	--	--	673	гексаг.
2.0316	100	2.0319	294	2.0314	209		$a=8.5584$
1.8519	60	1.8520	410	1.8509	400		$c=21.8592$
1.7974	20	1.7973	431				

1	2	3	4	5	6	7	8
1.7940	10	1.7952	432	1.7940	403		
1.2360	40	1.2360	5.10.3	--	--		
1.2228	50	1.2254	5.10.5	--	--		
3.5169	100			3.5184	111		
3.0482	20			3.0470	200		
2.5078	10			2.5096	(117)*		
2.2835	30			2.2850	(118)*	773	
2.1528	40			2.1546	220		
1.8377	80			1.8374	311		
1.7596	50			1.7592	222		
3.5209	100			3.5226	111		
3.0507	20			3.0507	200		
2.5127	10			2.5121	(117)*	873	
2.2848	30			2.2843	(118)*		
2.1582	40			2.1576	220		
1.8380	80			1.8396	311		
1.7617	50			1.7613	222		

()* - отражения от гексагональной фазы.

Таблица 2
Коэффициенты теплового расширения $\text{Cu}_{1.90}\text{Te}$

Температура определения параметров кристаллической решетки T, K	Тип решетки	$\alpha_{(100)} \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$	$\alpha_{(010)} \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$	$\alpha_{(001)} \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$
290 - 373	орторомбическая	2.81	92.23	189.95
373 - 473	гексагональная	184.91	-	47.43
773 - 873	ГЦК	11.98		

Таблица 3
Расчет дифрактограмм $\text{Cu}_{1.50}\text{Zn}_{0.40}\text{Te}$, полученных при различных температурах.

$d_{\text{эксп}} (\text{\AA})$	$\frac{I}{I_0}$	орторомбическая		гексагональная		ГЦК		$T_{\text{эксп}}, \text{K}$	Параметр решетки (\AA)
		$d_{\text{расч.}} (\text{\AA})$	hkl	$d_{\text{расч.}} (\text{\AA})$	hkl	$d_{\text{расч.}} (\text{\AA})$	hkl		
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
2.4001	60	2.3977	270	2.4000	009.301	--	--	290	орторомб. $a=7.3093$ $b=22.2397$ $c=38.2255$
2.1582	8	--	--	2.1582	00.10	2.1577	220		
1.9894	2	1.9887	364	--	--	--	--		
1.8396	4	--	--	--	--	1.8400	311		
1.8084	17	1.8094	403	1.8091	226.401	--	--		
1.8007	37	1.8032	421	1.8000	0012.308	--	--		
1.7617	2	--	--	--	--	1.7617	222		
1.5934	6	1.5935	458	--	--	--	--		
1.4466	35	1.4467	522	1.4465	501	--	--		
1.4401	100	1.4410	523	1.4400	00.15	--	--		
2.4023	80	2.4007	270	2.4021	009.301	--	--		орторомб. $a=7.3146$ $b=22.2755$ $c=38.3571$
2.1594	20	--	--	--	00.10	2.1592	220		
2.0060	2	2.0045	294	--	--	--	--		
1.8412	6	--	--	--	--	1.8413	311		
1.8118	40	1.8102	403	1.8121	266.401	--	--		
1.8016	50	1.8025	421	1.8016	0012.308	--	--		
1.7629	4	--	--	--	--	1.7629	222		
1.5951	10	1.5953	458	--	--	--	--		
1.4493	30	1.4463	522	1.4492	501	--	--		
1.4412	100	1.4412	523	1.4413	00.15	--	--		
2.4030	80	2.4062	270	2.4030	009.301	--	--	орторомб. $a=7.3280$ $b=22.3352$ $c=38.0952$	орторомб. $a=7.3280$ $b=22.3352$ $c=38.0952$
2.1612	20	--	--	--	--	2.1613	220		
2.0102	2	2.0085	294	--	--	--	--		
1.8434	6	--	--	--	--	1.8432	311		
1.8152	35	1.8132	403	1.8127	226.401	--	--		
1.8024	40	1.8058	421	1.8022	0012.308	--	--		
1.7645	4	--	--	--	--	1.7647	222		
1.5967	10	1.5969	458	--	--	--	--		
1.4521	50	1.4459	522	1.4520	501	--	--		
1.4427	100	1.4437	523	1.4418	00.15	--	--		

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
2.4046	62	2.4087	270	2.4049	009.301				ортором.
2.2781	10	2.2855	333	--	--				$a=7.3358$
2.1630	6	--	--	--	--	2.1630	220		$b=22.3579$
2.0202	10	2.0108	294	--	--				$c=38.2255$
2.9935	2	1.9988	364	--	--				гексаг.
1.8447	8	--	--	--	--	1.8446	311		$a=8.4234$
1.8173	20	1.8153	403	1.8173	266.401				$c=21.6441$
1.8073	48	1.8098	421	1.8037	0012.308				
1.7661	4	--	--	--	--	1.7661	222		ГЦК
1.5990	10	1.5991	458	--	--	--	--		
1.5175	10	1.5138	484	1.5181	326				
1.4431	100	1.4453	523	1.4427	00.15				
2.4068	80	2.4093	270	2.4075	009.301				ортором.
2.2835	70	2.2879	333	--	--				$a=7.3417$
2.1642	10	--	--	--	--	2.1643	222		$b=22.3541$
2.0244	7	2.0119	294	--	--				$c=38.5794$
1.8460	10	--	--	--	--	1.8457	311		гексаг.
1.8186	35	1.8170	403	1.8186	226.401	--	--		$a=8.4295$
1.8058	40	1.8092	421	1.8056	0012.308	--	--		$c=21.6671$
1.7669	5	--	--	--	--	1.7671	222		ГЦК
1.6017	6	1.6015	458	--	--	--	--		$a=1214$
1.4447	100	1.4466	523	1.4445	00.15	--	--		
2.4342	19			2.4363	003	--	--		гексаг.
2.1661	5			--	--	2.1657	220		$a=4.2656$
2.0271	7			2.0271	103	--	--		$c=7.3090$
1.8469	100			1.8469	200	1.8470	311		ГЦК
1.7681	3			--	--	1.7683	222		$a=6.1256$
1.4628	12			1.4618	005	--	--		
2.1679	11			--	--	2.1683	220		гексаг.
2.0475	7			2.0477	103	--	--		$a=4.2716$
1.8496	100			1.8496	200	1.8491	311		$c=7.3760$
1.7702	6			1.7704	--	1.7704	222		ГЦК
2.1709	11					2.1711	220		$a=6.1326$
1.8518	100					1.8515	311		ГЦК
1.7726	4					1.7727	222	1084	$a=6.1408$

Из температурной зависимости параметров решетки существующих фаз $\text{Cu}_{1.90}\text{Te}$ рассчитаны коэффициенты линейного расширения, которые приведены в таблице 2.

Как видно из табл.2, коэффициенты теплового расширения $\text{Cu}_{1.90}\text{Te}$ по главным кристаллографическим направлениям имеют сильную анизотропию. Различные колебания атомов по кристаллографическим направлениям приводят к тепловой деформации кристалла, в результате ослабляется связь между атомами, что приводит к превращению одной кристаллической структуры в другую.

Зная поведение кристалла $\text{Cu}_{1.90}\text{Te}$ в зависимости от температуры, определенная часть атомов меди была заменена атомами цинка, т.е. был синтезирован состав $\text{Cu}_{1.50}\text{Zn}_{0.40}\text{Te}$. Из синтезированного состава были выра-

щены монокристаллы методами Бриджмена. В дифрактограмме от кристалла $\text{Cu}_{1.50}\text{Zn}_{0.40}\text{Te}$, записанной при комнатной температуре, часть отражений, как в $\text{Cu}_{1.90}\text{Te}$ инициируется на основе орторомбической решетки с параметрами температурной ГЦК фазе. Отражение от плоскости (311) ГЦК фазы накладывается на отражение (200) гексагональной фазы. При $T>1084$ К все отражения, принадлежащие гексагональной фазе Новотного исчезают и остаются отражения (220), (311) и (222), принадлежащие ГЦК фазе. Отметим, что интенсивности отражений (220) и (222) ГЦК фазы в интервале температур 290-1084 К остаются почти постоянными, а интенсивность, отражения от плоскости (311) с ростом температуры постепенно растет и после превращения фазы Новотного в ГЦК фазу, становится максимальной.

Коэффициенты линейного расширения $\text{Cu}_{1.50}\text{Zn}_{0.40}\text{Te}$.

Температура определения параметров кристаллической решетки T, K	Тип решетки	$\alpha_{[100]} \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$	$\alpha_{[010]} \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$	$\alpha_{[001]} \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$
290-737	орторомбическая	8.74	19.39	41.48
373-473	гексагональная	19.44	--	3.38
773-873	гексагональная	14.07	--	91.67
473-573	ГЦК	8.18	--	--

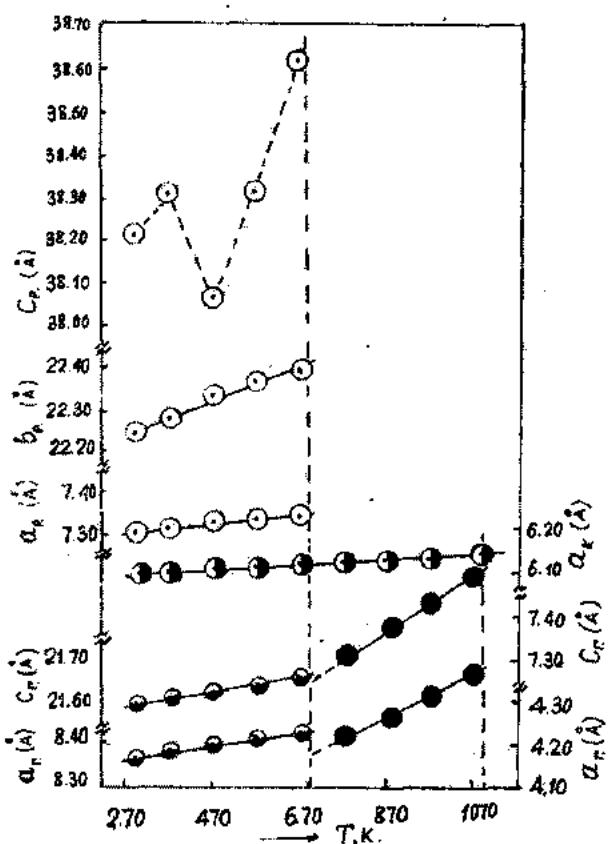


Рис. 2. Температурная зависимость параметров кристаллической решетки гексагональной, ортогональной и кубической фаз $\text{Cu}_{1.50}\text{Zn}_{0.40}\text{Te}$.
 ○ - а, в, с орторомбической фазы,
 ● - а и с гексагональной фазы I,
 ● - а и с гексагональной фазы II,
 ◑ - а кубической фазы.

В результате температурных исследований показано, что орторомбическая и гексагональная фазы при 686 К превращаются в гексагональную фазу Новотного, а эта, в свою очередь, при $T > 1084$ К превращается в ГЦК фазу.

- [1] Yu.G. Asadov, L.V. Rustamova, G.B. Gasimov, K.M. Jafarov, A.G. Babajev. Phase transitions, 1992, v. 38, p. 247-259.
 [2] A.L.N. Stevens. Philips Res. Repts., 1969, 24, 124.

Температурные поведения параметров решетки орторомбической и гексагональной фаз в интервале 290-686 К, гексагональной фазы Новотного в 684-1084 К и ГЦК фазы в 290-1084 К приведены на рис.2. Параметры кристаллических решеток существующих в $\text{Cu}_{1.90}\text{Zn}_{0.40}\text{Te}$ фазах, за исключением параметра c орторомбической фазы, в функции температуры растут линейно, а параметр c при 473 К от значения $c=38.3571$ Å при 373 К сокращается до $c=38.0952$ Å и дальше растет линейно. По изменениям параметров решетки рассчитаны коэффициенты теплового расширения (таблица 4). Коэффициенты теплового расширения $\text{Cu}_{1.50}\text{Zn}_{0.40}\text{Te}$ по главным кристаллическим направлениям имеют сильно отличающиеся значения. Такая тепловая деформация, где $\varepsilon=\alpha\Delta T$, является одной из основных причин нестабильности структур, образующихся при комнатной температуре.

Как видно из табл. 1 и 2, орторомбическая и гексагональная фазы, в которых кристаллизуется матричный кристалл $\text{Cu}_{1.90}\text{Te}$, сохраняются и в кристалле $\text{Cu}_{1.50}\text{Zn}_{0.40}\text{Te}$. В образцах $\text{Cu}_{1.50}\text{Zn}_{0.40}\text{Te}$ при комнатной температуре параллельно с указанными фазами существует высокотемпературная ГЦК фаза.

Важно отметить, что для халькогенидов меди Cu_{2-x}S (Se, Te) характерен недостаток атомов металла. В этих соединениях каркас структуры образуют анионы $\text{S}^{2-}, \text{Se}^{2-}$ и Te^{2-} , а катионы Cu^{+1} и Cu^{2+} статически распределяются в тетраэдрических и октаэдрических пустотах между двумя плотно упакованными слоями халькогена. С ростом ионного радиуса от S^{2-} до Te^{2-} размеры тетраэдрических пустот растут, в результате чего в соединениях системы $\text{Cu}-\text{Te}$ катионы более свободно движутся в указанных пустотах. Статическое распределение катионов разного сорта по атомным позициям с повышением температуры под действием тепловых колебаний, приводит к разрушению структуры кристалла и образованию структуры кристалла, имеющего минимум свободной энергии. Кроме того, изучая относительное изменение периодов решетки с температурой (измеряя коэффициенты теплового расширения) можно получить важную информацию о температурном интервале стабильности структуры кристалла.

- [3] R.V. Baranova, V.P. Arefev, S.A. Semiletov. Neorg. Mater., 1977, 13, 2157.
 [4] H. Nowotny. Z. Metallkunde, 1946, 37, 40.

Y.Q. Əsədov, A.I. Mövlənverdiyeva, F.Y. Əsədov

$\text{Cu}_{1.90}\text{Te}$ VƏ $\text{Cu}_{1.50}\text{Zn}_{0.40}\text{Te}$ QURULUŞ ÇEVRİLMƏLƏRİNİN KRİSTALLOQRAFIK ASPEKTİ

$\text{Cu}_{1.90}\text{Te}$ və $\text{Cu}_{1.50}\text{Zn}_{0.40}\text{Te}$ stexiometrik olmayan birləşmələri sintez edilmiş, monokristal alınmış ve rentgendifraktometrik metodla faza keçidi, kristal qefası parametrlərinin temperaturdan asılılığından iştirak eden bütün fazaların istidən genişlənmə əmsali hesablanmışdır. Gösterilmişdir ki, $\text{Cu}_{1.90}\text{Te}$ birləşməsində Cu atomlarının bir hissəsinin Zn atomları ilə izomorf əvəz edilməsi yüksək temperatur fazasını otaq temperaturunda sabitləşdirir. Hem de göstərilmişdir ki, əsas kristalloqrafik istiqamətlərin istidən genişlənməsi kristal qefesinin dayanıqlılığının əsas səbəblarından biridir.

Yu.G. Asadov, A.I. Movlanverdiyeva, F.Y. Asadov

CRYSTALLOGRAPHIC ASPECTS OF STRUCTURE TRANSMUTATION IN $\text{Cu}_{1.90}\text{Te}$ AND $\text{Cu}_{1.50}\text{Zn}_{0.40}\text{Te}$

The single crystals $\text{Cu}_{1.90}\text{Te}$ and $\text{Cu}_{1.50}\text{Zn}_{0.40}\text{Te}$ have been synthesized and grown. By χ -ray method the phase transformations in the both compounds had been investigated and from the temperature dependence of the lattice parameters the thermal expansion coefficients are calculated.

Ю.Г. АСАЛОВ, А.И. МОЯЛАНВЕРДИЕВА, Ф.Ю. АСАЛОВ

It is shown that the izomorphical partial replacement of Cu atoms by Zn ones in $\text{Cu}_{1.90}\text{Te}$ leads to the stabilization of high-temperature FCC modification at room temperature. It is also shown that the anisotropy of the thermal expansion coefficients along the general crystallographic directions are one of the main cases of instability of room temperature phases.

Дата поступления: 26.10.98

Редактор:

P.Б. Шафизаде

ИЗУЧЕНИЕ СТРУКТУРЫ ПОВЕРХНОСТИ МОНОКРИСТАЛЛА ГЕКСАГОНАЛЬНОГО СЕЛЕНА, ПОЛУЧЕННОГО ИЗ РАСПЛАВА ПОД ДАВЛЕНИЕМ

Н.З. ДЖАЛИЛОВ, М.И. ВЕЛИЕВ

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

Работа содержит результаты исследования структуры поверхности монокристалла селена, полученного из расплава под давлением. Определено, что нарушение монотонности роста при выращивании монокристалла приводит к возникновению микропор, в основном, размером 4 мкм, и их общий объем в исследованном образце составляет ~2%.

Работа содержит некоторые результаты изучения структуры поверхности монокристалла гексагонального селена с помощью растрового электронного микроскопа JSM-ИЗ в режиме вторичных и упруго отраженных электронов, микроструктурного анализатора "Этеквант", а также микролокальной деформации и упругих постоянных – модуля Юнга, динамическим резонансным методом.

Работа проведена в ИМЕТ им. А.А. Байкова АН России на монокристаллах селена, полученных в Институте Физики АН Азербайджанской Республики.

