



ISSN 1028-8546

Volume XIX, Number 4

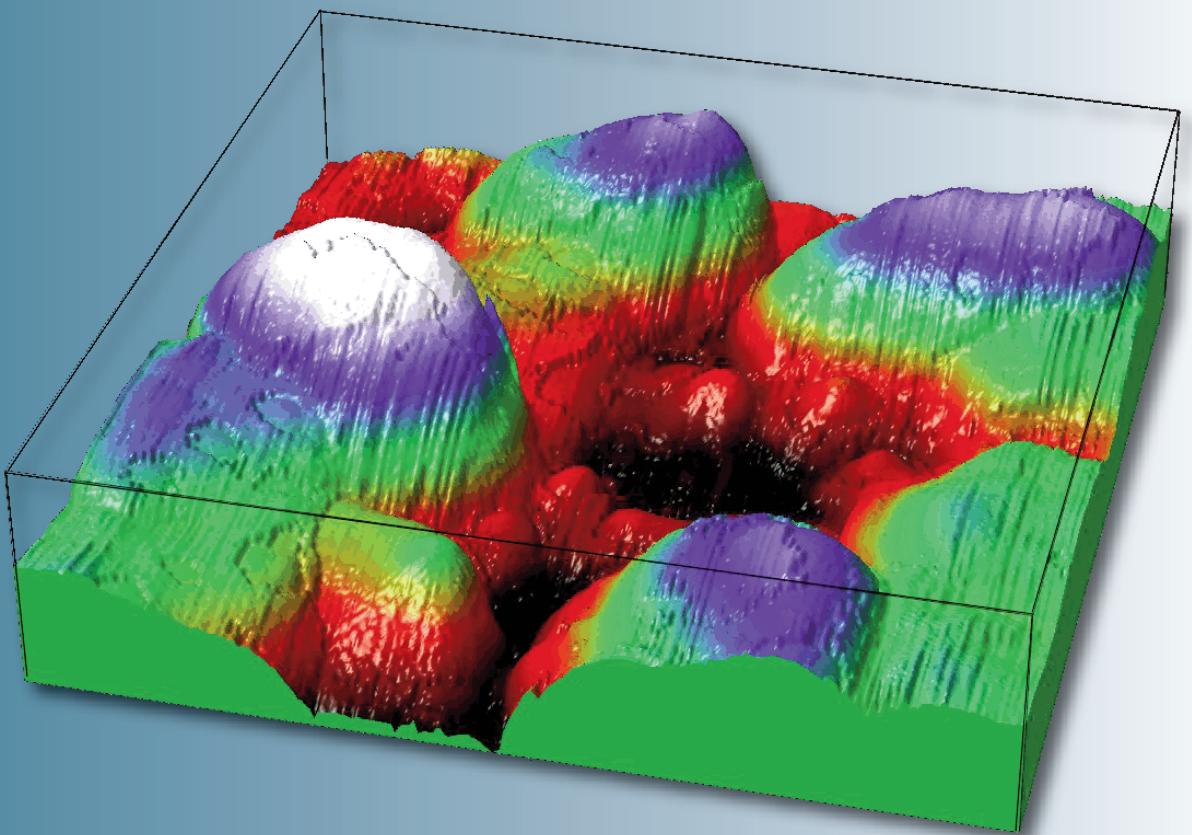
Section: Az

October, 2013

Azerbaijan Journal of Physics

Fizika

www.physics.gov.az



G.M. Abdullayev Institute of Physics
Azerbaijan National Academy of Sciences
Department of Physical, Mathematical and Technical Sciences

Azerbaijan Journal of Physics

FIZIKA

*G.M.Abdullayev Institute of Physics
Azerbaijan National Academy of Sciences
Department of Physical, Mathematical and Technical Sciences*

HONORARY EDITORS

Arif PASHAYEV

EDITORS-IN-CHIEF

Nazim MAMEDOV

Chingiz QAJAR

SENIOR EDITOR

Talat MEHDIYEV

INTERNATIONAL REVIEW BOARD

Ivan Scherbakov, Russia
Kerim Allahverdiyev, Azerbaijan
Mehmet Öndr Yetiş, Turkey
Gennadii Jablonskii, Buelorussia
Rafael Imamov, Russia
Vladimir Man'ko, Russia
Eldar Salayev, Azerbaijan
Dieter Hochheimer, USA
Victor L'vov, Israel
Vyacheslav Tuzlukov, South Korea
Majid Ebrahim-Zadeh, Spain

Firudin Hashimzadeh, Azerbaijan
Anatoly Boreysho, Russia
Mikhail Khalin, Russia
Hasan Bidadi, Tebriz, East Azerbaijan, Iran
Natiq Atakishiyev, Mexico
Maksud Aliyev, Azerbaijan
Bahram Askerov, Azerbaijan
Arif Hashimov, Azerbaijan
Vali Huseynov, Azerbaijan
Javad Abdinov, Azerbaijan
Bagadur Tagiyev, Azerbaijan

Tayar Djafarov, Azerbaijan
Talat Mehdiyev, Azerbaijan
Emil Guseynov, Azerbaijan
Ayaz Baramov, Azerbaijan
Tofiq Mammadov, Azerbaijan
Salima Mehdiyeva, Azerbaijan
Shakir Nagiyev, Azerbaijan
Rauf Guseynov, Azerbaijan
Almuk Abbasov, Azerbaijan
Iskender Djafarov, Azerbaijan
Yusif Asadov, Azerbaijan

TECHNICAL EDITORIAL BOARD

Senior secretary Elmira Akhundova, Nazli Guseynova, Sakina Aliyeva,
Nigar Akhundova, Elshana Aleskerova

PUBLISHING OFFICE

33 H.Javid ave, AZ-1143, Baku
ANAS, G.M.Abdullayev Institute of Physics

Tel.: (99412) 439-51-63, 439-32-23
Fax: (99412) 447-04-56
E-mail: jophphysics@gmail.com
Internet: www.physics.gov.az

It is authorized for printing:

Published at "SƏRQ-QƏRB"
17 Ashug Alessger str., Baku
Typographer : Aziz Gulaliyev

Sent for printing on: _____. 201_
Printing approved on: _____. 201_
Physical binding: _____
Number of copies: _____200
Order: _____

TlInS₂, TlGaSe₂ VƏ TlGaS₂ MONOKRİSTALLARININ SIÇRAYIŞLI KEÇİRİCİLİK MEXANİZMİNƏ SÜRƏTLƏNMİŞ ELEKTRON SELİ İLƏ ŞÜALANMANIN TƏSİRİ

Ə.Ə. İSMAYİLOV

AMEA, akademik H.M. Abdullayev adına Fizika İnstitutu

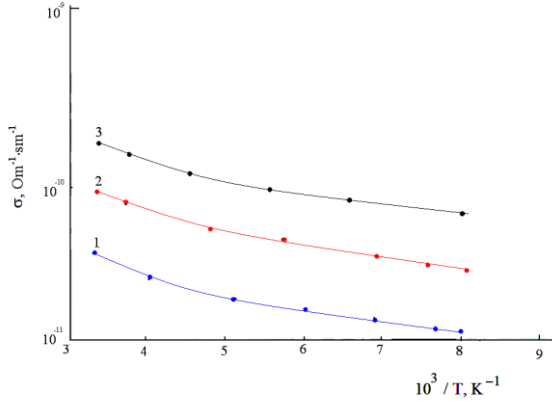
Az-1143, Bakı, H. Cavid prospekti 33.