На рис.1 представлена Лауэграмма монокристалла Se, полученного из расплава под давлением 4,5 Кбар со скоростью роста 10 см/сутки. Исследование на установке ДРОН-2 показало, что параметры кристаллической решетки полученных кристаллов хорошо согласуются с данными работ [1-3]. Было установлено, что направление роста монокристалла практически совпадает с осью "С" кристаллической решетки селена.



Рис.1. Лауэграмма монокристалла селена, полученного из расплава под давлением 4,5 Кбар.

От монокристалла цилиндрической формы длиной 4 см, диаметром 1 см был отрезан (методом абразивной резки) поперечный темплет в виде диска толщиной 1,5 мм. Из темплета, методом ручной шлифовки наждачной бумагой, а затем полировки алмазными пастами на стекле и на лайке (замше), был приготовлен микрошлиф для фрактографического и структурного изучения монокристалла. Шлиф после полировки имел матовый вид.

Общий объем пористости и распределение пор по размерам на данном шлифе были определены на микроструктурном анализаторе "Этеквант". Размер сканируемого поля - 0,8 × 0,8 мм. Сканирование проводилось в двух взаимно-перпендикулярных направлениях. Полученные результаты были усреднены. Распределение пористости по размерам показано на гистограмме (рис. 2). Из гистограммы видно, что максимум количества пор по размерам попадает в диапазон ~ 4 мкм. В данном случае общий объем пористости составляет ~2%.

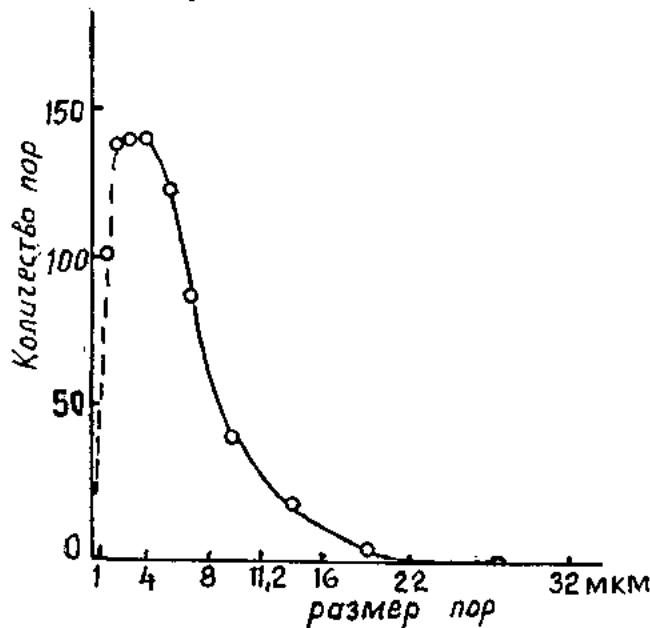


Рис. 2. Гистограмма монокристалла селена.

Пористость на шлифе монокристалла селена наблюдалась и в работе [2]. Причем, размеры некоторых пор были видны даже визуально и некоторые из них имели размеры 4 см. По-видимому, пористость является следствием большой разницы в коэффициентах объемного расширения жидкой и твердой фаз. Как показано в [4], расплавленный селен является ньютоновской (вязкой) жидкостью. При переходе аморфного (жидкого) селена в

кристаллический, плотность увеличивается от 4,3 до 4,8 г/см³, т.е. происходит фазовый переход 1-го рода, что при нарушении монотонности перехода, вследствие локальных нарушений режима в ходе роста кристалла, приводит к возникновению в кристалле селена микропор. Как показали эксперименты, учет этого условия, при выращивании более качественных кристаллов, очень важен. Изучение поверхности шлифа на растровом электронном микроскопе подтвердило, что шлиф имеет равномерно распределенную пористость. На рис.3 представлена микроструктура поверхности монокристалла селена при увеличении в 50 раз, в режиме вторичных электронов. На рисунке видны и трещины, которые возникли при приготовлении шлифа. Характер распространения трещин подтверждает хрупкость монокристалла селена. Микролокальная деформация, произведенная алмазной пирамидой индикатора (прибор ПМТ-3), также подтверждает хрупкость кристалла селена (в углах отпечатков (рис.4а и 4б) видны трещины).

В работе, также, была изучена микротвердость монокристалла селена. Микротвердость дает представление о силе связи между атомами материала. Эксперименты показали, что микротвердость кристалла зависит от значения нагрузки и обладает анизотропией. При нагрузке индикатора 20 г, микротвердость кристалла при комнатной температуре вдоль и перпендикулярно оси "С",

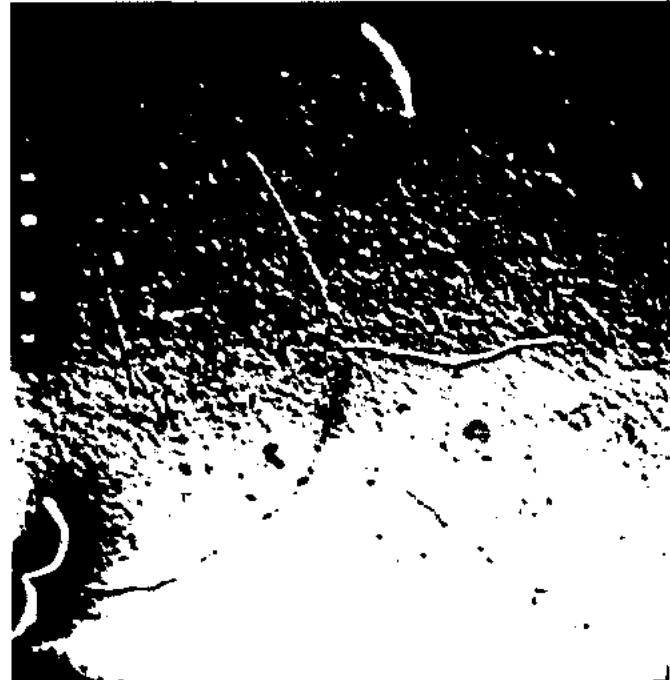


Рис. 3. Структура поверхности кристалла селена в режиме вторичных электронов на растровом электронном микроскопе (увеличение в 50 раз).

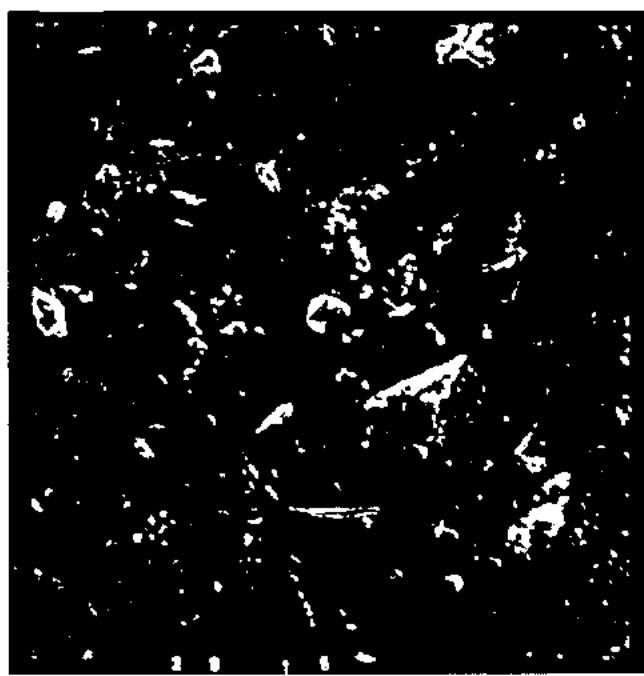


а)

Рис. 4. Изображения структуры поверхности после локальной деформации, полученное в режиме упруго отраженных электронов на растровом микроскопе: 4 а – увеличение в 300 раз; 4 б – увеличение в 500 раз.

соответственно, оказалась равной 55 и 75 Кг/мм. Это показывает, что при направлении || оси "С" происходит разрушение сил связи между цепочками вандерваальсовского (молекулярного) характера, а при направлении ⊥ оси "С" - между атомами цепочки - ковалентного характера.

Следует отметить, что коэффициент анизотропии микротвердости монокристаллов селена, полученных из расплава под давлением, отличается от коэффициента анизотропии микротвердости кристаллов, полученных из паровой фазы и из расплава при обычных условиях [3],



б)

что показывает, что межцепочечная сила связи в монокристаллах селена зависит от условия их получения.

Упругие постоянные материала также дают сведения о силе связи между его атомами. Нами определены упругие постоянные, в частности модули Юнга, монокристаллов селена динамическим резонансным методом. При этом, измерялась резонансная частота изгиба $f_{изг.}$, которая связана с частотой продольной $f_{прод.}$ и крутильной $f_{крут.}$ следующим образом:

$$f_{\text{прод.}} = \frac{l}{d} \cdot 0.561 f_{\text{изг.}}, \quad f_{\text{кругл.}} = 0.6 f_{\text{прод.}}$$

где l - длина, d - диаметр образца.

Вычисление модуля Юнга проводилось по формуле:

$$E = \frac{4l^2 \rho f^2}{g}$$

где ρ - плотность, g - ускорение свободного падения тела. Вместо f подставляются соответствующие частоты.

Размеры измеряемого образца были: $l=8.42$ мм, $d=9.90$ мм, а плотность - $\rho=4.75$ г/см³. Резонансная частота $f_{\text{изг.}}$ оказалось равной 1214 Гц. Вычисления, по приведенным формулам давали значения модуля Юнга: $E_{\text{изг.}}=8.98$, $E_{\text{прод.}}=1.97$, $E_{\text{кругл.}}=0.70$ в единицах 10⁹ Н/м². Эти значения несколько отличаются от найденных в [6] значений модуля Юнга для монокристаллов селена, полученных при обычных условиях и измеренных по иной методике. Это различие можно объяснить условиями получения и измерения модуля Юнга монокристалла селена.

-
- [1] Н.З.Джалилов, Н.Т. Гасанов. Высокочистые вещества, 1987, 2, с. 209-211.
 - [2] D.E. Harrison, W.A. Tilla. J.Appl.Phys., 1965, 36, 5, 1680.
 - [3] Н.З. Джалилов. "Получение и исследование физических свойств монокристаллов гексагонального селена", Канд. диссертация, 1968 г, Баку.
 - [4] J.E. Rialland, J.C. Perren. Phys.Appl., 1976, 11, 2, 263-269.
 - [5] В.Ю. Кришунас, М.П. Миталкевичюс. Лит. физ. сб., 1966, 6, 1, 98.

N.Z. Cəlilova, M.İ. Vəliyev

TƏZYİQ ALTINDA MAYE HALDAN ALINAN HEKSAGONAL SELEN MONOKRİSTALI SƏTHİNİN QURULUŞUNUN ÖYRƏNİLMƏSİ

Maye halda olan Selendən təzyiq altında alınan monokristalın səthinin quruluşu tədqiq edilmiş və alınan nəticələr işe daxil edilmişdir. Müəyyən edilmişdir ki, monokristalın yetişdirilməsi zamanı böyümədə monotonluğun pozulması, ümumi həcmiñ ~2 %-ni təşkil edən, ölçüsü 4 nm kənar boşluqların əmələ gelməsinə səbəb olmuşdur.

N.Z. Jalilov, M.N. Vellyev

THE STUDY OF THE SURFACE STRUCTURE OF THE HEXAGONAL SELENIUM MONOCRYSTAL, OBTAINED FROM MELTING PHASE UNDER PRESSURE

The paper contains the results of the investigation of the surface structure of the selenium monocrystals, which has been obtained from melting phase under pressure. It is shown, that the violation of the monotonously in the growing of monocrystal leads to the appearing of the micropores mainly with the size 4 μm and his total volume in the investigating sample about 2%.

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ

С.А. АЛИЕВ, С.С. РАГИМОВ, В.М. АЛИЕВ

Институт Физики АН Азербайджана,

Баку, 370143, пр. Г. Джавида, 33

Исследовано влияние магнитного поля на теплопроводность α висмутовых и иттриевых сверхпроводников в окрестности фазового перехода (ФП). Проведен расчет электронной составляющей теплопроводности $\alpha_e(T)$. Получено, что в образце с высокой электронной долей теплопроводности на температурной зависимости в области СП перехода наблюдается ее соответствующее уменьшение.

Отличительной особенностью высокотемпературных сверхпроводников, относящихся к сверхпроводникам II рода, является то, что в них выталкивание внешнего магнитного поля слабее, чем в сверхпроводниках I рода ($B_{c1} < B_c$). В то же время они, впуская поле во внутрь, на долго сохраняют сверхпроводимость (СП). При этом вокруг проникших магнитных силовых линий создаются сверхпроводящие вихревые токи. Эти токи не растекаются и обладают постоянной силой. В свою очередь вокруг вихревых токов создается магнитное поле, диаметры вихревых каналов строго задаются материалом сверхпроводника и не зависят от внешнего магнитного поля. Возрастание внешнего поля увеличивает количество вихрей, что приводит к уменьшению расстояния между ними. Параллельные вихри взаимно отталкиваются и, когда их число возрастает, отталкивание идет со всех сторон и вихри, подобно атомам в кристалле, образуют правильную решетку. Если смотреть вдоль магнитных силовых линий, получается картина треугольной решетки. При дальнейшем возрастании B ($B_c \rightarrow B_{c2}$) магнитное поле сжимает решетку и начинается процесс ее разрушения. Такое предельное значение B является вторым критическим полем B_{c2} , которое на много больше H_c , т.е. процесс проникновения магнитного поля в СП II рода происходит постепенно от B_{c1} до B_{c2} ($B_{c1} < B_c < B_{c2}$), где H_c критическое поле СП I рода. Обычно H_c принимает значение порядка 500-1500 Э, а H_{c2} - 100-700 кЭ. В зависимости от концентрации дефектов в сверхпроводнике и области температуры исследования, вихри могут проявлять себя как дополнительные центры рассеяния для фононов и электронов. В то же время известно, что разрушение СП под действием B означает разрыв куперовских пар, т.е. частичное образование нормальных электронов. Поэтому под действием магнитного поля можно частично восстановить их участие в теплопереносе. Следовательно, ВТСП являются уникальными объектами для наблюдения механизмов рассеяния фононов и электронов на вихрях и возрастания теплопроводности в магнитном поле.

Исследование ВТСП в СП состоянии можно проводить в широком интервале температур и магнитных полей. Необходимым условием наблюдения механизмов рассеяния фононов и электронов на вихрях является соизмерность длин свободного пробега фононов или электронов и размеров вихрей. Поэтому, такие исследования следует проводить при очень низких T и высоких H . При этом одновременно можно наблюдать два противоположно действующих явлений: рассеяние фононов, на

возникших в магнитном поле вихрях, и дополнительную проводимость тепла, вследствие распаривания куперовских пар, магнитным полем. Но при очень низких T одновременно может проявляться и рассеяние электронов на вихрях (длина свободного пробега электронов значительно меньше длины свободного пробега фононов).

Влияние магнитного поля на теплопроводность ВТСП вблизи фазового перехода имеет свои особенности. В этой области T для распаривания куперовских пар требуется гораздо меньшее магнитное поле, а электронная составляющая теплопроводности значительно больше, чем при низких T ($\alpha_e = L_0 \sigma T$). При гораздо меньших значениях B и T можно выйти на нормальную фазу. Однако необходимым условием проведения исследований электронной теплопроводности α_e является сравнимость ее доли с общей теплопроводностью. Для этого необходимо иметь образцы, либо с очень малым удельным сопротивлением в нормальной фазе, либо с малой решеточной теплопроводностью. Минимальное удельное сопротивление перед фазовым переходом для иттриевых и висмутовых керамик близки [1-3], но решеточная теплопроводность в висмутовых керамиках заметно меньше, чем в иттриевых [4], что и делает их наиболее перспективными для подобных исследований.

В последние годы опубликованы ряд работ [5,6,7], посвященных данному вопросу. Однако, как экспериментальные результаты, так и теоретические модели, описывающие перечисленные механизмы, противоречивы. Поэтому, для получения требуемых результатов и развития данного направления в целом следует иметь большое количество экспериментальных данных, развивать технологию получения образцов ВСП с малыми удельными сопротивлениями в нормальной фазе.

Данная работа посвящена исследованию влияния магнитного поля на теплопроводность висмутовых сверхпроводников состава $\text{Bi}-\text{Sr}-\text{Ca}-\text{Cu}-\text{O}$ (2212) в окрестности фазового перехода (ФП). Из полученных серий образцов наименьшее сопротивление оказалось в составе $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$. При синтезе тугоплавкие компоненты этих составов выдерживались в течении 24 ч. При 840 °C, проводился отжиг в течении 24 ч., с последующей закалкой при комнатной температуре. Затем под давлением кислорода (1,2-1,4 ат.) нагревался до 840 °C, выдерживался в течении 100 ч. и медленно охлаждался до комнатной температуры.

Для полноты данных и анализа полученных результатов будут также представлены зависимости магнитосопротивления $\rho(B)$ и магнитотермоздес $\alpha(T, B)$.