İşdə TlInS₂, TlGaSe₂ və TlGaS₂ monokristallarının sıçrayışlı keçiricilik mexanizminə $2 \cdot 10^{12} - 10^{13}$ el/sm² elektron inteqral seli ilə şüalanmanın təsiri öyrənilmişdir. Müəyyən edilmişdir ki, həm şüalanmamış, həm də elektron seli ilə şüalanmış monokristallarda aktivləşmiş sıçrayışlı keçiricilik 250K-dən aşağı temperaturalarda, ancaq aktivləşməmiş sıçrayışlı keçiricilik isə öyrənilən monokristallar üçün müxtəlif temperaturalarda baş verir.

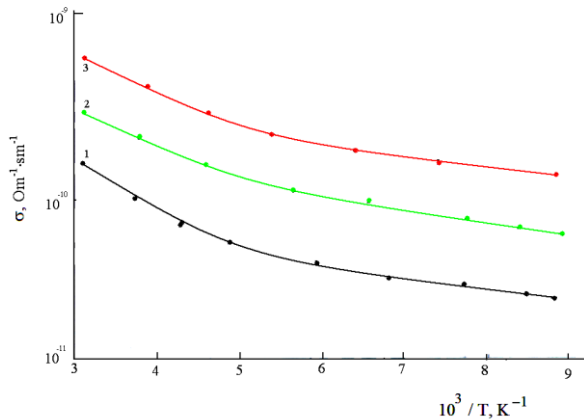
PACS: 71.20. Nr; 72.20. Ee; 72.20. Fr; 72.20. Ht

Açar sözlər lokal hallar, anizotropiya, polikristal, sendviç variant , sıçrayışlı keçiricilik

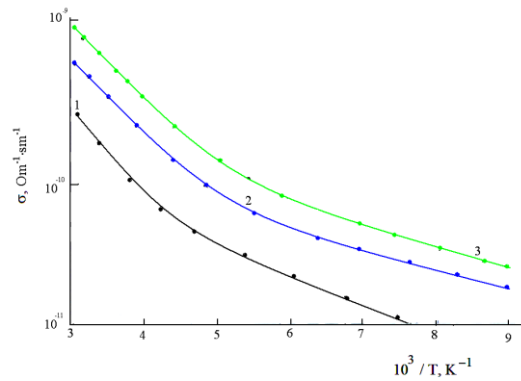
TlInS₂, TlGaSe₂ və TlGaS₂ monokristalları A³B³C₂⁶ qrupuna daxil olan laylı birləşmələrə aiddir. Bu monokristallar geniş qadağan olunmuş zonaya, kiçik yürüklüyə və kristal qəfəs quruluşları isə güclü anizotropiyaya malikdirlər. Qadağan olunmuş zonalarında lokal səviyyələrin olması bu kristalların əsas xüsusiyyətlərindəndir. Lokal səviyyələrin əmələ gəlməsi kristallarda struktur defektlərin olması ilə əlaqədardır. Kristallarda aşqarlanma, şüalanma və s. vasitəsi ilə struktur defektləri yaradılır [1].



Şəkil 1. TlInS₂ monokristallarının elektrikkeçiriciliyinin temperatur asılılığı;
1-şüalanmamış, 2- $2 \cdot 10^{12}$ el/sm², 3- 10^{13} el/sm².



Şəkil 2. TlGaSe₂ monokristallarının elektrikkeçiriciliyinin temperatur asılılığı;
1-şüalanmamış, 2- $2 \cdot 10^{12}$ el/sm², 3- 10^{13} el/sm².



Şəkil 3. TlGaS₂ monokristallarının elektrikkeçiriciliyinin temperatur asılılığı;
1-şüalanmamış, 2- $2 \cdot 10^{12}$ el/sm², 3- 10^{13} el/sm².

Məqsəd sürətlənmiş elektron seli ilə şüalanmanın TlInS₂, TlGaSe₂ və TlGaS₂ monokristallarının sıçrayışlı keçiriciliyinə təsirini müəyyən etmək və qadağan olunmuş zonada yerləşən lokal səviyyələrin parametrlərini təyin etməkdir.

Elektrik ölçmələri üçün monokristallar ilkin komponent olaraq, təmizlik markaları Tl “ТЛ-00”, Ga-99,999%, In-Ип 000, kükürd ОСЧ- 4-16-5, Se “ОСЧ 17-3”-dən götürülmüşdür. Sintez olunmuş polikristallardan Bricmen metodu ilə monokristallar alınmışdır. Alınan monokristallardan nümunə düzəldilmişdir. Nümunənin elektrofiziki xassələrini ölçmək üçün onlardan sendviç variantı hazırlanmışdır. Kontakt materialı olaraq gümüş pastasından və ya metallik indiumdan istifadə olunmuşdur. Nümunənin qalınlığı $3 \cdot 10^{-2}$ sm, kontakt altı sahəsi isə $2 \cdot 10^{-2}$ sm² olmuşdur. Ölçü aparılan zaman nümunənin xarici mühitlə izolə edilməsi üçün kriostatda yerləşdirilmişdir.

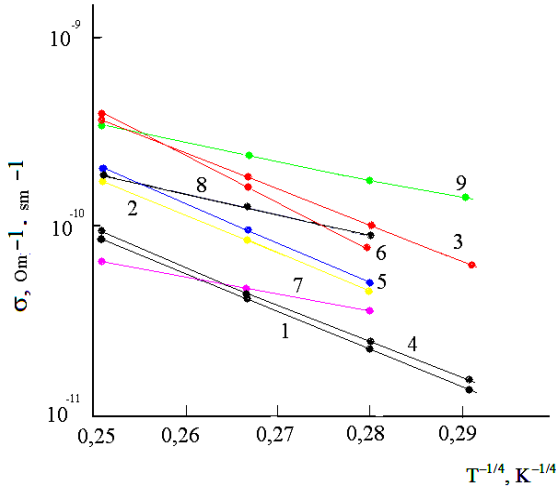
Elektron selinin təsiri mənbəyi olaraq, enerjisi 4 MeV olan ELU-4 (xətti elektron sürətləndiricisi) istifadə edilmişdir. Aşağıda 1-ci, 2-ci və 3-cü şəkillərdə uyğun olaraq TlInS₂, TlGaSe₂ və TlGaS₂ monokristallarının yarımləqəribmə masştabda elektrikkeçiriciliyinin temperatur asılılığı göstərilmişdir. Ölçülər əvvəlcə şüalanmamış sonra isə uyğun olaraq $\Phi = 2 \cdot 10^{12} - 10^{13}$ el/sm² elektron inteqral seli ilə şüalanmış monokristallarda 111-294K tem-

peratur intervalında aparılmışdır. Hər şüalanmadan sonra ölçü aparılmışdır.

Şəkil 1,2,3-dən görüldüyü kimi TIInS₂, TlGaSe₂ və TlGaS₂ monokristalları üçün yarımqorifmik masştabda $lg\sigma=f(T^{-1})$ asılılığında sabit meyillik yoxdur və temperatur azaldıqca, yükdaşıyıcıların aktivləşmə enerjisi monoton olaraq, azalır. Buradan görünür ki, həm şüalanmamış, həm də uyğun olaraq $\Phi=2\cdot 10^{12}-10^{13}$ el/sm² elektron inteqral seli ilə şüalanmış monokristallarda Fermi səviyyəsi yaxınlığındakı lokal hallar arası yükdaşıyıcıların sıçrayışı mövcuddur. Bu tip keçiricilik üçün $lg\sigma=f(T^{-1/4})$ asılılığı T_0 meyilliyi ilə düz xətt verir [2].

$$T_0 = \frac{16}{N_F K a^3}, \quad (1)$$

Burada N_F -Fermi səviyyəsi ətrafında hall sıxlığı, k -Bolsman sabiti, a -lokallaşma radiusudur.



Şəkil 4. a-TIInS₂ monokristalları; 1-şüalanmamış, 2- $2\cdot 10^{12}$ el/sm², 3- 10^{13} el/sm². b-TlGaSe₂ monokristalları; 4- şüalanmamış, 5- $2\cdot 10^{12}$ el/sm², 6- 10^{13} el/ el/sm², v- TlGaS₂ monokristalları; 7-şüalanmamış, 8- $2\cdot 10^{12}$ el/sm², 9- 10^{13} el/sm.

Şəkil 4-də TIInS₂, TlGaSe₂ və TlGaS₂ monokristalları üçün $lg\sigma=f(T^{-1/4})$ asılılığı göstərilmişdir. Bütün

monokristallar üçün T_0 -ın qiyməti göstərilən asılılığın meyilliindən müəyyən edilmişdir və cədvəl 2-də göstərilmişdir. T_0 -ın qiymətlərini bilərək (1) düsturunun köməyi ilə şüalanmamış və müxtəlif doza ilə şüalanmış monokristallar üçün Fermi səviyyəsi yaxınlığında hal sıxlığı qiymətləndirilmişdir.

(1) düsturunun köməyi ilə TIInS₂, TlGaSe₂ və TlGaS₂ monokristallarının Fermi səviyyəsi yaxınlığında hal sıxlığı hesablanmış və cədvəl 2-də göstərilmişdir. Şüalanmanın müxtəlif dozalarında tədqiq olunan monokristallarda yükdaşıyıcıların sıçrayışının məsafəsi təyin olunmuşdur [2].

$$R(T) = \frac{3}{8} a \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/4}, \quad (2)$$

Cədvəl 2-də şüalanmanın müxtəlif dozalarında TIInS₂, TlGaSe₂ və TlGaS₂ monokristallarında sıçrayışların orta məsafəsinin $R(T)$ -nin qiymətləri göstərilmişdir.

[2]-ci işdə göstərilən düstura əsasən

$$\Delta E = \frac{3}{2\pi R^3 \cdot N_F} \quad (3)$$

TIInS₂, TlGaSe₂ və TlGaS₂ monokristallarında sıçrayışlı keçiriciliklə bağlı olan dərin tələlərin konsentrasiyasının qiyməti aşağıdakı düsturla müəyyən olunur

$$N_t = N_F \cdot \Delta E, \quad (4)$$

və alınan nəticələr cədvəl 2-də göstərilmişdir.

Cədvəl 1-də hər üç nümunənin aktivləşmiş və aktivləşməmiş sıçrayışlı keçiriciliyin baş verdiyi temperaturlar göstərilmişdir. TIInS₂, TlGaSe₂ və TlGaS₂ monokristalları çox defektli alınrlar. Kiçik dozalı elektron seli (10^{13} el/sm²) ilə şüalanmada oradakı struktur defektlərinin azalması baş verir. Bu da elektrikkeçiriciliyinin artmasına səbəb olur.

Cədvəl 1.

Şüalanmamış və $\Phi=2\cdot 10^{12} - 10^{13}$ el/sm² elektron inteqral seli ilə şüalanmış TIInS₂, TlGaSe₂, TlGaS₂ monokristallarında aktivləşmiş və aktivləşməmiş sıçrayışlı keçiriciliyin baş verdiyi temperaturlar

Monokristallar	Şüalanma dozası, D , el/ sm ²	Aktivləşmiş sıçrayışlı keçiricilik temperaturu, T , K	Aktivləşməmiş sıçrayışlı keçiricilik temperaturu, T , K
TIInS ₂	0	250-142	142-111
	$2\cdot 10^{12}$	250-167	167-111
	10^{13}	250-142	142-111
TlGaSe ₂	0	250-167	167-111
	$2\cdot 10^{12}$	250-167	167-111
	10^{13}	250-147	147-111
TlGaS ₂	0	250-142	142-111
	$2\cdot 10^{12}$	250-167	167-111
	10^{13}	250-167	167-111

Cədvəl 2.