Измерение $\rho(T, B)$, $\alpha(T, B)$ и $\varepsilon(T, B)$ проводилось на установке, описанной в [8], при значениях B до 2 Тл. Переходы в сверхпроводящее состояние фиксировались по значениям ρ и α при медленном изменении T и B сигнала 4-х зондовым методом. Электрические сигналы фиксировались на компараторе Р 3003 компенсацией основного сигнала с высокой точностью. Изменение температуры вблизи ФП производилось, как с охлаждением так и с нагревом. При этом гистерезис зависимостей $\rho(T, B)$ и $\alpha(T, B)$ не наблюдался. Зависимости $\rho(B)$, $\alpha(B)$ и $\varepsilon(B)$ снимались при различных фиксированных температурах, стабилизация T обеспечивалась в области 60-77 К с точностью 0,05 К, а в области $T > 77$ К с 0,1 К. Интервал температур 60-77 К достигался с помощью специального регулятора давления паров жидкого азота. Температура измерялась медь-константановыми термопарами. Ток и поток тепла направлены перпендикулярно B . Зависимости $\rho(T, B)$ и $\alpha(T, B)$ и $\varepsilon(T, B)$ в пределах погрешности обратимы.

На рис.1 приведены температурные зависимости ρ (а) и α (б) при различных значениях B . Как видно на зависимостях $\rho(T)$ и $\alpha(T)$ наблюдается "преждевременное"

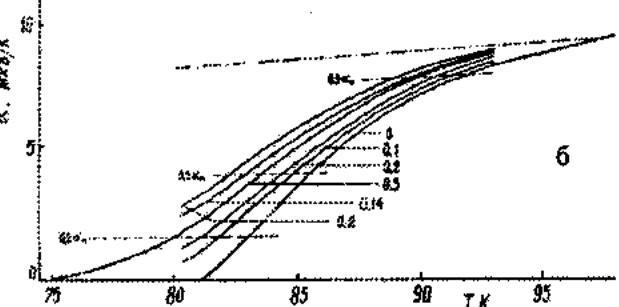
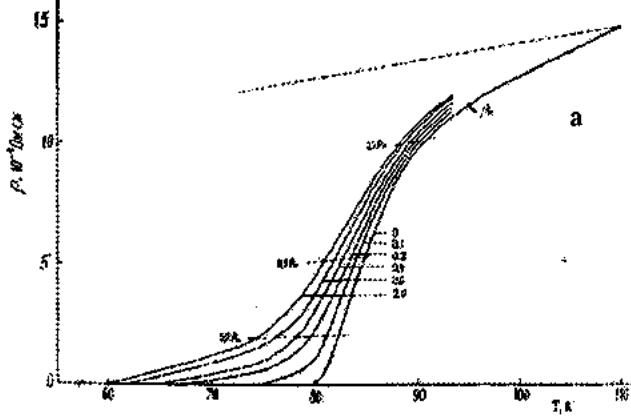


Рис. 1. Температурные зависимости удельного сопротивления (а) и термоэдс (б) при различных значениях магнитного поля.

уменьшение ρ и α , связанное с дополнительной проводимостью, природа которой подробно проанализирована в [9,10]. На рис.2 представлены зависимости теплопроводности от магнитного поля в виде отношения $\varepsilon(B)/\varepsilon_0$, где ε_0 - общая теплопроводность при температуре эксперимента. Следовательно, при $B=0$, $\varepsilon(B)=\varepsilon_0$ и отношение равно единице, возрастание отношения $\varepsilon(B)/\varepsilon_0$ обусловлено переносом тепла распаривающихся электронов,

поскольку эксперименты, проведенные при температуре выше ФП, т.е. в нормальном состоянии, показали, что магнитное поле до 2,2 Тл на ρ , α и ε не оказывает влияние. Поскольку в нормальной фазе общая теплопроводность состоит из ε_e и ε_p , то можно утверждать, что при таких полях не оказывается влияние ни на ε_e , ни на ε_p . На ε_e не оказывается влияние из-за малой подвижности электронов, а на ε_p магнитное поле и не должно оказываться действие. Это наглядно видно из данных $\varepsilon(B)/\varepsilon_0$ от B . Как видно, при температуре 90 К изменение $\varepsilon(B)/\varepsilon_0$ незаметное, тогда как при 76 К оно максимальное, затем с понижением температуры эксперимента эффект возрастания ε в магнитном поле также уменьшается. На самом деле в предельном значении B_{c2} возрастание $\varepsilon(B)$ с понижением T должно быть больше. Однако, для этого необходимы очень большие значения B [10]. Данное явление наблюдается и на зависимостях $\rho(B)$ и $\alpha(B)$. Оценки показывают, что возрастание отношения $\varepsilon(B)/\varepsilon_0$ от B в интервале 70-75 К при наличии больших значений B должно было достичь 1,175 (пунктир на рис.2).

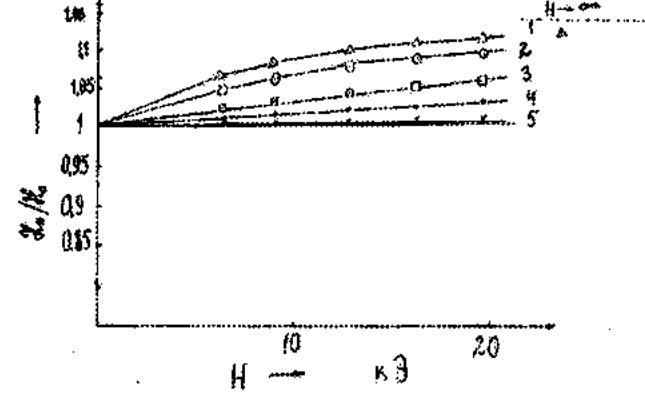


Рис. 2. Зависимость теплопроводности от магнитного поля (ε_0 - теплопроводность при $H=0$). T , К: 1 - 76, 2 - 72, 3 - 68, 4 - 67, 5 - 89. пунктир - предельное значение $\varepsilon(B)/\varepsilon_0$ при $H \rightarrow \infty$.

На рис.3 представлены важные для дискуссии экспериментальные и расчетные значения температурной за-

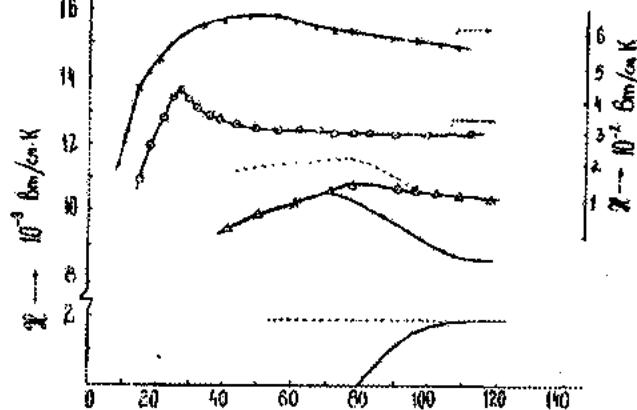


Рис. 3. Температурная зависимость теплопроводности:
1 - ε_{ex} ; 2 - ε_{raw} (монокристалл); 3 - BiSrCaCuO_x ;
4 - Bi-Sr-Ca-Cu-O (монокристалл); 5 - $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$;
6 - ε при отсутствии СП.

всистости электронной $\alpha_s(T)$, решеточной $\alpha_p(T)$ и общей $\alpha_{\text{об}}(T)$ теплопроводностей исследуемого образца. Здесь представлена температурная зависимость общей теплопроводности кристаллического образца висмутового сверхпроводника и керамики иттриевого сверхпроводника. Расчет электронной составляющей $\alpha_s(T)$ производился согласно соотношению Видемана-Франца ($\alpha_s = L\sigma T$) в приближении упругого рассеяния электронов. Пунктирная линия на (1) рассчитана в предположении, если бы отсутствовала сверхпроводимость (с учетом $\rho(T)$). Решеточная составляющая α_p при температурах выше 80 К определялась как $\alpha_p = \alpha_s - \alpha_{\text{об}}$, и ниже температуры ФП, ввиду отсутствия ее из-за образования куперовских пар, $\alpha_{\text{об}}$ принималась за решеточную. На этом рисунке представлена и пунктирная кривая (6), соответствующая общей $\alpha_{\text{об}}$ теплопроводности, если бы в данном образце отсутствовала сверхпроводимость. Как видно, в образце с высокой электронной долей теплопроводности на температурной зависимости $\alpha(T)$ в области СП-го перехода наблюдается ее соответствующее уменьшение. В кристаллическом образце висмутового сверхпроводника и в иттриевой керамике (5) нет тенденции (4) на уменьшение. В кристаллическом образце это связано с относительно высоким значением удельного сопротивления, а в иттриевой керамике, в основном, - с относительно высоким значением решеточной теплопроводности. Зазор, образовавшийся между экспериментальными дан-

ными (3) и пунктирной кривой (6) обусловлен явлением СП-и. Между этими кривыми в небольшом интервале представлены данные $\alpha_{\text{об}}$ в магнитном поле 2,2 Тл. Как видно, по мере действия магнитного поля кривая поднимается вверх и в предельных значениях $B \rightarrow B_{c2}$ кривая $\alpha \rightarrow \alpha_{c2}$ совпадает с кривой (6).

Относительную температурную зависимость теплопроводности ВТСП керамик следует заметить, что она сильно отличается от теплопроводности металлов, кристаллических диэлектриков и классических полупроводников. Эти особенности, в основном, связаны с очень слабым температурным ходом $\alpha(T)$ (в широком интервале T), высоким значением температуры граничного рассеяния фононов T_{\max} и слабой температурной зависимостью при низких температурах ($T < T_{\max}$), а также наличием в них эффектов, проявляющихся под действием магнитного поля. Первые особенности, как правило, наблюдались в аморфных веществах, стеклах и стеклообразных полупроводниках. Считается, что в таких веществах в широком интервале T , ввиду отсутствия строгой кристаллической структуры длина свободного пробега слабее зависит от температуры и произведение $c \cdot L_f$ (c - теплоемкость), в широком интервале T остается постоянной. Поэтому, при относительно высоких температурах на ход $\alpha(T)$ оказывает влияние $c(T)$, что приводит к уменьшению $\alpha(T)$ при более высоких температурах, нежели в кристаллах.

-
- [1] С.А. Алиев, В.М. Алиев, Дж.А. Багиров, И.А. Исмаилов, А.Ш. Мехтиев, С.С. Рагимов, А.В. Эйнуллаев. Препринт Института физики, № 348, 1990.
 - [2] С.А. Алиев, В.М. Алиев, Дж.А. Багиров, И.А. Исмаилов, А.Ш. Мехтиев, С.С. Рагимов, Х.Г. Гасанов. Препринт НПО космических исследований, № 102, 1990.
 - [3] S.A. Aliev, J.A. Bayramov, S.S. Ragimov, S.A. Huseynov, V.M. Aliev, J.A. Ismailov, A.Sh. Mechtiyev. Jour. of Rare Earths, 1991, p. 1060.
 - [4] Ю.А. Кириченко, К.В. Русанов, Е.Ф. Тюрина. СФХТ, 1990, т.3, №7, с. 1385.
 - [5] P.D. Han, D.A. Payne, K.V. Rao. Physical Review, B, 1995, v. 51, № 9, p. 6171.
 - [6] Y.Pogorelov, M.A. Arrans, R. Villar, S. Vieria. Physical Review, B, 1995, v. 51, № 21, p. 15474.
 - [7] M. Houssa and M. Ausloos. J. Phys. Condens. Matter, №9, 1997, p. 201.
 - [8] С.А. Алиев, Д.Г. Араслы, Э.Ф. Агаев, Ш.С. Исмаилов. Известия АН Азерб. ССР, сер. физ.-тех. и мат. наук, 1982, № 6, с. 67.
 - [9] S.A. Aliev, S.S. Ragimov, J.A. Bagirov. Tr, J. of Physics, 1994, v. 18, № 10, p. 1051.
 - [10] S.A. Aliev, S.S. Ragimov, V.M. Aliev. Low Temp. Phys., 1996, 22, № 6, p. 522.

S.A. Əliyev, S.S. Rəhimov, V.M. Əliyev

MAQNİT SAHƏSİNİN YTİK İSTİLİKKEÇİRMEŞİNƏ TƏ'SİRİ

Faza keçidi etrafında ittrium ve vismut yüksek temperaturlu ifratkeçiricilerin istilikkeçirməsinə maqnit sahəsinin tə'siri tədqiq edilmişdir. İstilikkeçirmənin elektron hissəsi α_s hesablanmışdır. Faza keçidi oblastında elektron hissəsi çox olan nümunelərdə temperaturdan asılı olaraq azalması müşahidə edilmişdir.

S.A. Aliev, S.S. Ragimov, V.M. Aliev

THE INFLUENCE OF MAGNETIC FIELD ON THE THERMAL CONDUCTIVITY OF HTSC

The influence of magnetic field on the thermal conductivity of α of Y- and Bi-based HTSC ceramics in phase transition region was investigated. The electron part of thermal conductivity α_e was calculated. It was observed, that for samples with high electron part of thermal conductivity in the SC region the temperature dependences of α , decrease.

Дата поступления: 12.02.99

Редактор: М.И. Алиев

ЧАСТОТНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ 4-п-БУТОКСИФЕНИЛОВОГО ЭФИРА 4-п-ДЕЦИЛОКСИБЕНЗОЙНОЙ КИСЛОТЫ

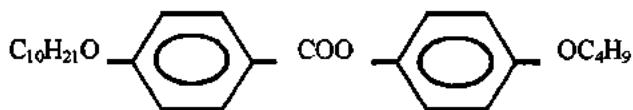
Х.Ф. АББАСОВ, Г.М. БАЙРАМОВ

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

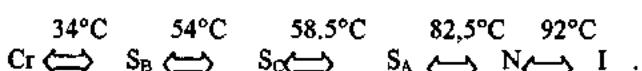
Исследованы частотные зависимости компонент и анизотропии диэлектрической проницаемости смектических A и C фаз жидкого кристалла. Установлено, что при определенной частоте в смектической A фазе изменяется знак диэлектрической анизотропии, а в смектической C фазе в определенном частотном интервале наблюдается изотропия диэлектрической проницаемости.

Благодаря долговременной оптической памяти смектические жидкие кристаллы всё больше привлекают внимание исследователей. В смектических A жидких кристаллах с положительной диэлектрической анизотропией ($\Delta\epsilon > 0$) осуществляется электрически обратимый эффект памяти [1, 2], работающий в двух частотных режимах. Основным недостатком данного эффекта является возникновение при низких частотах электрического поля токовых явлений, приводящих к химическому разложению композиции, уменьшающих долговечность электрооптической ячейки.

В этой работе приводятся результаты исследования частотной зависимости компонент диэлектрической проницаемости смектического жидкого кристалла - 4-п-Бутоксифенилового эфира 4-п-Децилоксибензойной кислоты со структурной формулой:



и температурами фазовых переходов:



Эксперименты проводились на установке собранной на основе поляризационного микроскопа.

Гомеотропная текстура была получена под действием относительно высокочастотного электрического поля ($f > 10$ кГц), а планарная текстура достигалась путем предварительного натирания поверхности стекол в одном направлении и последующим приложением низкочастотного электрического поля ($f < 500$ Гц) невысокой амплитуды.

Из рис. 1 видно, что поведения компонент диэлектрической проницаемости $\epsilon_{||}$ и ϵ_{\perp} с ростом частоты почти одинаковы, отличие состоит в том, что $\epsilon_{||}$ с частотой изменяется сильнее, нежели ϵ_{\perp} . Кривые 1,2 относятся к смектической A фазе ($t = 70^\circ\text{C}$), а кривые 3,4 относятся к смектической C фазе ($t = 55^\circ\text{C}$).

На рис. 2 приводятся соответствующие частотные зависимости диэлектрической анизотропии ($\Delta\epsilon = \epsilon_{||} - \epsilon_{\perp}$). В смектической A фазе наблюдается изменение знака диэлектрической анизотропии при частоте $f=10$ кГц. Частотную инверсию знака диэлектрической анизотропии [3] можно объяснить следующим образом. Молекулы

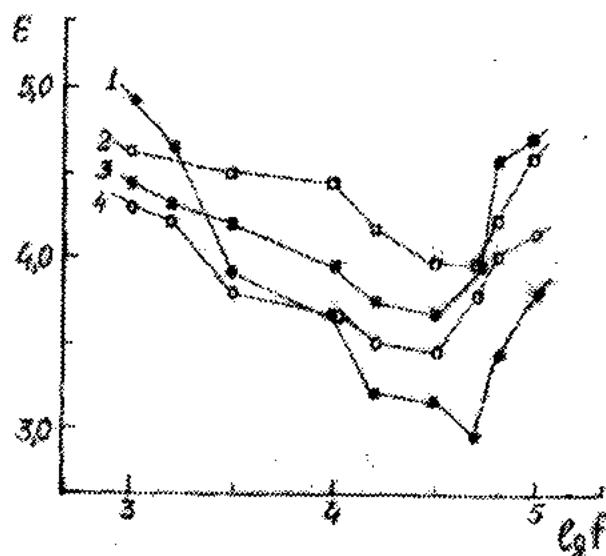


Рис. 1 Частотные зависимости компонент диэлектрической проницаемости смектической A ($t=70^\circ\text{C}$, 1 - $\epsilon_{||}$; 2 - ϵ_{\perp}) и C ($t=55^\circ\text{C}$, 3 - $\epsilon_{||}$; 4 - ϵ_{\perp}) фаз. На вставке указаны гомеотропная (а) и планарная (б) текстуры.