Şüalanmamış və $\Phi=2\cdot 10^{12} - 10^{13}$ el/sm² elektron inteqral seli ilə şüalanmış TlInS₂, TlGaSe₂, TlGaS₂ monokristalların lokallaşmış hallarının parametrləri

Monokristallar	Şüalanma dozası, Φ , el/sm ²	T_0 , K	N_F , eV ⁻¹ ·sm ⁻¹	R_{or} , Å	ΔE , eV	N_T , sm ⁻³
TlInS ₂	0	$5,676\cdot 10^6$	$1,214\cdot 10^{19}$	69,34	0,1184366	$1,43782\cdot 10^{18}$
	$2\cdot 10^{12}$	$6,979\cdot 10^6$	$9,87\cdot 10^{18}$	71,46	0,1326	$1,297\cdot 10^{18}$
	10^{13}	$4,553\cdot 10^6$	$1,51\cdot 10^{19}$	65,62	0,11299	$1,7\cdot 10^{18}$
TlGaSe ₂	0	$2,3\cdot 10^5$	$2,058\cdot 10^{19}$	73,95	0,0574559	$1,18\cdot 10^{18}$
	$2\cdot 10^{12}$	$4,677\cdot 10^5$	$1,01\cdot 10^{19}$	88,30	0,06874	$6,9\cdot 10^{17}$
	10^{13}	$3,87\cdot 10^5$	$1,2\cdot 10^{19}$	85,68	0,0631887	$7,58\cdot 10^{17}$
TlGaS ₂	0	$4,91\cdot 10^6$	$1,4\cdot 10^{19}$	66,87	0,608	$8,52\cdot 10^{18}$
	$2\cdot 10^{12}$	$7,416\cdot 10^6$	$9,29\cdot 10^{18}$	72,65	0,7179	$6,67\cdot 10^{18}$
	10^{13}	$1,58\cdot 10^7$	$4,36\cdot 10^{18}$	87,66	0,1626	$7,089\cdot 10^{17}$

Beləliklə də, TlInS₂, TlGaSe₂ və TlGaS₂ monokristallarının sıçrayışlı keçiricilik mexanizminə $2\cdot 10^{12} - 10^{13}$ el/sm² elektron inteqral seli ilə şüalanmanın təsiri öyrənilmişdir. Müəyyən edilmişdir ki, həm şüalanmamış, həm də elektron seli ilə şüalanmış monokristallarda aktivləşmiş sıçrayışlı keçiricilik 250K-dən aşağı tempera-

turlarda, ancaq aktivləşməmiş sıçrayışlı keçiricilik isə öyrənilən monokristallar üçün müxtəlif temperaturlarda baş verir. Həmçinin şüalanmadan əvvəl və şüalanmanın müxtəlif dozalarında hər üç monokristallar üçün lokal halların parametrləri müəyyən edilmişdir.

[1] В. Вавилов, А.Е. Кив, О.Р. Ниязова. Механизмы образования и миграции дефектов в полупроводниках. М.Наука 1981, 368 с.

[2] Н. Мотт, Э. Дэвис. Электронные процессы в некристаллических веществах. Пер. с англ. / М.: Мир, 1974, 472с.

A.A. Ismailov

INFLUENCE OF THE ACCELERATED ELECTRONS ON THE MECHANISM HOPPING CONDUCTIVITY IN MONOCRYSTALS TlInS₂, TlGaSe₂ AND TlGaS₂

In this paper we study influence of an irradiation by electron beams with a doze $2\cdot 10^{12}$ e/cm² and 10^{13} e/cm² on the mechanism of hopping conductivity in monocrystals TlInS₂, TlGaSe₂ and TlGaS₂. It is established that activated hopping conductivity is observed at temperature below 250K is both irradiated and unirradiated monocrystals. However non-activated hopping conductivity takes place for all monocrystals TlInS₂, TlGaSe₂ and TlGaS₂ at various temperatures.

A.A. Исмаилов

ВЛИЯНИЕ УСКОРЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ НА МЕХАНИЗМ ПРЫЖКОВОЙ ПРОВОДИМОСТИ В МОНОКРИСТАЛЛАХ TlInS₂, TlGaSe₂ И TlGaS₂

В данной работе изучалось влияние облучения электронными пучками с дозой $2\cdot 10^{12}$ э/см² и 10^{13} э/см² на механизм прыжковой проводимости в монокристаллах TlInS₂, TlGaSe₂ и TlGaS₂. Было определено, что как в облученных, так и в необлученных монокристаллах активационная прыжковая проводимость наблюдается ниже температуры 250K. Однако безактивационная прыжковая проводимость имеет место для всех вышеуказанных монокристаллов при различных температурах.

Qəbul olunma tarixi: 27.10.2013

BƏRK MADDƏLƏRİN SƏTHİNDƏ ADSORBSİYA OLUNMUŞ ELEMENTLƏRİN LAZER KÜTLƏ SPEKTROMETRİK YOLLA TƏYİNİ

K.Z. NURİYEV, T.K. NURUBƏYLİ

AMEA akademik H. M. Abdullayev adına Fizika İnstitutu
AZ-1143, Bakı, H.Cavid prospekti.33, e-mail: kamilnuri@rambler.ru

Q.M. KƏRİMLİ

Bitlis Eren University, Bitlis, Turkey, Husrevpasha Mah.213,
Sok. Sosial Konutlar PK: 13000 e-mail: gkerimli@beu.edu.tr

İş bərk cisimlərin səthində adsorbsiya olunmuş elementlərin lazer kütlə spektrometri ilə təyininin mümkünlüyünə həsr olunmuşdur. Göstərilmişdir ki, bunun üçün polyarizasiya olunmuş lazer şüasını nümunənin səthinə “sürüşən” bucaq altında elə yönəltmək lazımdır ki, onun elektrik vektorunun istiqaməti səthdən çıxan zərrəciklərin istiqaməti ilə üst-üstə düşsün.

PACS: 07.75+h.

Açar sözlər : Lazer kütlə spektrometri, adsorbsiya olunmuş elementlər, birqat və çoxqat ionlaşma, düşmə bucağı, “sürüşmə” bucağı.

GİRİŞ

Məlumdur ki, lazer şüasının parametrlərinin müəyyən qiymətində onun nümunə ilə qarşılıqlı təsiri zamanı əmələ gələn plazmanın elektronlarının rezonans rəqsi hesabına nümunənin səthində güclü elektrik sahəsi yaranır [1,2]. Bu sahənin yaranmasına səbəb lazer şüasının düşmə bucağından və şüalanmanın polyarizasiya müstəvisinin səthə nəzərən orientasiyasından asılı olduğundan, həm ionlaşmanın çoxfotonlu effekti, həm də elektronların emissiyası nümunənin səthində güclü elektrik sahəsinin yaranmasına səbəb olur [3]. Bütün bu hadisələr sahədə sürətlənən ionların sayına, sürətinə və onların yayılma dinamikasına ciddi təsir göstərir.