использованного жидкого кристалла обладают поперечным дипольным моментом равным ≈ 2.3 D (у COO группы), а продольный дипольный момент незначителен, чем

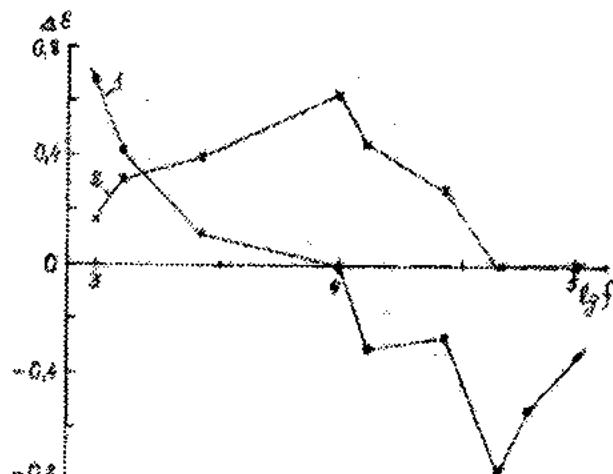


Рис. 2 Частотные зависимости анизотропии диэлектрической проницаемости смектической A ($t=70^\circ\text{C}$ кр. 1) и C ($t=55^\circ\text{C}$ кр. 2) фаз.

и обусловлено образование смектических фаз (сильное боковое взаимодействие приводит к слоистой структуре). В смектической A фазе с ростом частоты вращение молекул вокруг коротких осей все больше затрудняется (относительно сильное уменьшение ϵ_0 с увеличением частоты), а вращение вокруг длинных осей молекул при соответствующих частотах происходит относительно легко (слабое уменьшение ϵ_{\perp} с ростом частоты).

При исследовании смектика C обнаруживается частотный диапазон, где $\Delta\epsilon = 0$: $f > 70$ кГц. Видимо, начиная с этой частоты как поперечные так и продольные диполи не успевают переориентироваться вслед за изменением электрического поля. Поскольку в смектике C молекулы наклонены в слоях, вклады в соответствующие компоненты диэлектрической проницаемости, вносимые этими диполями становятся одинаковыми, а электронные вклады при этих частотах незначительны: $\epsilon_0 \approx \epsilon_{\perp}$.

При использовании такого смектического A жидкого кристалла на практике при частотах ниже критической

частоты ($f < f_c$) знак диэлектрической анизотропии положителен ($\Delta\epsilon > 0$), поэтому в этой области частот под действием электрического поля в смектике A осуществляется планарно-гомеотропный переход ("запись"). В области частот выше критической знак диэлектрической анизотропии отрицателен ($\Delta\epsilon < 0$), поэтому под действием электрического поля осуществляется гомеотропно-планарный переход ("стирание").

Таким образом, использование смектического A жидкого кристалла с частотной инверсией знака диэлектрической анизотропии позволяет избегать нежелательных токовых явлений.

Смектические C жидкие кристаллы с изотропной диэлектрической проницаемостью (что достигается в области частот $f > 70$ кГц) представляют интерес в случае использования чисто магнитных эффектов или явлений связанных с прохождением тока.

-
- [1] G. Durand. In Optical Applications of Liquid. Crystals. Polymers, Liquid. Crystals and Low-Dimensional Solids, 1984, p. 239.
 - [2] P. Dazai, T. Uchida and M. Wada. Mol. Crystals Liq. Crystals Lett., 1977, 34, p. 197.
 - [3] D. Coates. Mol. Cryst. Liq. Crystals, 1978, 49, p. 83.

X.F. Abbasov, Q.M. Bayramov

4-n DESİLOKSİBENZOY TURŞUSUNUN 4 -n BUTİLOKSİFENİL EFİRİNİN DİELEKTRİK NÜFUZLUĞUNUN TEZLİK ASILILIĞI

Maye kristalın A ve C fazalarının dielektrik nüfuzluğunun komponentlerinin ve anizotropiyasının tezlik asılıqları tedqiq edilmişdir. Aşkar olunmuşdur ki, smekтик A fazasında müeyyən tezlikdə dielektrik anizotropiyasının işaretini deyir, smekтик C fazasında isə bir tezlikdən başlayaraq dielektrik nüfuzluğunun izotropiyası müşahidə edilir.

H.F. Abbasov, G.M. Bayramov

THE FREQUENCY DEPENDENCE OF THE 4-n-BUTOXYPHENYL ETHER OF THE 4-n-DECYLOXIBENSOATE ACID

The components and the anisotropy of the dielectric permittivity of smectic A and C phases of liquid crystal were investigated. It is found that the dielectric anisotropy sign changes at the certain frequency in the smectic A phase and the isotropy of the dielectric permittivity in the smectic C phase in some frequency range is observed.

ОБ ЭМИССИОННЫХ КОМПОНЕНТАХ ЛИНИЙ Н И К СаII В РАЗРЕШЕННОМ И НЕРАЗРЕШЕННОМ СПЕКТРЕ СОЛНЦА

Д.М. КУЛИ-ЗАДЕ

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

Исследуются эмиссионные компоненты H_2 и K_2 СаII в разрешенном и неразрешенном спектре Солнца. С большой точностью измеряется $\Delta\lambda_{H2} = \lambda_{H2v} - \lambda_{H2r}$ и $\Delta\lambda_{K2} = \lambda_{K2v} - \lambda_{K2r}$, а также $\delta(\Delta\lambda)_H = \Delta\lambda_{H2v} - \Delta\lambda_{H2r}$ и $\delta(\Delta\lambda)_K = \Delta\lambda_{K2v} - \Delta\lambda_{K2r}$.

Введение

Согласно фотографическим и фотозелектрическим наблюдениям в области активных образований, а также в спектре полного потока от всего диска Солнца в центрах линий Н и К СаII наблюдается двойное обращение с эмиссионными компонентами H_2 и K_2 , а также линиями поглощения H_3 и K_3 между ними. В спектре центра диска Солнца эти компоненты очень слабые и в прежних фотографических наблюдениях не были замечены.

Для центра диска эмиссионные компоненты H_2 и K_2 фотографическим методом впервые были отмечены нами [1]. Вопрос об эмиссионных пиках H_2 и K_2 впоследствии рассматривался в [2-7] и др.

Линии Н и К СаII возникают при переходе $4s^2 S_{1/2} - 4p^2 P^0_{1/2, 3/2}$. Совместное решение уравнения переноса излучения и статистического равновесия для уровней $^2S_{1/2}$, $^2P^0_{1/2, 3/2}$ и $^2D_{3/2, 5/2}$ позволяет полностью описывать формирование линий Н и К СаII.

Наблюдательные материалы

По современным цифровым спектральным материалам высокой дисперсии были построены центральные части профилей линий Н и К СаII с большой дисперсией в разрешенном и неразрешенном спектре Солнца. Для разрешенного спектра (для центра Солнца) был использован цифровой атлас Делбуля и др. [8]. Для неразрешенного спектра Солнца (полного потока от всего диска) были использованы цифровые атласы Беккерса и др. [9] и Куруча и др. [10]. Для сравнения построены также профили этих линий для звезды спектрального класса dF5 (Процион) по цифровому атласу Гриффина и др. [11].

Наблюдаемые ядра профилей линий Н и К СаII с эмиссионными компонентами H_2 и K_2 приведены на рис. 1 и 2, где ●● – центр диска Солнца, ○○ – поток II.

Как видно, как в разрешенном, так и в неразрешенном спектре Солнца эмиссионный компонент K_2 несколько сильнее, чем H_2 . Кроме того, оба компонента в неразрешенном спектре выражены сильнее, чем в разрешенном. Эмиссионный компонент H_2 в спектре Проциона практически незаметен. Компонент K_2 же очень слабо выражен. Во всех случаях фиолетовые компоненты H_{2v} и K_{2v} несколько сильнее, чем соответствующие красные H_{2r} и K_{2r} .

Результаты измерений

Далее мы наиболее точно измерили длины волн H_3 , K_3 , H_{2v} , H_{2r} , K_{2v} , K_{2r} , а также расстояния между фиолетовыми и красными компонентами

$$\Delta\lambda_{H2} = \lambda_{H2v} - \lambda_{H2r};$$

$$\Delta\lambda_{K2} = \lambda_{K2v} - \lambda_{K2r}.$$

Результаты приведены в таблице 1.

Таблица 1.

Спектр \ Величины (E)	Центр диска Солнца	Поток I	Поток II
λ_{H3}	3968,490	3968,485	3968,485
λ_{H2v}	3968,320	3968,280	3968,301
λ_{H2r}	3968,655	3968,665	3968,660
$\Delta\lambda_{H2}$	0,335	0,385	0,360
λ_{K3}	3933,710	3933,685	3933,675
λ_{K2v}	3833,535	3833,495	3933,495
λ_{K2r}	3833,865	3833,872	3933,865
$\Delta\lambda_{K2}$	0,330	0,377	0,360

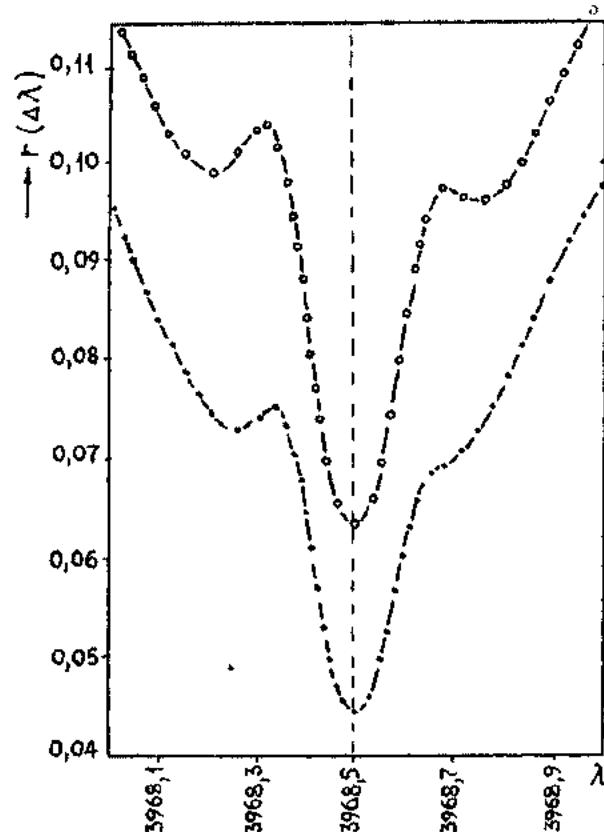


Рис. 1. Ядро профиля линии H CaII (●● – центр диска Солнца, ○○ – поток II).

Результаты приведены в таблице 2.

Таблица 2.

Спектр Величины (мE)	Центр диска Солнца	Поток I	Поток II
$\Delta\lambda_{H2v}$	170	200	185
$\Delta\lambda_{H2r}$	160	175	175
$\delta(\Delta\lambda)_H$	10	25	10
$\Delta\lambda_{K2v}$	175	190	180
$\Delta\lambda_{K2r}$	160	180	180
$\delta(\Delta\lambda)_K$	15	10	0

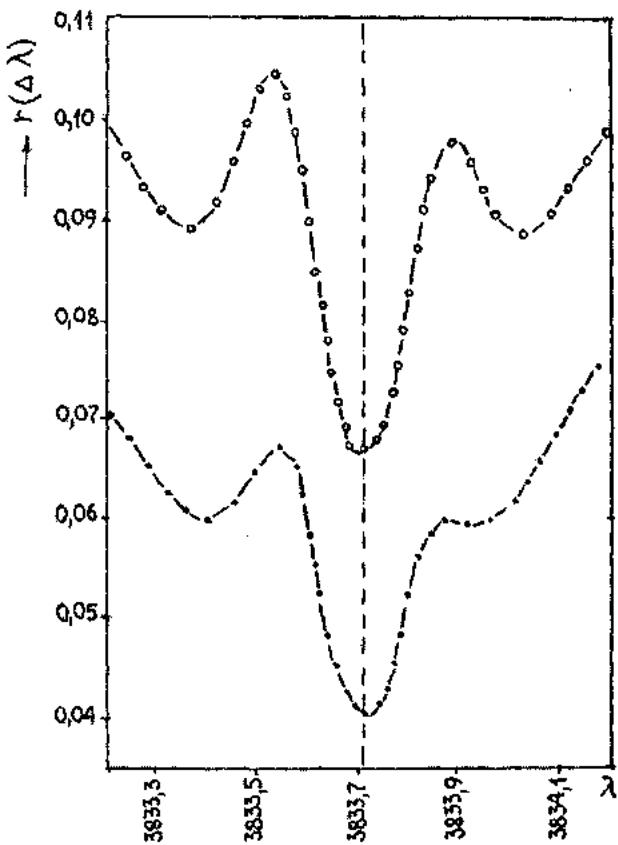


Рис. 2. Ядро профиля линии K CaII (● – центр диска Солнца, ○ – поток II).

Центр диска Солнца соответствует атласу Дебуля и др. [8], поток I - Беккерсу и др. [9], а поток II - Куручу и др. [10].

Мы внимательно измерили расстояние фиолетового и красного эмиссионных компонент от центра линий H₃ и K₃, соответственно:

$$\Delta\lambda_{H2v} = |\lambda_{H3} - \lambda_{H2v}|;$$

$$\Delta\lambda_{H2r} = |\lambda_{H3} - \lambda_{H2r}|;$$

$$\Delta\lambda_{K2v} = |\lambda_{K3} - \lambda_{K2v}|;$$

$$\Delta\lambda_{K2r} = |\lambda_{K3} - \lambda_{K2r}|.$$

Как видно, как для разрешенного, так и для неразрешенного спектра Солнца расстояния фиолетовых компонент от центра линий несколько больше, чем красных. Это, видимо, связано с тем, что линии H₃ и K₃ смещены в сторону длинных волн.

Определены также величины

$$\delta(\Delta\lambda)_H = \Delta\lambda_{H2v} - \Delta\lambda_{H2r},$$

$$\delta(\Delta\lambda)_K = \Delta\lambda_{K2v} - \Delta\lambda_{K2r},$$

которые приведены в таблице 2.

Отметим, что в прежних работах расстояние между эмиссионными компонентами составляет $\Delta\lambda=0.3$ Å, а смещения их относительно центра линий $\delta(\Delta\lambda) \approx 0.013$ Å. Мы значительно уточнили эти данные. По нашим измерениям $\Delta\lambda_K = \Delta\lambda_H = 0.332$ Å, $\delta(\Delta\lambda) \approx 0.010$ Å.

Как видно, профили линий H и K CaII имеют сложную структуру. Эмиссионные компоненты H₂ и K₂, наблюдаемые в ядрах линий обусловлены увеличением функции источника, связанным с быстрым увеличением электронной температуры T_e в хромосфере. Линии поглощения H₃ и K₃, наблюдаемые в центрах линий H и K CaII обусловлены ослаблением возбуждения линий в хромосфере из-за убывания электронной концентрации N_e. Основными процессами, определяющими функции источника являются столкновения.

Полученные результаты могут быть использованы для уточнения калибровочной формулы Вильсона и Балпу [2].

-
- [1] Д.М. Кули-Заде. Астрон. журн. 1965, 42, вып.5, с.1022.
 - [2] O.C. Wilson, M.K. Bappu. Astroph.J., 1957, 125, 361.
 - [3] O.C. Wilson. Astroph.J., 1959, 130, 499.
 - [4] R.G. Athay, A. Skumanich. Solar Phys., 1968, 4, 176.
 - [5] S. Dumont. Astron and Astrophys., 1969, 2, 45.
 - [6] R.G. Athay. Solar Phys., 1970, 11, 347.
 - [7] O. Engvold, N.C. Marstad. Inst. Theor. Phys., Univ. Oslo, Norveg, 1983, Report № 55.
 - [8] L. Delbouille, L. Neven, G. Roland. Photometric Atlas of the solar spectrum from λ 3000 to λ 10000 Å, 1973, Liege, Univ. Press.
 - [9] R.Z. Kurucz, I. Furenlid, J. Brant, Z. Testerman. Solar flux Atlas from 296 to 1300 nm, 1985 New Mexico, Nat. Solar Obs.
 - [10] J.M. Beckers, C.A. Bridges, L.B. Gulliam. A high resolution spectral atlas of the Solar irradiance from 380 to 700 nanometres, 1976, Sacramento Peak Obs.
 - [11] R.F. Griffin. A Photometric Atlas of the Spectrum of Procyon, Cambridge.

C.M. Qulu-zade

GÜNEŞİN AYIRD OLUNMUŞ VƏ AYIRD OLUNMAMIŞ SPEKTRİNDE H VƏ K CaII XƏTLƏRİNİN EMİSSİYYA KOMPONENTLƏRİ HAQQINDA

Güneşin ayird olunmuş və ayird olunmamış spektrində H və K CaII xətlərin emissiya komponentləri tədqiq olunur. Böyük dəqiqliklə $\Delta\lambda_H = \lambda_{H2v} - \lambda_{H2r}$ və $\Delta\lambda_K = \lambda_{K2v} - \lambda_{K2r}$ həmçinin $\delta(\Delta\lambda)_H = \Delta\lambda_{H2v} - \Delta\lambda_{H2r}$ və $\delta(\Delta\lambda)_K = \Delta\lambda_{K2v} - \Delta\lambda_{K2r}$ təyin edilmişdir.



ОБ ЭМИССИОННЫХ КОМПОНЕНТАХ ЛИНИЙ Н И К CaII В РАЗРЕШЕННОМ И НЕРАЗРЕШЕННОМ СПЕКТРЕ СОЛНЦА

D.M. Kulizade

ON THE EMISSION COMPONENTS OF THE H AND K CaII LINES IN RESOLVED AND UNRESOLVED SPECTRUM OF THE SUN

The H₂ and K₂ emission components of the H and K CaII lines in the resolved and unresolved spectrum of the Sun are investigated. $\Delta\lambda_{H2} = \lambda_{H2v} - \lambda_{H2r}$ and $\Delta\lambda_{K2} = \lambda_{K2v} - \lambda_{K2r}$, also $\delta(\Delta\lambda)_H = \Delta\lambda_{H2v} - \Delta\lambda_{H2r}$ and $\delta(\Delta\lambda)_K = \Delta\lambda_{K2v} - \Delta\lambda_{K2r}$, are measured with high accuracy.

Дата поступления: 20.02.99

Редактор: Р.Р. Гусейнов

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РАЗРЯДА И ОЗОНА НА КРИСТАЛЛИЧЕСКУЮ СТРУКТУРУ ПЭ И ЕГО СОПОЛИМЕРОВ С ПРОПИЛЕНОМ И АМИЛЕНОМ МЕТОДАМИ РЕНТГЕНОГРАФИИ И ДТА

Т.И. ГУСЕЙНОВ, З.А. АЛИЯРОВА, Н.А. КАРДАШБЕКОВА,

Н.Т. ГУСЕЙНОВА, А.Г. ГАСАНОВ

Азербайджанская Государственная Нефтяная Академия

Баку, пр. Азадлыг, 20

В представленной статье рассматривается влияние электрического разряда и озона на кристаллическую структуру ПЭСД и его частично кристаллических сополимеров. Мерилом изменения кристаллической структуры были приняты степень кристалличности, размер кристаллитов, температура плавления и область плавления.

Установлено, что при электрическом и озонном старении степень кристалличности, размер кристаллитов и температура плавления практически не изменяются. Однако область плавления уменьшается. Предполагается, что это уменьшение связано с теми структурными преобразованиями, которые имеют место в аморфных участках полимера, в виде появления полярных групп, деструкции и межмолекулярных связок, меняющих гибкость цепей в целом.

В предыдущей нашей статье речь шла о распределении окислительных групп, возникающих при электрическом и озонном старении, в толщине полимерных образцов из полиэтилена и его сополимеров с α -олефинами [1]. При этом ничего не было сказано о том, что происходит во время старения с кристаллическими участками образцов. Поэтому, в настоящей статье мы постараемся ответить и на этот вопрос, так как преждевременный выход из строя полимерных изоляций, на наш взгляд, происходит не только из-за изменений химической структуры изоляции, но и в результате изменения кристаллической структуры. С этой целью были применены как прямой рентгенографический метод, так и косвенный, но более доступный и информативный метод дифференциального термического анализа (ДТА).

Критериями изменения кристаллической структуры были приняты с одной стороны, степень кристалличности и размер кристаллитов, с другой стороны, непосредственно связанные с ними температура плавления, температурный интервал плавления и температура кристаллизации. Наблюдая за характером изменений этих характеристик, можно рассуждать о процессе старения электрического и озона старения полимерных тел в целом. Если процесс старения происходит в виде деструкции, разрушения химических связей и кристаллитов, или же переориентации кристаллитов, появлением окислительных групп [2], а также образованием межмолекулярных связок [3], то все эти факторы должны отражаться на значениях вышеизложенных показателей. В частности, известно, что температура плавления у низкомолекулярных веществ возрастает с увеличением длины цепей, а для любого класса полимеров с очень длинными цепями температура плавления не зависит от молекулярного веса, при этом только вязкость расплава полимера продолжает возрастать. Поэтому, несмотря на то, что процессы электрического и озона старения происходят в виде частичной деструкции цепей [4], только по данным о температуре плавления невозможно об этом судить, потому что даже после деструкции полимерные цепи остаются достаточно длинными. Следовательно, наряду с процессами плавления необходимо рассматривать и процесс кристаллизации, и процесс изменения молеку-

лярного веса, что нами было сделано при выполнении данной работы.

Однако, если процесс старения сопровождается появлением новых полярных групп по цепи, то тогда наличие этих групп должно увеличить температуру плавления, хотя при этом размеры кристаллитов остаются прежними. Это "ложное" увеличение температуры плавления - результат увеличения межмолекулярного взаимодействия из-за полярных групп.

На рис. 1 представлены результаты экспериментов по изучению влияния величины электрического напряжения (U_{ct}) и напряжения озонирования (U_{os}), при прочих равных условиях, на температуру плавления образцов полиэтилена высокой плотности.

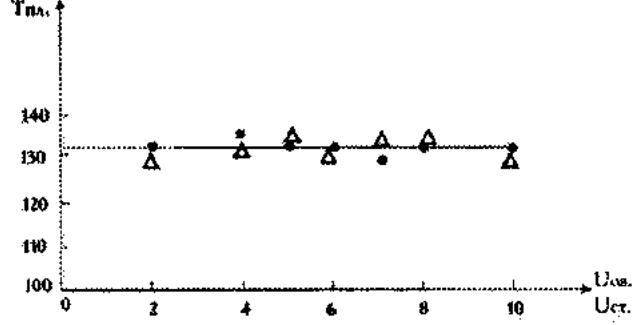


Рис. 1. Зависимость температуры плавления ПЭСД от U_{os} и U_{ct} . При $t_{ct} = \text{const.}$. \bullet - U_{os} ; Δ - U_{ct} .

Как видно из рис. 1, до значений $U_{ct}=10$ кВ и $U_{os}=10$ кВ температура плавления не изменяется. Это означает, что с кристаллической структурой ничего не происходит. Отметим, что при этом время действия электрического разряда во всех случаях было $t_{ct}=3$ ч.

Далее величины U_{ct} и U_{os} поддерживались постоянными, т.е. равными 10 кВ, но время действия увеличивалось до 100 ч. Полученные результаты представлены на рис. 2. Из этого рисунка видно, что при увеличении времени действия озонирования (t_{os}) температура плавления практически остается постоянной, однако при электрическом старении наблюдается некоторое уменьшение температуры плавления. По-видимому, это следствие эффекта электронно-ионной бомбардировки, или

же результат изменения внутреннего механического напряжения, сопровождаемый изменением конфигурации цепей.

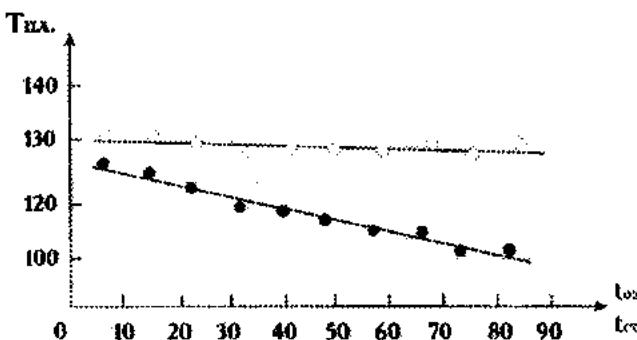


Рис. 2. Зависимость температуры плавления ПЭСД от t_{os} . – О. Зависимость температуры плавления ПЭСД от t_{cr} . – ●.

На рис.3, представлены результаты экспериментов по изучению зависимости температуры кристаллизации (T_{kp}) от U_{cr} и U_{os} , при $t_{cr} = 3$ часа. В отличии от температуры плавления, здесь наблюдается заметное уменьшение температуры кристаллизации с увеличением U_{cr} и U_{os} . По-видимому, это связано с появлением новых полярных групп, уменьшающих плотность упаковки цепей и частично затрудняющих кристаллизацию участков цепей, т.е. дальний порядок частично нарушается.

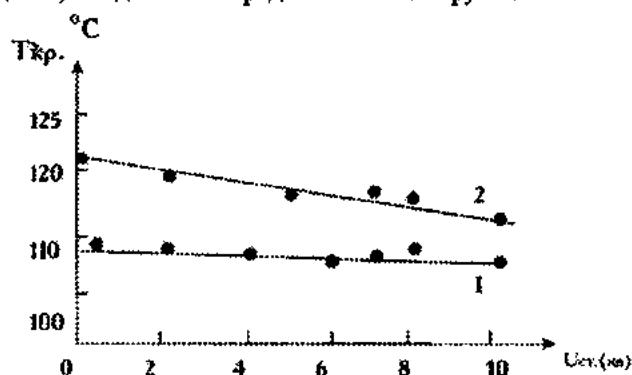


Рис. 3. Зависимость температуры кристаллизации ПЭСД от U_{cr} , при $t_{cr} = 3$ час.: 1 – расчетная; 2 – экспериментальная.

Относительно чувствительным показателем при электрическом и озонном старении ПЭСД является область плавления. Это хорошо заметно на рис.4, где представлена зависимость области плавления от времени электрического и озонного старения.

На этом рисунке отчетливо видно, что при электрическом и озонном старении температурная область плавления монотонно уменьшается, что, по нашему мнению, связано с изменением ориентации кристаллитов во время старения.

Таким образом, представленные экспериментальные результаты косвенно показывают, что при электрическом и озонном старении поликристаллического полиэтилена сама кристаллическая структура практически не нарушается. Нам пришлось убедиться в этом с помощью дру-

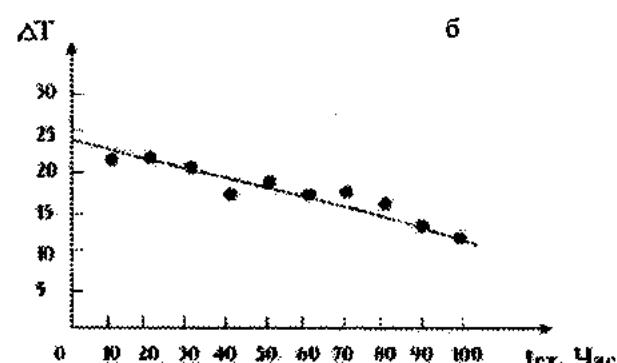
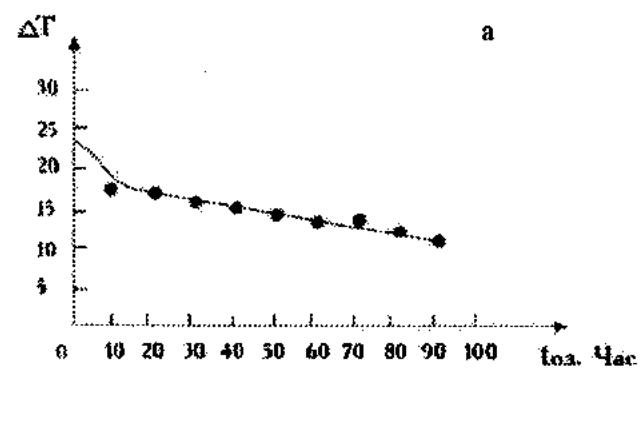


Рис. 4. Зависимость интервала плавления ПЭСД от: а - t_{os} , при $U_{os} = 10$ кВ; б - t_{cr} , при $U_{cr} = 10$ кВ.

гих прямых методов для изучения кристаллической структуры полизтилена и кристаллических образцов из сополимеров этилен-пропилена и этилен-амилена. С применением рентгенографического метода были определены степень кристалличности и размер кристаллитов после электрического и озонного старения. Полученные результаты представлены на рис. 5-8 и в таблицах 1-2, согласно которым, однозначно можно заключить: при электрическом и озонном старении кристаллическая структура не разрушается. Процесс старения происходит благодаря тем структурным изменениям, которые возникают в аморфных участках полимера. Причем, в силу того, что как кристаллические, так и аморфные участки поликристаллического полимера образуются согласно закону случайности, полученные результаты даже для одного и того же полимера могут не повторяться при одинаковых значениях напряжения старения и времени старения. Полученные результаты имеют, скорее всего, качественный характер, а не количественный, т.е. прогнозирование срока службы данного полимера, применяемого в качестве высоковольтного изоляционного материала, требует особой осторожности и индивидуального подхода к каждому полимеру.

Таким образом, настоящая работа представляет собой прямое доказательство того, что при электрическом и озонном старении поликристаллических полимерных тел, их кристаллическая структура не нарушается, однако, из-за появления полярных групп, тепловое движение полимерных цепей (проходящее через несколько кристаллических и аморфных участков) заметно изменяется. О существовании таких изменений можно рассуж-

Таблица 1. Зависимость степени кристалличности и размер кристаллитов от времени старения при $U_{ct} = \text{const}$.

	Время	Напряжение электрического старения $U_{ct} = 10 \text{ кВ}$	
		Степень кристалличности, %	Размер кристаллитов, Å
1	0	80	215
2	10	78	210
3	20	78	210
4	30	75	212
5	40	77	215
6	50	76	210
7	60	75	208
8	70	77	207

Рис. 5. Зависимость степени кристалличности ПЭСД от времени старения: □ - после электрического старения; + - после озона старения.

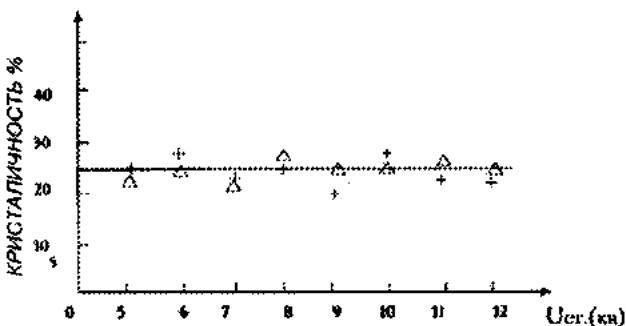


Рис. 6. Зависимость степени кристалличности от величины напряжения электрического старения для сополимеров этилен-пропилена: + - озона старение; Δ - электрическое старение.

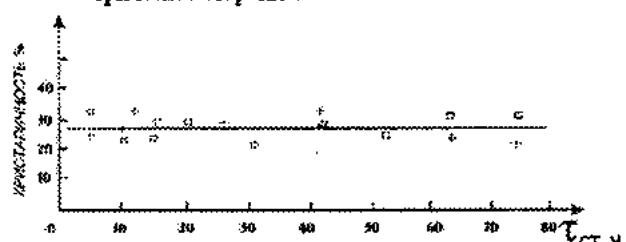
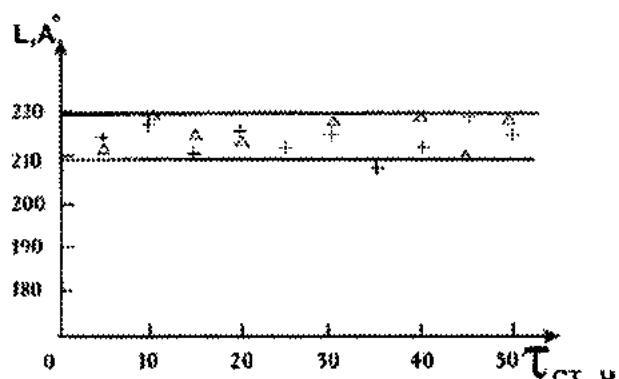
Рис. 7. Зависимость степени кристалличности этилен-пропиленового сополимера от времени старения: □ - при $U_{ct} = 10 \text{ кВ}$; + - $U_{os} = 10 \text{ кВ}$.

Рис. 8. Зависимость размеров кристаллитов от времени электрического и озона старения.

датить на основе полученных данных по изменению области плавления. На самом деле, раз процесс плавления

Таблица 2. Зависимость степени кристалличности и размер кристаллитов от времени озонации при $U_{os} = \text{const}$.

№	Время озонации, t_{os} , час	Напряжение при озонации $U_{os} = 10 \text{ кВ}$	
		Степень кристалличности, %	Размер кристаллитов, Å
1	0	80	215
2	10	77	218
3	20	75	220
4	30	76	216
5	40	78	218
6	50	75	217
7	60	78	215
8	70	76	218

зависит от силы межмолекулярного взаимодействия, гибкости молекул, а так же от симметрии молекул, то с появлением тяжелых полярных групп при старении все эти параметры в той или иной степени так же будут изменяться. Следовательно, можно утверждать, что в нашем случае уменьшение области плавления связано со структурными изменениями в аморфных участках.

ВЫВОДЫ

- Методами рентгенографии и дифференциального термического анализа было изучено изменение кристаллической структуры ПЭСД и его сополимеров с пропиленом и амиленом после их электрического и озона старения.
- Критериями изменения кристаллической структуры были взяты: степень кристалличности, размер кристаллитов, температура плавления и кристаллизации, а так же область плавления.
- На основе полученных данных было установлено, что после электрического и озона старения кристаллическая структура практически не меняется: степень кристалличности, температура плавления и размер кристаллитов не изменяются. Но из-за появления полярных групп в аморфных участках наблюдается некоторое уменьшение области плавления.

- [1] З.А. Алиярова, Т.И. Гусейнов, Н.А. Кардашбекова, Н.Т. Гусейнова, А.Г. Гасанов. Fizika, Cild IV, №1, с. 34.
[2] С.А. Абасов, Т.И. Гусейнов, И.К. Алиева, Т.М. Велиев. ВМС, М., 1989, т. XXXI, № 4, с. 142.

- [3] Т.И. Гусейнов, Ф.Д. Мамедов. "Ученые записки", Аз. ТУ, 1993, №1, с. 180.

- [4] С.А. Абасов, Т.Н. Гусейнов, Т.М. Велиев, И.К. Алиева. Материалы III Всесоюзной научно-технической кон-

ференции, М., 1987, с. 55.