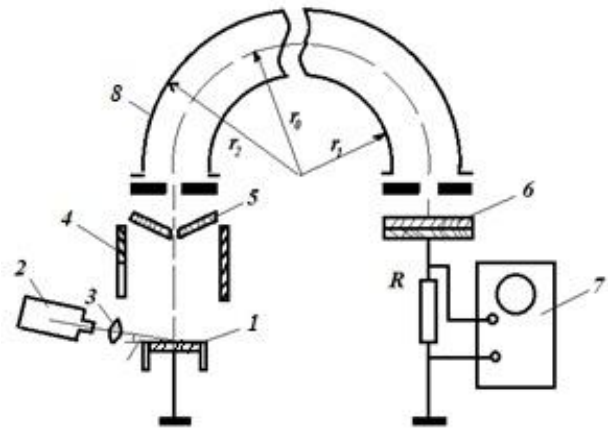
Son zamanlara qədər yüklü zərrəciklərin plazmadan emissiya prosesinin qanunauyğunluğu iki halda – lazer şüasının nümunənin səthində fokuslanma diametri və şüanın səthə nəzərən kiçik bucaq altında ($\alpha < 45^\circ$) düşməsi ilə məhdudlaşdı. Yalnız bəzi çoxfotonlu şüalanmaya həsr olunmuş işlərdə [4] lazer şüası nümunənin səthinə paralel, ionların yayılma istiqamətinə isə perpendikulyar yönəlirdi.

Bərk maddələrin səthində adsorbsiya olunmuş qazlardan ibarət təbəqənin kimyəvi tərkibinin lazer şüasının köməyi ilə öyrənmək üçün kütlə spektrometrinin ion-optik sisteminin işıq gücünü artırılması ilə yanaşı həm lazer şüasının parametrlərini dəyişmək, həm də təcrübi qurğunun konstruksiyasını bu dəyişikliklərə uyğun dəyişmək zəruridir.

İşdə qarşıya qoyulan məqsəd həm ionların plazmadan emissiya qanunauyğunluqlarının, həm də səthdə “sürüşən” istiqamətdə yönələn lazer şüasının yaratdığı plazma ionlarının bəzi xarakteristikalarının tədqiqidir.

TƏCRÜBİ HİSSƏ

Tədqiqatlar lazer ionlaşma üsulu ilə işləyən aksial-simmetrik elektrik sahəsinə malik uçuşmüddətli kütlə spektrometrinin köməyi ilə aparılmışdır (şəkil 1). Bu zaman ionların dreyf fəzasının uzunluğu 1470mm, analizatorun hesablanmış ayırdetmə qabiliyyəti 500-ə yaxın idi.



Şəkil 1. Təcrübi qurğunun sxemi:

1- volfram nümunə; 2- lazer; 3- toplayıcı linza; 4- silindrik elektrod; 5- skimmer; 6- ikinci elektron çoxaldıcısı; 7- ossilloqraf; 8- kütlə analizatoru; r_0, r_1, r_2 -silindrik analizatorun uyğun olaraq daxili, xarici və orta radiusu; α -lazer şüasının düşmə bucağı

Nümunənin (1) səthində plazma modullaşdırılmış keyfiyyət əmsali rejimində işləyən N_d - lazerinin (2) köməyi ilə əldə edilirdi. Lazer şüasının dalğa uzunluğu 1,06mkm, enerjisi 2C, impulsun davam etmə müddəti 10^{-8} s idi. Şüanın nümunənin səthinə düşmə bucağı onun səthində “sürüşmə” bucağı ilə məhdudlaşdı. Lazer şüasının fokuslanması fokus məsafəsi 300 mm olan toplayıcı linzanın (3) köməyi ilə əldə olunurdu. Nəticədə şüanın dağılma bucağı $\theta=10^{-3}$ rad., en kəsiyi $0,5 \text{ mm}^2$ olan və səthə $\alpha=85^\circ$ bucaq altında düşən şüa nümunənin səthində eni $d=0,5$ mm, uzunluğu $l=5$ mm olan ellips şəklində işıq ləkəsi əmələ gətirirdi. Nümunə kimi (1) diametri 10-20 mm olan volfram disk götürülmüşdü. Nümunə ion mənbəyinin optik oxuna perpendikulyar elə yerləşdirilmişdir ki, manipulyatorun köməyi ilə hər üç (x, y, z) istiqamətdə hərəkət edə bilirdi. Nümunənin üzərində onun oxu ilə koaksial olan silindrik elektrod (4) və skimmer (5) yerləşdirilmişdir. Bu elektroda nümunəyə nəzərən 40-50 V müsbət potensial verilmişdir. Bu nümunənin səthindən emissiya olunan ionları ion-optik sistemin (3) köməyi ilə

kütlə analizatorunun girişinə ensiz dəstə şəklində yönəlirdi.

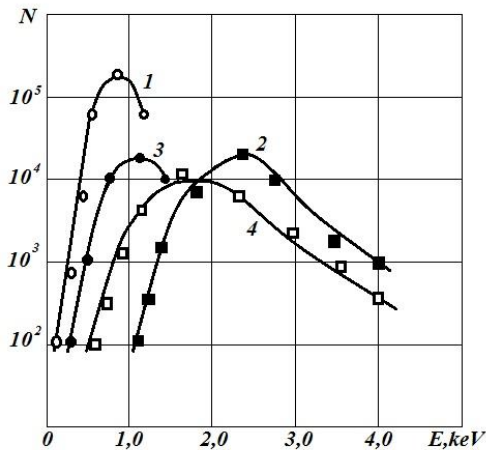
Analizatorun çıxışında BƏY-7 tipli ikinci elektron çoxaldıcısı (6) və osilloqrafin (7) köməyi ilə siqnallar qeyd olunurdu. Bu yolla analizatorun girişinə $2 \cdot 10^{-4}$ A, çıxışında isə ən yaxşı halda 10^{-6} A ion cərəyanını qeyd etmək olurdu.

Davametmə müddəti $\tau=10^{-8}$ s olan lazer impulsunun intensivliyini $1 \cdot 10^8 - 5 \cdot 10^9$ Vt/sm² intervalında dəyişmək mümkün idi. Bu zaman lazer şüasının intensivliyinin sabit qalmasına İMO – 2 cihazının köməyi ilə nəzarət edilirdi. İonların sərbəst qaçış yolunun uzunluğunu $l \geq 1500$ mm çatdırmaq üçün sistemdə qalıq qazın təzyiqi $2 \cdot 10^{-4}$ Pa çatdırılmışdı. Sistemin konstruksiyası lazer şüasının nümunənin səthinə düşmə bucağını $20^\circ-85^\circ$ –yə qədər dəyişməyə imkan verirdi.

ALINAN NƏTİCƏLƏR

Lazer elə yerləşdirilmişdir ki, onun şüasının polyarizasiya müstəvisi nümunənin səthinə perpendikulyar olsun. Bu halda şüa nümunənin səthinə kiçik bucaq altında düşən zaman alınan nəticələr digər müəlliflərin ənənəvi nəticələrindən kifayət qədər fərqlənirdi. Məsələn $\alpha=20^\circ$ olduqda nümunənin səthində praktiki olaraq diametri şüanın diametrindən böyük olmayan dairəvi krater əmələ gətirir. $\alpha=85^\circ$ olduqda kraterin dərinliyi kiçik bucaqlardakı kraterlərin dərinliyindən bir tərtib kiçik olur.

Lazer şüasının düşmə bucağı 85° olduqda əmələ gələn plazmanın element tərkibi volfram (W) nümunənin səthində adsorbsiya olunmuş qaz qatının tərkibini daha dolğun əks etdirir. Hər iki hal üçün ($\alpha=85^\circ$ və $\alpha=20^\circ$) plazmanın ion tərkibinin müqayisəsi göstərir ki, matrisanın maksimal dərəcədə yüklənmiş ionların (z_{max}) yüklənmə dərəcəsi ikinci haldakı ($\alpha=20^\circ$) ionların yüklənmə dərəcəsindən kiçikdir.



Şəkil 2. Volfram ionlarının energetik spektri ərimə bucağının $\alpha=85^\circ$ (1) və $\alpha=20^\circ$ (2), $z=1$ (1,2), $z=4$ (3,4)

Nümunəyə onun səthi ilə 85° bucaq altında düşən lazer şüaları ilə ardıcıl təsir etdikdə impulsun sayı artdıqca adsorbsiya olunmuş və qarışıq elementlərin (O, C, N, Na, K, S və Co) piklərinin həm sayı, həm də amplitudu kiçilir. Bu zaman volfram ionlarının amplitudu və ionlaşma dərəcəsi artır.

Cədvəldən görüldüyü kimi lazer şüasının birinci impulsunda kütlə spektrində (şəkil 3a) qarışıq

elementlərin O^+ , O^{2+} , C^+ , N^+ , K^{2+} , S^{2+} , S^+ , Co^+ , Co^{2+} ionları qeyd olunursa volfram ionlarının maksimal yüklənməsi üçqat (W^{3+}) olur.

Lakin üçüncü impulsdan sonra W ionunun maksimal yüklənməsi dördqata çatır; qarışıq elementlərdən isə C və O qeydə alınır. $\alpha=20^\circ$ olduqda 10 ardıcıl impulsdan sonra kütlə spektri demək olar ki, dəyişmir: bu zaman volfram atomları beşqat qədər ionlaşmış olur.

Lazer plazmasının çoxqat ionlarının enerji tərkibi şüanın nümunənin səthinə düşmə bucağından asılıdır. Şüanın “sürüşmə” halında ($\alpha \geq 85^\circ$) ionların enerji diapazonu şüanın kiçik bucaqları halındakına nisbətən daha kiçik olur. Şəkil 2-dən görünür ki, 85° bucaq altında düşən şüanın yaratdığı volfram ionlarının (W^+ və W^{4+}) maksimal enerjisi $E_{max} < 0,5-1,0$ keV olduğu halda $\alpha < 20^\circ$ halında onların enerjisi $E_{max} = 4$ keV olur.

Qeyd edək ki, analogi vəziyyət yüksək keçiriciyə və yüksək ərimə temperaturuna malik $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ keramik nümunədə də özünü göstərir; $\alpha=85^\circ$ halında bu ionların $E_{max} = 100$ eV, $\alpha=20^\circ$ olduqda isə $E_{max} = 500$ eV çatır. Bu, şəkil 2-dən də görünür. $\alpha=85^\circ$ olduqda enerji spektri yalnız bir maksimum, kiçik bucaqlarda isə rekombinasiya nəticəsində əlavə maksimumlar müşahidə olunur. Bu hal, yaranan plazmanın ilk anlarda daha yüksək dərəcə ionlaşmasından xəbər verir.

NƏTİCƏLƏRİN MÜZAKİRƏSİ

Yuxarıda qeyd olunanlardan görünür ki, kütlə spektrinin keyfiyyət görünüşü, kəmiyyət xarakteristikası və çoxqat ionların enerji spektri şüanın nümunə üzərinə düşmə bucağından kəskin asılıdır. Əgər şüa nümunə üzərinə $\alpha \geq 85^\circ$ bucaq altında düşsə və düşən şüanın intensivliyi $q = 1 \cdot 10^8 - 10^{10}$ Vt/sm², davametmə müddəti $\tau \sim 10^{-7}$ s.-dən çox deyilsə, bu zaman kiçik zaman fasiləsində maddənin üst qatı onun buxarlanma istiliyindən qat-qat çox enerji alır. Bu zaman yüksək temperatura qədər qızmış üst qat nümunəyə partlayıcı kimi təsir edir; nümunənin dərinliklərinə $v \geq 10^8$ sm/s sürəti ilə zərbə dalğası yayılır. Bu dalğa nümunənin buxarlanması üçün şərait yaradır. Temperaturun artması maddənin ionlaşmasına və onun udma əmsalının böyük sürətlə artmasına gətirir. Bu proseslər nümunənin səthini ekranlaşdırır, bu da, öz növbəsində, yaranmış plazmanın temperaturunun artmasına səbəb olur. Təbəqənin altındakı plazmanın yaranması üçün olduqca kiçik müddət ($10^{-11} - 10^{-12}$ s.) tələb olduğundan şüanın enerjisi bundan sonrakı müddətdə (10^{-8} s.) plazmanın daha da qızmasına sərf olunur. Bu cür yüksək temperatura malik plazmanın hidrodinamik dağılma prosesi nümunənin buxarlanmasını təmin edir.