Т.İ. Hüseynov, Z.Ə. Əliyarova, N.A. Qardaşbəyova, N.T. Hüseynova, A.Q. Həsənov

POLIETİLEN VƏ ONUN PROPİLEN VƏ AMİLENLƏ SOPOLİMERLƏRİNİN KRİSTAL QURULUŞUNUN BOŞALMASININ VƏ OZONUN TƏ'SİRİNİN RENTGENOQRAFIK VƏ DTA METODLARI İLƏ TƏDQİQİ

İzolyasiya materialları kimi tədqiq olunan kristallik quruluşlu polimerlərin istismarı zamanı oların kristallik derecesinin deyişib-dəyişməməsinə aydınlaşdırmaq həm elmi, həm də praktik mənəna kəsb edir. Bunu nəzəre alaraq verilmiş məqalədə polikristallik quruluşa malik olan polietilen və onun sopolimerlərinin kristallik quruluşuna elektrik boşalmasının və ozonun tə'siri öyrənilmişdir. Deyişməleri güman edilən əsas parametrlər kimi kristallik derecesi, kristallitlərin ölçüsü, erime temperaturu və erime oblastı seçilmişdir: bu parametrlər bir-biri ilə sıx bağlı olan parametrlərdir və xarici faktorların tə'sirlərinə qarşı həssasdırlar.

Alman təcrübə neticələr göstərir ki, elektrik köhnəlməsi zamanı, kristallitlərin ölçüsü və erime temperaturu praktiki olaraq deyişmirlər: müsahidə olunan cüz'i deyişmələr əsasən təcrübə xətası intervalında olur. Lakin erime oblastı nəzəre alınacaq derecədə azalır. Güman edilir ki, buna səbəb polimerin amorf hissəsində baş verən struktur deyişməlidir: bu struktur deyişməleri isə yeni polyar qrupların yaranması, molekullar arası tikilmələr və polimer zəncirinin destruksiyası şəklində mövcud olur.

T.I. Guseynov, Z.A. Aliyarova, N.A. Kardachbekova, N.T. Guseynova, A.G. Gasanov

RESEARCH OF INFLUENCE OF THE ELECTRICAL DISCHARGE AND OZONE ON CRYTAL STRUCTURE PE AND ITS COPOLYMERS WITH PROPYLEN AND AMYLEN BY ROENTGENOGRAPHIC AND DTA METHODS

In this article the research of the influence of electrical discharge and ozone on the crystal structure PE and its partial crystalline copolymers and considered. The criterions of the crystalline structure charge are the crystallinity degree, crystal grain size, melting point and melting region.

It is established, the crystallinity degree, crystal grain size and melting point do not change at the electrical and ozone aging. However, the melting region decreases. It is supposed, that this decrease is connected to those structure transformations, that take place in amorphous regions of polymer. These are the polar groups, destructions and intermolecular bonds, that change chain flexibility on the whole.

ИЗУЧЕНИЕ СОДЕРЖАНИЯ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ГАЗОВ В АТМОСФЕРЕ МЕТОДОМ ДИОДНОЙ ЛАЗЕРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

О.И. ДАВАРАШВИЛИ, М.Ю. ЕНУКАШВИЛИ, Н.П. КЕКЕЛИДЗЕ

Тбилисский Государственный Университет

380028, г. Тбилиси, ул. Чавчавадзе, 1

Э.В. СТЕПАНОВ, А.П. ШТОВ

Физический Институт РАН им. Лебедева

г. Москва, Ленинский пр., 53

В.А. АЛИЕВ

Институт Физики АН Азербайджана,

Баку, 370143, пр.Г.Джавида, 33

В работе приводятся данные по созданию лазерных газоанализаторов на основе многокомпонентных систем. Показано, что высокая чувствительность и разрешение лазерных газоанализаторов позволяют осуществлять газоанализ вредных примесей в атмосфере в широком динамическом диапазоне.

Достижения в спектроскопии высокого разрешения с использованием перестраиваемых ИК полупроводниковых лазеров на основе PbSSe, PbSnSeTe уже широко известны. Практически впервые зарегистрированы с разрешением $\sim 10^{-4}$ см⁻¹ и расшифрованы колебательно-вращательные спектры более чем 40 молекулярных газов, в том числе CO, SO₂, NO_x, CH₄, NH₃, H₂S, HCN, C₂H₄, H₂GO, C₂H₆ и др [1]. Наметились пути решения многих задач газоанализа. Технологический контроль на различных производствах, мониторинг атмосферы, диагностика выдыхаемого человеком газа на уровне $10^{-7}\text{--}10^{-9}$ и с быстродействием ~ 1 мкс - это неполный перечень всех предложений [2].

В настоящей работе приводятся данные по созданию многокомпонентных систем мониторинга атмосферы. Создание такой системы обусловлено уникальными свойствами лазеров ИК диапазона на основе гетероструктур в системах PbSSe, PbSnSeTe, создаваемых методами жидкко-фазовой и молекулярно-лучевой эпитаксии [3]. В частности, высокое разрешение определяется спектральной шириной линии лазера $\Delta\nu(\Delta k, \kappa=1/\lambda)$ и скоростью перестройки частоты излучения $(dk/dt), (dv/dt)$. Первая зависит от усиления в лазере и согласно определению

$$\Delta\nu = \frac{x_{cn}}{x_{cn} + x_{cm}} \cdot \frac{1}{\tau},$$

где x_{cn} и x_{cm} - скорости спонтанного и вынужденного излучения, τ - время жизни фотонов в резонаторе. Обозначив через $N=x_{cm}/x_{cn} \gg 1$, получим $\Delta\nu=1/N\tau$.

Как показано в квантовой теории поля, N равно числу квантов в лазерной моде [4], т.е. $N=(P/h\nu)\tau$, где P - мощность в моде, ν - частота излучения лазерной моды. Тогда $\Delta\nu=1/N\tau=h\nu/P\tau^2$. Подставляя $\tau=1/\alpha\nu=2N/\alpha c$, получим $\Delta\nu=[h\nu/P(2N_x)]/(ac)^2$. Здесь α - потери в резонаторе. N_x - эффективный показатель преломления в активной области.

Например, для лазера с активной областью PbSnSeTe ($x = 0,944$, $y = 0,021$, $\lambda = 10$ мкм, $T = 77$ К), $\alpha = 25$ см⁻¹, $P = 500$ мкВт, $h\nu = 0,12$ эВ, $\tau = 1,3 \cdot 10^{-4}$ с, соответственно, $\Delta\nu = 2 \cdot 10^{-5}$ с⁻¹, а $\Delta k = 7 \cdot 10^{-6}$ см⁻¹. Однако, из-за механических колебаний, нестабильности токовой накачки, модуляции излучения при конкуренции мод ширина линии лазера возрастает до уровня 10^{-4} см⁻¹. Этого вполне достаточно, чтобы зарегистрировать даже гауссовские контуры линий ($\Delta k = 10^{-3}$ см⁻¹) при низких давлениях газов. Для того, чтобы поддерживать $\Delta k = 10^{-4}$ см⁻¹ из $\Delta k = (dk/dt)\tau$ при $\tau = 10^{-7}$ с (постоянная времени регистрации) dk/dt не должно быть больше чем 10^{-3} см⁻¹/мкс. Такая скорость перестройки частоты излучения достигается в гетероструктурах при хорошем теплоотводе в результате уменьшения толщин контактных и эмиттерных слоев до единиц микрон [5].

Благодаря высокому разрешению при невысоких мощностях лазеров ~ 100 мкВт, достигается фоновая чувствительность на уровне $<10^{-7}$, и, так как ширина измеряемых линий составляет $10^{-2}\text{--}10^{-3}$ см⁻¹, при указанных скоростях перестройки быстродействие будет $\sim 1\text{--}10$ мкс. Отметим, что под фоновыми концентрациями примеси понимается их содержание в чистой атмосфере. Для каждой примеси она различна: для CO $C=P_i/P<10^{-7}$, для CO₂ $C<10^{-3}$, для NO $C<10^{-6}$ и т.д.

При мониторинге атмосферы применяется базовая схема, являющаяся видоизменением высокочувствительного спектрометра на перестраиваемых ИК лазерах. Диодные лазеры и приемники излучения из InSb и CdHgTe стабилизируются по температуре в азотном криостате. Перестройка частоты излучения лазера во времени достигается за счет накачки лазера прямоугольными импульсами тока, в течении которых происходит разогрев лазерного кристалла и таким образом изменение длины волны генерации. Частота повторения импульсов составляет 100 Гц, а длительность варьируется от 10 мкс до 10 мс. При этом происходит их лазерное детектирование. Полупроводниковый лазер, коллимирующий объектив, перископ, оптическая трасса (на которой измеряется

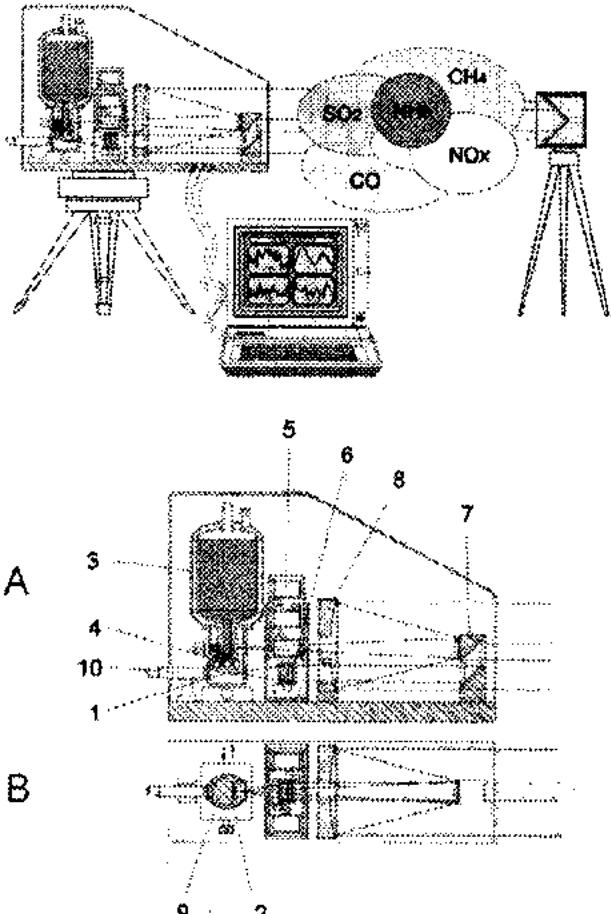


Рис.1. Оптическая схема многокомпонентного газоанализатора на основе перестраиваемых диодных лазеров. А - вид сбоку, В - вид сверху. 1 - диодные лазеры; 2 - фотоприемники; 3 - криостат с жидким азотом; 4 - система термостабилизации; 5 - турель с реперными кюветами; 6 - коллимирующий объектив; 7 - перископ; 8 - главное зеркало телескопа Кассегрена; 9 - узел переключения между каналами; 10 - визир.

концентрация примеси), ретрорефлектор, фокусирующие зеркала и фотодиоды образуют измерительный оптический канал (рис.1). Электронный блок осуществляет аналого-цифровое преобразование сигнала фотодиода, передает результат в компьютер, программой которого производится управление анализатором и вычисление средней по трассе концентрации примеси. Первый трассовый вариант многокомпонентного газоанализатора создан на три посадочных места [6] и впервые испытан в Тюменской области для изучения содержания угарного газа CO, аммиака NH₃, этилена C₂H₄ в атмосфере. Решению задач мониторинга с помощью ИК лазеров предшествует тщательный анализ спектральных свойств детектируемых газов. На примере NH₃ показано (рис.2), что выбрана линия с большой интенсивностью поглощения $S=0.1\text{ см}^{-2}\text{ атм}^{-1}$ вблизи 1158 см^{-1} {мультиплет SR(10)} и в этой области нет перекрытия с молекулами H₂O, CO₂ и другими. Таким образом, подобраны оптимальные линии для всех компонентов CO - $k=2131,632\text{ см}^{-1}$, NH₃ - $k=1158, 146\text{ см}^{-1}$, C₂H₄ - $k=1056,186\text{ см}^{-1}$.

Концентрация газов определяется из соотношения Бугера: $I=I_0 \exp(-\alpha P_i L)$, где I и I_0 - конечная и начальная интенсивности излучения, $\alpha=S/2y$ - поглощение в центре линии, S - интенсивность поглощения, y - столкновительная полуширина, L - длина трассы, P_i - парциальное давление газа. При $P = 1$ атм чувствительность детектирования изменения оптической плотности I/I_0 достигается на уровне 10^{-4} . Тогда из $I/I_0=\alpha P_i L$ (из-за малости показателя \exp) при $S=0.1\text{ см}^{-2}\text{ атм}^{-1}$, $y=0.1\text{ см}^{-1}$, $L=200\text{ м}$, $P_i=10^{-8}$ и $C_{\min}=10^{-8}$.

При нижней границе шкалы измерений для CO - $15\text{ мкг}/\text{м}^3$ ($C=2\cdot10^{-8}$), NH₃ - $15\text{ мкг}/\text{м}^3$ ($C=10^{-8}$), C₂H₄ - $30\text{ мкг}/\text{м}^3$ ($C=2\cdot10^{-8}$) измеренные концентрации составляли соответственно: $3\cdot10^{-7}$, $1.5\cdot10^{-8}$, $3\cdot10^{-8}$. В погрешность измерений дает вклад колебание температуры и меньшее давление воздуха. Изменение температуры вызывает соответствующее изменение населенности нижнего квантового уровня молекул, а давление приводит к атмос-

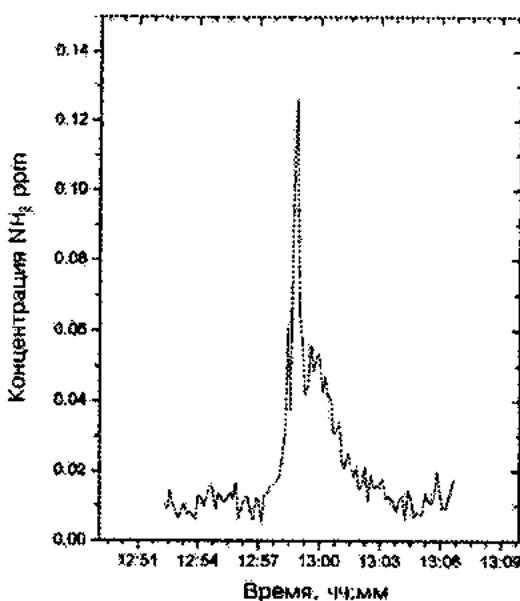
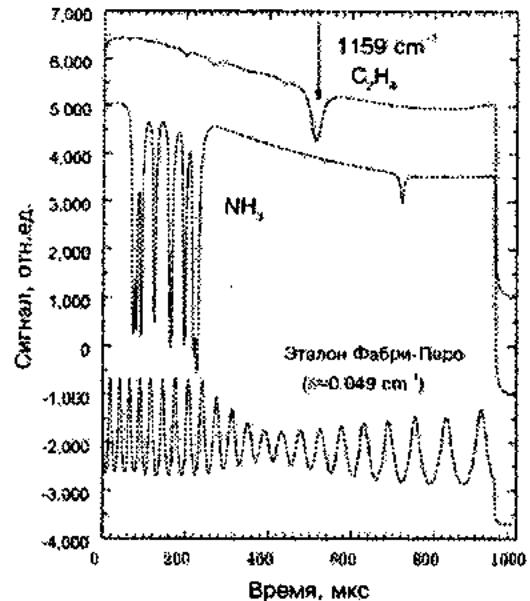


Рис.2. Спектроскопия высокого разрешения молекул аммиака и этилена (слева) в районе 9 мкм и газоанализ аммиака в атмосфере (справа) с помощью диодных лазеров.

ферно уширенным линиям поглощения. Согласно оценкам суммарные ошибки составляют ~5%. Вклад других лазерных мод и связанное с этим смещение нуля не превышает 1% в общей погрешности.

Таким образом, высокая чувствительность и разрешение (селективность) лазерных газоанализаторов позволя-

ют осуществлять газоанализ вредных примесей в атмосфере в широком динамическом диапазоне, начиная от фонового, т.е. по существу проводить картографическое описание регионов по загрязненности атмосферы. Такие исследования способствуют выявлению источников загрязнений природного и антропогенного характера.

- [1] *O.I. Davarashvili*. Докторская диссертация. М., 1993.
- [2] *L.P. Bychkova, O.I. Davarashvili, M.I. Enukashvili, N.P. Kekelidze and etc.* Investigation of characteristics of injection lasers on the A^{III}B^{VI} semiconductor basis. TSU, 1992.
- [3] *L.P. Алиева, О.И. Даварашвили, М.И. Енукашвили, Н.П. Кекелидзе и др.* Инжекционные лазеры на основе твердых растворов A^{III}B^{VI}, ТГУ, 1994.
- [4] *Н. Лоудон.* Квантовая теория поля, М., 1978.
- [5] *Л.П. Бычкова, О.И. Даварашвили.* Квантовая электроника. 1996, т. 26, с. 310.
- [6] *О.И. Даварашвили, Е.В. Степанов, Я.Я. Понуровский и др.* Оптика атмосферы, 1998.

О.İ. Davaraşvili, M.Yu. Yenukaşvili, N.P. Kekelidze, E.V. Stepanov, A.P. Şotov, V.Ə. Əliyev

ATMOSFERDƏ OLAN MOLEKULYAR QAZLARIN DİOD LAZER SPEKTROSKOPİYASI ÜSULU İLƏ ÖYRƏNİLMƏSİ

Məqaledə çoxkomponentli sistemlər əsasında lazer qaz analizatorlarının yaradılması haqqında mə'lumat verilir. Gösterilmişdir ki, bu analizatorların yüksək həssaslığı və ayırdetmə qabiliyyəti atmosferdə geniş dinamik diapazonda analiz etməyə imkan verir.