Lazer şüası daha böyük bucaq altında ($\alpha \geq 80^\circ$) düşdükdə onun nümunə ilə qarşılıqlı təsir sahəsi artdığı üçün intensivliyi azalır. Təqribi hesablamalar göstərir ki, $\alpha \sim 80^\circ$ olduqda şüanın intensivliyi iki tərtib azalaraq $10^7 - 10^8$ Vt/sm² çatır. Bu heç də nümunəyə verilən enerjinin azalması demək deyil. Əgər $\alpha=20^\circ$ olduqda şüanın fokuslanmasını zəiflətməklə onun nümunə ilə təmas səthini şüanın $\alpha=85^\circ$ halında nümunənin səthində yaratdığı kraterin sahəsinə çatdırarsak onda şüanın intensivliyi 10^8 Vt/sm² –dən çox olur. Bu zaman volfram atomlarının maksimal ionlaşma dərəcəsi 2-dən çox olmur, başqa sözlə böyük bucaq altında düşmə halından kiçik olar. Onu da qeyd edək ki, $q \geq 10^9$ Vt/sm² qiymətində qarışıq element-

lərin (Na, S, Co) kütlə spektrində qeyd olunmuş ionları şüanın intensivliyinin daha böyük qiymətlərində müşahidə olunmurdu. Lakin kütlə spektrindəki piklərin sayı və

onların intensivlikləri, $\alpha=85^\circ$ halındakı intensivlikdən olduqca kiçik olurdu.

Cədvəl.

Volfram nümunənin səthində adsorbsiya olunmuş elementlərin nisbi çıxışının lazer impulsunun sayından və düşmə bucağından asılılığı

Impuls-ların sıra sayı	Elementlərin ionlarının nisbi çıxışı $\alpha=85^\circ$								
	C ⁺	C ²⁺	O ⁺	O ²⁺	N ⁺	Na ⁺	S ⁺	S ²⁺	K ⁺
	1	2	3	4	5	6	7	8	9
I	0,0024	--	0,0088	0,0032	0,0045	0,0037	--	0,0071	0,0051
II	0,0021	--	0,0037	0,0025	0,0028	0,0021	--	--	0,0037
III	0,0012	--	0,0021	0,0012	0,0013	0,0010	--	0,0014	0,0021
IV	0,0010	0,0011	--	--	--	--	--	--	--
	$\alpha=20^\circ$								
X	0,0003	--	0,0012	--	0,0007	--	--	0,0005	0,0011

Impuls-ların sıra sayı	Elementlərin ionlarının nisbi çıxışı $\alpha=85^\circ$								
	K ²⁺	Co ⁺	Co ²⁺	W ⁺	W ²⁺	W ³⁺	W ⁴⁺	W ⁵⁺	
	10	11	12	13	14	15	16	17	
I	0,0049	0,0245	--	0,267	0,449	0,227	--	--	
II	0,0031	--	0,0215	0,373	0,285	0,325	--	--	
III	0,0015	--	--	0,505	0,187	0,205	--	--	
IV	--	--	--	0,580	0,210	0,075	0,505	0,032	
	$\alpha=20^\circ$								
X	--	--	--	0,580	0,320	0,080	0,005	0,004	

$\alpha=85^\circ$ olduqda volfram atomlarının nisbətən yüksək dərəcə ionlaşması və qarışıq elementlərin müşahidə olunmasını aşağıdakı kimi izah etmək olar. Lazer şüasının $\alpha=85^\circ$ bucağı altında təsiri nəticəsində nümunənin səthində adsorbsiya olunmuş qazlar desorbsiyaya uğrayır, bu zaman matrisanın da materialının müəyyən hissəsi buxarlanır. Nümunənin səthindən qopan ionlar, neytral hissəciklər və klasterlər lazer şüasının səthdə yaratdığı güclü elektrik sahəsində ionlaşaraq plazma yaradır. Beləliklə, səth boyu "sürüşən" lazer şüası nümunənin materialını dağıtmadan onun səthində toplaşmış maddələri oradan uzaqlaşdırır.

$\alpha=85^\circ$ halında kütlə spektrində olan çoxlu piklərin və onların intensivliklərinin yaranma səbəbini belə izah etmək olar: 1. Polarizə olunmuş lazer şüasının elektrik vektorunun istiqaməti səthdən qopan zərrəciklərin uçuş istiqaməti ilə üst-üstə düşməsi nəticəsində fotoeffekt hadisəsi; 2. Səthdən buxarlanan qarışıq elementlərin güclü intensivliyə malik şüanın elektrik sahəsinin təsiri altına düşməsi ilə izah etmək olar. Lazer şüası dağınıq halında ($\theta \sim 20^\circ$) lazer şüasının intensivliyinin $q \geq 10^9 \text{ Vt/sm}^2$ olduqda onun elektrik sahəsinin intensivliyinin maksimumu

nümunənin səthindən olan məsafəsi şüanı fokuslayan linzanın kaustikasından 3 dəfə böyük olur. Hesablamalar göstərir ki, bu məsafə 15 mm təşkil edir. Lazer şüasının təsiri ilə nümunənin səthində buxarlanan maddənin hissəciklərinin sürəti 10^5 sm/s -dən çox olmadığı üçün, lazer impulsunun davam etmə müddətində onlar şüanın maksimal intensivliyə malik elektrik sahəsinə çata bilmir. $\alpha \geq 85^\circ$ olduqda buxarlanan maddənin atomlarının çox hissəsi neytral atomlar və ya zəif ionlaşmış atomlar kimi qalır. Ona görə də kütlə spektrində qarışıq elementlərin piklərinin sayı az olur.

NƏTİCƏ

Aparılan tədqiqatlar göstərir ki, lazer kütlə spektrometrik üsulla bərk nümunənin səthində adsorbsiya olunmuş elementlərin kimyəvi tərkibini öyrənmək mümkündür, bunun üçün lazer şüasını nümunənin üzərinə elə bucaq altında yönəltmək ("sürüşmüş") lazımdır ki, polarizasiya olunmuş lazer şüasının elektrik E vektorunun istiqaməti nümunənin səthini tərk edən zərrəciklərin hərəkət istiqamətində yönəlsin.

- [1] Ю.А. Быковский, В.Н. Неволин. Лазерная масс-спектрометрия, М. Энергоатомиздат, 1985, 185 с.
[2] А.М. Гашимов, К.З. Нуриев, К.Б. Гурбанов, З.К. Нурубейли. ЖТФ, 2009, т.79, в.8, с 99.

- [3] В.С. Летохов. Лазерная фотоионизационная спектроскопия. М. Наука, 1997, 256 с.
[4] З.К. Нурубейли, К. З. Нуриев, Г.М. Керимов. Электронная обработка материалов, 2013, №4, с 68-72.