O.I. Davarashvili, M.Yu. Enukashvili, N.P. Kekelidze, E.V. Stepanov, A.P. Shotov, V.A. Aliyev

THE DETERMINATION OF THE CONCENTRATION OF MOLECULAR GASES BY THE METHOD OF LASER SPECTROSCOPY

The paper deals with the determination of the concentration of the gases in atmosphere by the method of diod-laser spectroscopy. It was created gas-analysators with high sensitivity on the basic of multicomponent IR semiconductive materials PbSSe and PbSnSeTe.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЭЛЕКТРОННЫХ КРИСТАЛЛОВ $Ge_{1-x}Si_x(Cu)$, ПОДВЕРГНУТЫХ ТЕРМООБРАБОТКЕ

П.Г. АЖДАРОВ, Т.Г. КЕРИМОВА

Институт Физики, АН Азербайджана

370143, Баку, пр. Г. Джавида, 33

На основе холловских измерений исследовано влияние термообработки на электрические свойства электронных кристаллов системы $Ge_{1-x}Si_x$ ($0 \leq x \leq 0.15$) легированных медью. Исходная концентрация мелкой донорной примеси (Sb) и атомов меди в образцах составляла 10^{15} - 10^{16} см^{-3} . Показано, что последовательное снижение температуры отжига образца с 900°C до 700°C позволяет плавно уменьшать концентрацию и степень компенсации верхнего акцепторного уровня замещающих атомов меди (Cu_+) в кристаллах и т.о. использовать распад пересыщенного раствора меди как метод прецизионного легирования твердых растворов $Ge_{1-x}Si_x$. Полученные результаты подтверждают трехкратное акцепторное действие Cu_+ в кристаллах.

Примесь меди оказывает существенное влияние на электрические свойства германия, кремния и их твердых растворов. Исследования, направленные на изучение спектра примесных состояний показали, что замещающие атомы меди (Cu_+) являются трехкратными акцепторами во всех этих полупроводниках [1,2]. Первое и второе акцепторные состояния, относящиеся к нейтральному и однократно отрицательно заряженному состояниям Cu_+ , расположены в нижней половине запрещенной зоны кристаллов и проявляются в электрических измерениях в материалах с р-типов проводимости. Третье акцепторное состояние Cu_+ наблюдается в кристаллах с электронной проводимостью, в связи с относительно близким расположением этого уровня ко дну зоны проводимости по сравнению с вершиной валентной зоны [2]. Медь относится к разряду быстро диффундирующих примесей в вышеперечисленных полупроводниках [1]. Максимальная растворимость замещающих атомов меди в германии достигается при температурах близких к 900°C и составляет $\approx 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ [3]. В твердых растворах $Ge_{1-x}Si_x$ максимальная концентрация Cu_+ уменьшается с ростом содержания кремния в кристалле и становится весьма незначительной в кремнии [4].

Известно, что распад пересыщенного раствора быстро диффундирующими примесями, происходящий при отжиге кристалла при различных температурах, используется как метод прецизионного легирования полупроводника [5]. Существенная зависимость равновесной концентрации примеси от температуры отжига легированного кристалла, позволяет в широких пределах управлять концентрацией и степенью компенсации различных энергетических уровней примеси путем изменения температуры отжига. Такие исследования проводились, в частности, с германием легированным медью [6].

В настоящей работе представлены результаты исследований влияния термообработки в области 700° - 900°C на электрические свойства германиеподобных кристаллов $Ge_{1-x}Si_x(Cu)$ ($0 \leq x \leq 0.15$) с электронной проводимостью. В этих составах максимальная концентрация Cu_+ достаточно высокая, которая позволяет путем отжига изменить электрофизические параметры кристаллов в широком диапазоне.

Однородные кристаллы $Ge_{1-x}Si_x$ с содержанием Si до 15 ат.%, легированные мелкой донорной примесью (Sb) с концентрацией 10^{15} - 10^{16} см^{-3} , получали методом выращивания из большого объема [7]. Образцы размерами

$(1\text{-}2) \times (2\text{-}3) \times (14\text{-}16) \text{ mm}^3$, после соответствующей обработки и очистки поверхности [8], легировали примесью меди диффузационным методом при $T \approx 900^{\circ}\text{C}$.

В ходе эксперимента температуру отжига образца последовательно снижали с шагом 50°C . При каждой температуре образцы выдерживали 4 ч. За это время устанавливалось равновесное состояние [9]. Закалка образцов производилась сбрасыванием образцов в этиловый спирт. На каждой стадии отжига измеряли температурные зависимости коэффициента Холла. Концентрацию свободных носителей заряда в образцах определяли с использованием данных по коэффициенту Холла и Холл-фактора электронов [10].

На основе холловских измерений для исследования отбирались образцы, которые после легирования медью не изменили тип проводимости и в которых проявляется третье акцепторное состояние меди. В основу анализа экспериментальных данных по температурной зависимости концентрации свободных электронов в кристаллах была заложена схема, учитывающая трехкратное акцепторное поведение Cu_+ и компенсирующую роль исходных мелких доноров (Sb). В этих условиях третье акцепторное состояние меди проявляется как глубокий псевдодонорный центр. Отметим, что в Ge это состояние расположено на $0,26 \text{ эВ}$ ниже дна зоны проводимости [1]. На рис. 1 и 2, для примера, представлены характерные температурные зависимости концентрации свободных электронов (n) в двух кристаллах с 6,5 и 12,0 ат.% Si до и после легирования медью путем диффузии при 900°C . Там же даны зависимости n от T после отжига этих кристаллов при различных температурах (T_q). Как видно из рис. 1 и 2 концентрация свободных электронов в исходных образцах до легирования медью остается неизменной. Это свидетельствует о полной ионизации мелких донорных примесей в представленной области T . Эффективная концентрация сурьмы в образцах с 6,5 и 12,0 ат.% Si составила $3,2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и $2,25 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, соответственно. Анализ хода кривых n от T после легирования образцов медью при 900°C показывает на частичную компенсацию псевдодонорного верхнего уровня Cu_+ в обоих кристаллах. Как видно из рис. 1 для образца с 6,5 ат.% Si частичная компенсация исследуемого уровня сохраняется и после отжига при 850°C . В этом случае вследствие распада пересыщенного раствора меди уменьшается концентрация и степень компенсации псевдодонорного

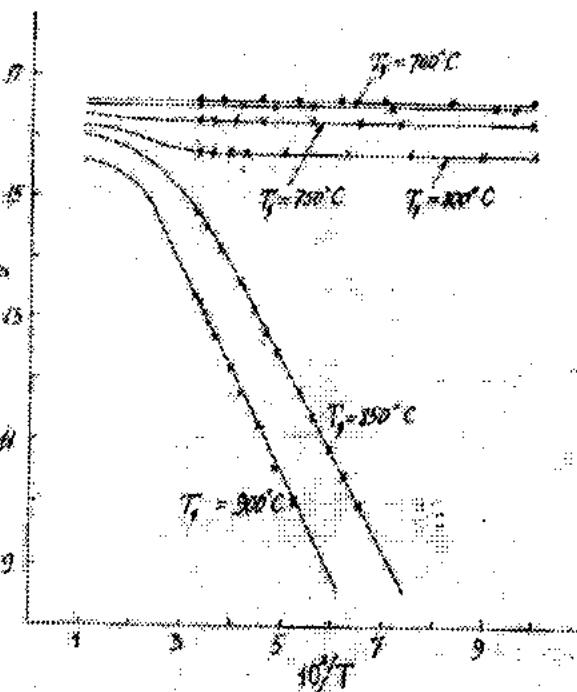


Рис.1. Температурные зависимости концентрации свободных электронов в кристалле Ge-Si с 6,5 ат.% Si до (кружки) и после легирования медью при 900°C и последующих отжигах при различных температурах (T_a) в течении 4 ч. (крестики). Сплошные линии расчетные.

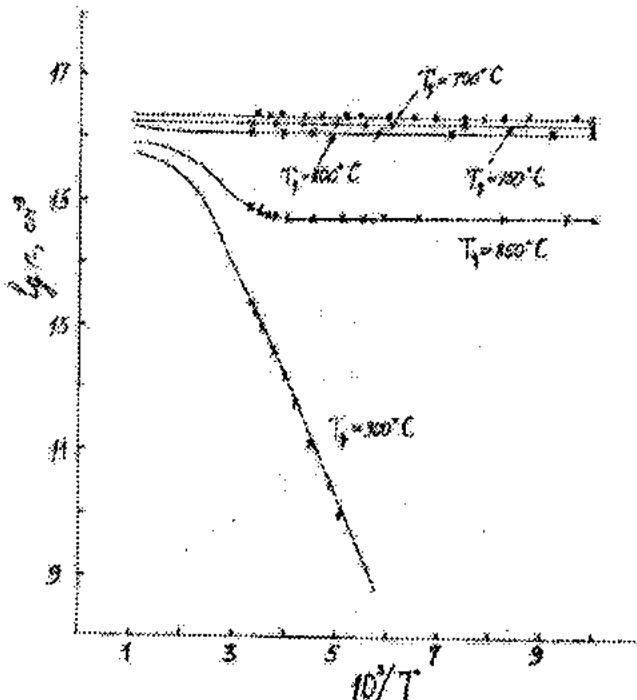


Рис.2. Температурные зависимости концентрации свободных электронов в кристалле Ge-Si с 12,0 ат.% Si до (кружки) и после легирования медью при 900°C и последующих отжигах при различных температурах (T_a) в течении 4ч. (крестики). Сплошные линии расчетные.

уровня Cu_s . Частичная компенсация верхнего уровня Cu_s , свидетельствует о выполнении в образцах условия $2N_{\text{Cu}} < N_{\text{sb}} < 3N_{\text{Cu}}$. Уравнение электрической нейтральности в этом случае имеет вид [11]:

$$\frac{n^2 + nN_k}{(N_{\text{Cu}} - N_k) - n} = \frac{2(2\pi m_n^* kT/h^2)^{3/2}}{\gamma \exp(E/kT)} \quad (1)$$

Здесь $N_k = N_{\text{Cu}} - N_{\text{sb}}$ - концентрация компенсированных псевдодонорных состояний Cu_s ; γ - фактор вырождения уровня; m_n^* - эффективная масса плотности состояния электронов в зоне проводимости; E - энергия связи уровня. В расчетах γ принималась равным двум [11]. Для значений m_n^* в кристаллах различного состава использовались данные работы [12]. Значения E и N_{Cu} определяли путем подгонки расчетных кривых к экспериментальным данным с использованием метода наименьших квадратов. На рис.1 и 2 сплошные линии отвечают расчетным, которые дают наилучшее согласие с экспериментальными данными. В расчетах значение N_{sb} принималось независящим от T отжига, ввиду достаточной малости скорости диффузии атомов сурьмы в кристаллах [6]. Использование данных работы [13], по максимальной растворимости Cu_s при различных температурах в системе $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$, показали наилучшее согласие расчетных кривых с экспериментальными данными. В таблице представлена значения E и N_{Cu} для рассматриваемых образцов.

Таблица.
Значения энергии активации верхнего акцепторного уровня меди (E), концентраций исходной мелкой примеси (N_{sb}), замещающих атомов меди (N_{Cu}), компенсирующих ($N_k = 3N_{\text{Cu}} - N_{\text{sb}}$) и шунтирующих ($N_w = N_{\text{sb}} - 3N_{\text{Cu}}$) центров в образцах $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ при различных температурах отжига

Состав образца Ge-Si	$T_{\text{отж}}$ °C	E , эВ	$N \cdot 10^{-15}, \text{ см}^{-3}$			
			N_{sb}	$N_{\text{Cu}}[13]$	N_k	N_w
6,5 ат.%	900	$E_c - 0,300$	32	14	10	—
	850	$E_c - 0,285$	32	11	1,0	—
	800	$E_c - 0,292$ [2]	32	9,0	—	5,0
	750	—	32	4,8	—	17,6
	700	—	32	1,6	—	27,2
	12,0 ат.% Si	$E_c - 0,330$	22	8,24	2,72	—
12,0 ат.% Si	850	$E_c - 0,320$	22	7,17	—	0,5
	800	—	22	3,4	—	11,8
	750	—	22	2,1	—	15,7
	700	—	22	0,63	—	20,11

Найденные значения E согласуются с закономерностью изменения энергии связи верхнего уровня Cu_s с составом, определенным в работе [2]. Обращается внимание на различие эффективного значения E в образце с 6,5 ат.% Si после отжига при 850 °C и 900 °C. Рост E с увеличением степени компенсации псевдодонорного уровня Cu_s связан с определенным размытием уровня в кристаллах твердых растворов и объясняется не идентичностью в композиции ближайшего окружения различных атомов Cu_s [2].

Как видно из рис. 1 и 2, при температурах отжига ниже 850 °C в образце с 12,0 ат.% Si и 800 °C в образце с 6,5 ат.% Si, вследствие достаточного уменьшения N_{Cu} , псевдодонорный уровень меди шунтируется мелкими донорными центрами и выполняется условие $N_{\text{sb}} > 3N_{\text{Cu}}$.

Анализ экспериментальных данных в этих случаях производился на основе следующего уравнения электрической нейтральности [11]

$$\frac{n^2 - N_w}{(N_{Cu} + N_w) - n} = \frac{2(2\pi m_n^* kT/h^2)^{3/2}}{\gamma \exp(E/kT)} \quad (2)$$

Здесь $N_w = N_{Sb} - 3N_{Cu}$ - концентрация мелких шунтирующих донорных центров. В расчетах значения N_{Cu} и E брались из данных работ [13] и [2], соответственно. На рис. 1 и 2 сплошные линии отвечают расчетным кривым. Как видно из этих рисунков, при T отжига 750 и 700 °C верхний уровень Cu_+ в зависимостях n от T фактически не проявляется. В расчетных кривых вклад псевдодонорных центров Cu_+ в концентрацию свободных электронов в зоне проводимости не заметен вплоть до $T = 1000$ K. Это связано с относительно малой концентрацией Cu_+ , по сравнению с N_w и большим значением E (см. таблицу).

На основе экспериментального исследования влияния термического отжига в интервале 700–900 °C на электрические свойства большого набора электронных кристаллов $Ge_{1-x}Si_x(Cu)$ ($0 \leq x \leq 0.15$), легированных медью при 900 °C, можно сделать следующее заключение. Последовательное снижение температуры отжига электронных образцов $Ge_{1-x}Si_x(Cu)$ с 900 °C до 700 °C позволяетплавно управлять концентрацией и степенью компенсации верхнего донорного уровня Cu_+ в широком диапазоне. Закономерности изменения концентраций свободных электронов в образцах с температурой отжига подтверждают трехкратное акцепторное действие Cu_+ в исследованных составах. Концентрация возможных дополнительных электрически активных комплексов и образований, возникающих в процессе термообработки образцов незначительна и не проявляется в эксперименте. Распад пересыщенного раствора меди в электронных кристаллах $Ge_{1-x}Si_x$ можно использовать как метод прецизионного управления концентрацией замещающих атомов меди.

- [1] А. Милнес. В кн. «Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках», Москва, «Мир», 1997, с. 562.
- [2] Г.Х. Аждаров, Р.З. Кязимзаде, В.В. Мир-Багиров. ФТП, 1992, т. 26, в. 3, с. 553-556.
- [3] Е.А. Шелонин, А.Г. Яковенко, А.М. Хорт. Изв. АН СССР: сер. Неогр. Матер., 1988, т.24, в.2, с. 138-144.
- [4] R.N. Hall, J.H. Racette. J. Appl. Phys., 1964, v. 33, № 2, p. 379-397.
- [5] В.И. Фистуль, А.Г. Яковенко. В кн. «Распад пересыщенных твердых растворов как метод прецизионного легирования полупроводников», Москва, «Металлургия», 1982, с. 244.
- [6] А.А. Гвелесиани, В.Ф. Дегтярев, Е.В. Скуднова.. Изв. АН СССР, Неогр. матер., 1987, т. 23, в. 3, с. 368-372.
- [7] В.И. Романенко В кн. «Управление составом полупроводниковых кристаллов», Москва, «Металлургия», 1976, с. 368.
- [8] J. Kamiura, F. Hashimoto, T. Nobusada and S. Joneyama, J. Appl. Phys., 1984, v. 56, № 4, p. 936-941.
- [9] Р.З. Кязимзаде. ФТП, 1995, т. 29, № 6, с. 1101-1104.
- [10] J. Kamiura and F. Hashimoto. Phys. Stat. Sol., 1979, 59(a), p. 697-700.
- [11] Д. Блекмор. В кн. «Статистика электронов в полупроводниках», Москва, «Мир», 1964, с. 392.
- [12] Р.З. Кязимзаде. Докторская диссертация, Баку, 1998, с. 347.
- [13] Б.С. Алиева, В.И. Тагиров, С.И. Таиров. Изв. АН СССР, Неогр. матер., 1971, т. 7, в. 4, с. 593-596.

P.H. Əjderov, T.H. Kerimova

TERMİK E'MAL EDİLMİŞ ELEKTRON KEÇİRİCİLİ $Ge_{1-x}Si_x(Cu)$ KRİSTALLARININ ELEKTRİK XASSƏLƏRİ

Xoll ölçmələri əsasında termik e'malın misli legirə edilmiş, elektron keçiricili $Ge_{1-x}Si_x(Cu)$ ($0 \leq x \leq 0.15$) kristalları sisteminin elektrik xassələrinə tə'siri tədqiq edilmişdir. Dayaz donor aşşarının (Sb) və misin nümunələrde ilkin konsentrasiyası 10^{15} - 10^{16} cm $^{-3}$ tərtibindədir. Göstərilmişdir ki, nümunənin tabalma temperaturunun ardıcıl olaraq 900°C-dan 700°C-yə qədər endirilməsi kristalin qəfəs düyünlərində yerləşən mis (Cu_+) atomlarının konsentrasiyasını ve yuxarı akseptor səviyyəsinin kompensasiya derecəsini tədricən azaltmağa və beləliklə də tam doymuş mis məhlulunun çökdürlümesinin $Ge_{1-x}Si_x$ berk məhlullarının presizion legirələnməsi üsulu kimi istifadə etməyə imkan verir. Aluminiş nəticələr kristallarda Cu_+ -in üçqat akseptor tə'sirini təsdiq edir.

P.G. Azhdarov, T.G. Kerimova

ELECTRICAL PROPERTIES OF HEAT-TREATED n-TYPE $Ge_{1-x}Si_x(Cu)$ CRYSTALS

On the basis of the Hall measurements the influence of heat-treatment on electrical properties of n-type copper-doped $Ge_{1-x}Si_x(Cu)$ ($0 \leq x \leq 0.15$) have been investigated. Initial concentrations of shallow donor impurities and copper atoms in the samples were 10^{15} - 10^{16} cm $^{-3}$. It is shown that successive decreasing of annealing temperature from 900 °C to 700 °C allow to vary smoothly in concentration and degree of compensation of upper acceptor level of substitutional copper atoms (Cu_+) in crystals and so it can be used as precision method of doping of $Ge_{1-x}Si_x$ solid solutions. Obtained results support a triple-acceptor behavior of (Cu_+) in the crystals.

Дата поступления: 24.05.99

Редактор: М.И. Алиев

(PtSi+TiW-Al)-nSi ŞOTTKİ DİODLARINDA TUNEL CƏRƏYANININ ROLU

Ş.Q. ƏSGƏROV, İ.M. ƏFƏNDİYEVA, M.Ə. QƏNBƏRZADƏ, M.H. HƏSƏNOV

*M.Ə. Rəsulzadə adına Bakı Dövlət Universiteti
370145, Bakı, akad. Z. Xəlilov küç. 23*

Təqdim olunmuş məqalədə (PtSi+TiW-Al)-nSi Şottki diodları 298-458 K temperatur ve 0,1-0,5 V gerginlik intervalında tədqiq edilmişdir. Alınan nəticələrin analizi aşkar etmişdir ki, 298-373 K temperatur intervalında tunel, 373-458 K intervalında termoemissiya cərəyanları üstünlük təşkil edirlər. 373 K temperaturunda mexanizmlərin ikisi de bərabərhüquqludurlar.

Şottki diodlarında daşınma mexanizminin müəyyən edilməsi böyük əhəmiyyət kəsb edir. Baryer kifayət qədər nazik, temperatur kifayət qədər aşağı, aşqarlanma dərəcəsi yüksək olduqda, cərəyan, adətən, tunelləşmə vasitəsi ilə baş verir. Tunelləşmə ehtimalı [1] istifadə olunan materialın zona quruluşundan asılıdır. Yarımkeçiricidə zonaarası tunelləşmə təsvir edildikdə enerjinin xəyalı kvazi-impulsdan asılılığı, y' -ni qadağan olunmuş zonada dispersiya qanunu, əhəmiyyətli rol oynayır. Bərk cisimlərdə tunel effektlerinin öyrənilməsi ilə ortaya çıxan əsas məsələ, tunel strukturları volt-amper xarakteristikaları formalarının, mövcud olan elektron hallar sıxlığını və başqa heyecanlanmaların nə qədər doğru əks etməsidir.

Təqdim olunan məqalədə (PtSi+TiW-Al)-nSi Şottki diodları 298-458 K temperatur intervalında tədqiq edilmişdir. Kontakt 07-KEF markalı (III) orientasiyalı n-tipli Si-un üzerinde alınmışdır. Texnoloji proses zamanı 500°C temperaturda kontaktın termo-e'malı nəticəsində Pt-nin Si-a diffuziyası və six kontaktın yaranması baş verir. (PtSi+TiW-Al)-nSi kontaktında silisidin yaranması kontaktda elektron hallarının yenidən qurulmasına getirir. Başqa tərəfdən, tədqiqat temperatur və aşqarlanma dərəcəsi qiymətlərinin serbət oblastında aparılmışdır. Yuxarıda qeyd olunan səbəblərə görə cərəyan daşınması mexanizminin müəyyən edilməsi maraqlıdır.

Şottki baryerini seviyyələndirən zəruri parametrlərdən biri potensial baryerin hündürlüyüdür. Lakin müxtəlif eksperimentlər nəticəsində alınmış baryer hündürlüyü çox zaman fərqli qiymətlərə malik olur [2,3]. Aparılmış tədqiqatlar nəticəsində, termoelektron emissiya nəzəriyyəsi tətbiq edilməkle, volt-amper xarakteristikasından potensial baryerin hündürlüyü hesablanmışdır. Nəticədə F_v -nin temperatur artıqca artması 0,63-0,75 eV və qeyri-ideallıq əmsali n -in, əksinə olaraq, azalması aşkar edilmişdir. Temperatur 373 K olduqda, bütün ölçmələr asılılıqlarda sinmanın mövcud olmasını aşkar etmişdir.

Maraqlı haldir ki, aşağı temperaturlarda tədqiq olunan Şottki baryerləri üçün alınmış F_v -nin qiymətləri (PtSi-nSi) kontakti üçün seviyyəvi olan 0,85 eV qiymətindən azdır. Aparılan tədqiqatlar cərəyan daşınmasında tunel cərəyanının da müəyyən rol oynaması ehtimalını yaradır. Deyilənləri esas tutaraq, tunel cərəyanının mövcudluğunu nəzəre almaqla, potensial baryerin hündürlüyü hesablanmışdır.

Alınmış nəticənin ($F_v \sim 0,83$ eV) baxılan temperatur intervalında sabit qalmasını qəbul etmək olar.

Diod nəzəriyyəsinə görə kontaktdan keçən cərəyan üçün ifadədə Richardson sabiti iştirak edir. Potensial baryer hündürlüğünü və qeyri-ideallıq əmsalını hesablayarkən, Richardson sabitinin nəzəri qiyməti (A_o) istifadə olunur. Lakin A maddənin mikrostrukturundan, orientasiyasından, eksperimentin şərtlərindən və başqa səbəblərdən asılı olaraq, müxtəlif qiymətlər alır. Alınan nəticələrdən aşkar olur ki, Richardson sabitinin serbət elektron üçün alınmış nəzəri qiyməti yox, orun effektiv qiyməti A^* təqdim edilir. Potensial baryerin hündürlüğünü volt-amper xarakteristikası (VAX) metodu ilə hesablandıqda, A^* -nın qiymətinin həqiqi qiymətdən fərqli olması nəticəye çox da böyük tə'sir etmir.

Tədqiq olunan (PtSi+TiW-Al)-nSi Şottki diodları üçün aktivasiya metodunu tətbiq etməklə [4] Richardson sabitinin effektiv qiymətləri tə'yin edilmişdir. Alınan qiymətlər cədvəl 1-də verilmişdir. Göründüyü kimi, alınan qiymətlər A^* -nın nəzəri qiymətlərindən çox fərqlidirlər.

Cədvəl 1. (PtSi+TiW-Al)-nSi Şottki diodları üçün Richardson sabitinin effektiv qiymətləri

$S \cdot 10^{-6} \text{ sm}^2$	A^* , $\text{Asm}^{-2} \text{K}^{-2}$
4	$8 \cdot 10^{-2}$
6	$2,6 \cdot 10^{-1}$
7	$2 \cdot 10^{-1}$
8	$1,8 \cdot 10^{-1}$
10	$3 \cdot 10^{-1}$
12	$1,5 \cdot 10^{-1}$
14	$9 \cdot 10^{-1}$

Aparılan tədqiqatlarda A^* -nın A_o -dan fərqli olmasının səbəbləri araşdırılmışdır. Metal-yarımkeçirici kontaktının iki diodlu modeli [5]-də tədqiq edilmişdir. Tədqiqat nəticəsində diodlar sahəsi nisbetinin deyişməsilə effektiv Richardson sabitinin geniş intervalda deyişməsi müşahidə olunmuşdur. Bizim tədqiqatlar müxtəlif sahəli diodlar üçün alınmış VAX-ların benzerliyini, potensial baryerin hündürlüğünün, Richardson sabiti effektiv qiymətinin və bir çox başqa parametrin diod sahəsində asılı olmamasını aşkar etmişdir.

Başqa tərəfdən, VAX-in temperatur asılılığından müeyyən edilmiş Richardson sabitinin nezəri qiymətdən fərqlənməsinə nəzər yetirək. Qeyd etmək lazımdır ki, oxşar hət metal-vakuum ayriq sərhəddində də alınır. Burada da çox

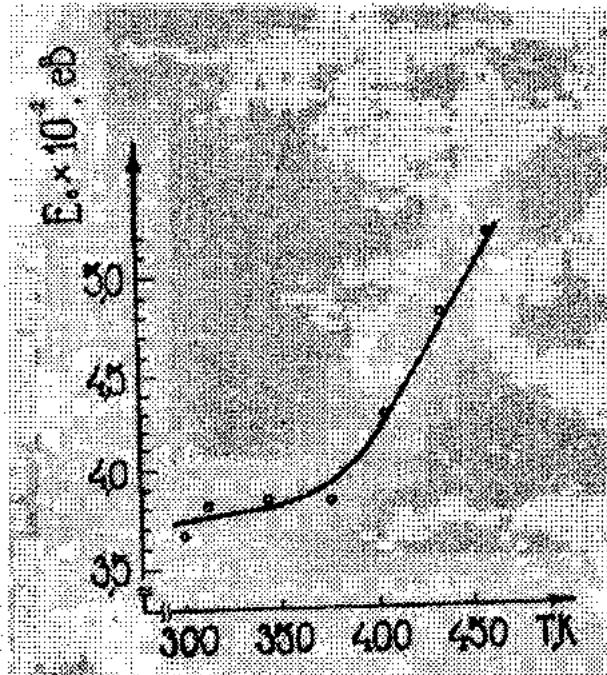
hallarda A^* nezəri (A_0) qiymətindən azdır. Bunun müxtəlif səbəbləri [6]-da müzakirə edilmişdir.

A^* və A_0 -in fərqlənmə səbəblərindən birisini-bayer hündürlüyüünün temperaturdan asılılığını nəzəre alsaq, onda

$$I_s = SA_0 T^2 \exp\left[-\frac{(\phi_b' + \beta T)}{kT}\right] = SA^* T^2 \exp\left[-\frac{\phi_b'}{kT}\right] \quad (1)$$

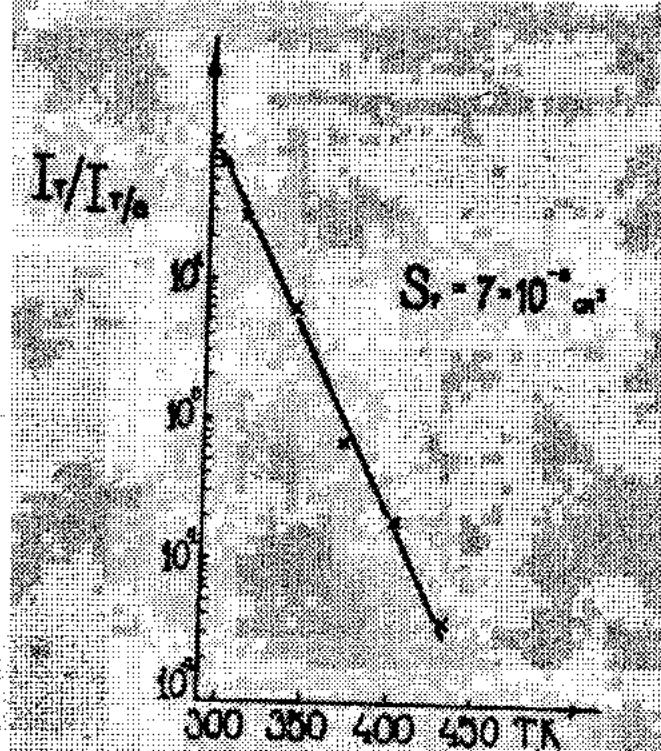
alrıq. (1) ifadəsindən istifadə etməklə $S=7 \cdot 10^6 \text{ sm}^2$ sahəli (PtSi+TiWAl)-nSi Sötki diodu üçün Richardson sabitinin effektiv qiyməti tapılmışdır: $4.96 \text{ As m}^{-2} \text{ K}^{-2}$. Bu qiymət cədvəldə verilən qiymətdən fərqlidir. Beləliklə, aydın olur ki, A^* -nin A_0 -dan fərqli olmasına temperatur asılılığı yeganə səbəb deyil.

A^* -nın A_0 -dan fərqlənməsinin üçüncü səbəbi ondan ibarətdir ki, elektrik yüklü hissəciklərin baryerdən keçməsi öyrənilərkən, adətən elektron üçün mövcud olan tunel effekti nəzərə alınır. Bu zaman $A^* = A_0 D$ (burada D – metal-yarımkeçirici kontakt baryerinin şəffaflıq əmsalıdır). Tunelleşmənin mövcudluğunu müeyyən etmek məqsədilə xarakteristik enerji E_0 -in temperaturdan asılılığı quruluşmuşdur (şək.1). Şəkildən göründüyü kimi, 298-373 K temperatur intervalında E_0 , demək olar ki, dəyişmir, 373-458 K intervalında isə o, keskin surətdə artır. Bu isə birinci temperatur intervalında tunel, ikincisində isə termoemissiya cərəyanın daşınma mexanizmlərinin işləməsini bildirir [6].



Şəkil 1. Xarakteristik enerji E_0 -in temperaturdan asılılığı

Alınan nəticələr əsasında tunelleşmənin mövcudluğunu qəbul edərək, tunel cərəyanının tərtibinin tə'yin edilməsi məqsədə uyğun sayıldı. Tədqiqat olunan (PtSi+TiWAl)-nSi SD-ni üçün tunel cərəyanının qiymətləri hesablanmış, onun termoemissiya cərəyanına olan nisbetinin temperaturdan olan asılılığı alınmışdır (şək.2). Şəkildən göründüyü kimi, tunel cərəyanının tam cərəyandakı payı temperatur artıqca azalır: 298 K temperaturunda



Şəkil 2. $I/I_0/I_{0/\theta}$ nisbətinin temperaturdan asılılığı

$I/I_0/I_{0/\theta} \approx 10^2$, 458 K-də isə $I/I_0/I_{0/\theta} \approx 10^2$ -ye bərabərdir. Temperatur 373 K olduqda $I/I_0/I_{0/\theta} \approx 1$. Buradan görünür ki, 298-373 K temperatur intervalında tunel, 373-458 K intervalında isə termoemissiya mexanizmi üstünlük təşkil edir. Tunelleşmə ve termoelektron emissiya vasitəsilə baş verən daşınma prosesleri 373K temperaturunda bərabər hüquqludurlar.

- [1] V.I. Strixa, E.V. Buzaneva, I.A. Radzievskiy. Poluprovodnikovie pribori s baryerom Sötki, M. Sov. Radio, 1974, s. 248.
- [2] S.Q. Askerov. Radiotexnika i elektronika, 1986, t. XXXI, II, s. 2296-2298.

- [3] D.Duscalu, L.H.Bresconu. Solid State Elect, 1981, v.24, № 10, p. 897-904.
- [4] S.M. Zi. Fizika poluprovodnikovix priborov, M. Mir, 1984, t. I, s. 455.

- [5] S.Q. Askerov. Diss. dokt. fiz.-mat. nauk, Baku, 1992, s.339.
- [6] Poluprovodnikovie pribori s baryerom Šottki. Sb. n.tr., Kiev, Naukova Dumka, 1979, s. 236.

Ш.Г. Аскеров, И.М. Эфендиева, М.А. Гамбарзаде, М.Г. Гасанов

РОЛЬ ТУНЕЛЬНОГО ТОКА В ДИОДАХ ШОТТКИ (PtSi+TiW-Al)-nSi

В представленной статье исследованы диоды Шоттки (PtSi+TiW-Al)-nSi в области температур 298-458 К и напряжений 0,1-0,5 В. Анализ полученных результатов выявил, что в области температур 298-373 К преобладает туннельный, в области температур 373-458 К – термоэмиссионный ток. При температуре 373 К оба механизма равноправны.

Sh.G. Askerov, I.M. Efendieva, M.A. Gambarzadeh, M.G. Gasanov

THE ROLE OF TUNNEL CURRENT IN (PtSi+TiW-Al)-nSi SCHOTTKY DIODES

In the present paper the (PtSi+TiW-Al)-nSi Schottky diodes have been investigated in the temperature range of 298-458 K at 0,1-0,5 V. The analysis of the obtained results revealed that at temperatures of 298-373 K the tunnel current prevails, while in the temperature range of 373-458 K the thermionic emission current predominates. At temperature of 373 K the both mechanisms are equal.