K.Z. Nuriyev, T.K. Nurubeyli, G.M. Kerimli

DETERMINATION OF ELEMENTS ADSORBED BY A SURFACE LAYER OF SOLIDS BY LASER MASS-SPECTROMETRY

The content of elements, adsorbed by surface layer of solid by laser mass-spectrometric method, is determination.

It is shown that it is necessary to direct polarized laser radiation on analyzable surface at angles near "moving", so that vector E of polarized radiation coincided with the direction of particle dominating escape.

К.З. Нуриев, Т.К. Нурубейли, Г.М. Керимли

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ, АДСОРБИРОВАННЫХ ПОВЕРХНОСТНЫМ СЛОЕМ ТВЕРДЫХ ТЕЛ, С ПОМОЩЬЮ ЛАЗЕРНОЙ МАСС-СПЕКТРОМЕТРИИ

Рассмотрена возможность определения состава элементов, адсорбированных поверхностным слоем твердого тела лазерным масс-спектрометрическим методом. Показано, что для этого поляризованное лазерное излучение необходимо направить на анализируемую поверхность под углами, близкими к «скользящим» так, чтобы вектор E поляризованного излучения совпадал с направлением преимущественного вылета частиц.

Qəbul olunma tarixi: 14.12.2013

γ -ŞÜASININ CuGaSe_2 MONOKRİSTALININ SPEKTRAL PAYLANMASINA BİRBAŞA TƏSİRİ

İ. QASIMOĞLU

Azərbaycan MEA Fizika İnstitutu

Bakı –AZ-0143, H.Cavid pr.33 E-mail: gasimoglu@yahoo.com

γ -şüasının CuGaSe_2 monokristalının spektral paylanmasına birbaşa təsirdən sonra spektrin xüsusi oblastında müşahidə olunan qısa qapanma cərəyanının qiymətinin azalmasının, qadağan olunmuş zonada yerləşən lokal səviyyələrin konsentrasiyasının dəyişməsi hesabına olduğu göstərilmişdir.

Açar sözlər: qısa qapanma cərəyanı, γ -şüaları, CuGaSe_2

PACS : 61.80.Ed

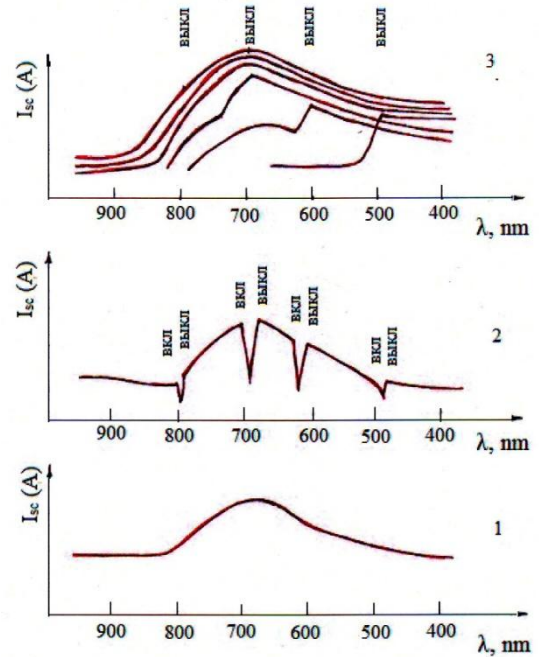
CuGaSe_2 monokristalı üçqat $A^I B^III C^{VI}_2$ yarımkəçirici birləşmələr qrupuna aiddir, ikiqat analoqu ZnSe -dir. Xalkopirit strukturunda kristallaşır (fəza qrupu $\bar{4}2m$). Bu birləşmələrin fotokeçiriciliyi çox az öyrənilmişdir. Onların qadağan olunmuş zonası düzxətlidir, otaq temperaturunda ($T=300^\circ\text{K}$) $E_g=1.65\text{eV}$ -dur, Günəş elementləri üçün optimal olan qiymətə yaxındır, keçiriciliyi e.h.q.-nin qiymətinə görə müəyyən olunmuşdur və p -tiplidir. Bu nümunələr yarımkəçirici cihazqayırmada, fotoelementlərin, işıqqeydedici cihazların hazırlanmasında böyük üstünlüyə malikdir. Ədəbiyyatda kristalların optik xassələrinə həsr olunan məqalələrin sayı kifayət edici olmasa da vardır [1]. Elektrik xassələrini əks etdirən məqalələrin sayı azdır [2]. Hazırkı iş isə γ -şüasının təsirdən sonra qısa qapanma cərəyanının qiymətində baş verən dəyişikliyə həsr olunmuşdur. Nümunənin işıqlanması müasir MDR-23 optik cihazı vasitəsi ilə həyata keçirilmişdir. Qısa qapanma cərəyanının qiyməti dəqiq elektrometrik voltmetrlə (B7-30) ölçülmüşdür. Ölçmələr azot temperaturunda (77°K) aparılmışdır. Nümunələr qaz daşıyıcıları üsulu ilə alınmışdır. Daşıyıcı olaraq yoddan istifadə olunmuşdur. Kristallara qurğuşun konteynerdə yerləşən ^{60}Co izotoplarından çıxan γ -şüaları ilə təsir edilmişdir. Təcrübələr mənbənin yanında müəyyən məsafədə birbaşa aparılmışdır. γ -kvantın enerjisi $1,25\text{ MeV}$ -dir. Müəyyən edilmiş nöqtədə intensivlik $0,60\text{ Qrey}$ -dir. Təcrübələr kiçik müqavimətli kristallarda ($R=k\Omega$) aparılmışdır.

Mövzunun aktuallığı ondan ibarətdir ki, ilk dəfə olaraq üçqat birləşmənin CuGaSe_2 spektral asılılığına γ -şüasının birbaşa təsiri öyrənilmişdir.

Məsələnin qoyuluşu: CuGaSe_2 təmiz (aşqarsız) monokristalında γ -şüasının birbaşa təsirdən sonra yaranan defektlərin keçiricilikdəki rolunu öyrənmək və bu defektlərin konsentrasiyasının kəndən təsir edən qüvvələrin hesabına artır-azalması imkanlarının müəyyənəndirilməsindən ibarətdir. Təcrübənin metodikası şüalanmadan əvvəl (ilkini) və sonrakı spektrlərin müqayisə olunması üsulu ilə həyata keçirilmişdir.

Təcrübənin aparılması: Şəkil 1(1)-dən görüldüyü kimi, şüalanmamış nümunənin spektri sadədir. Əvvəlcə apardığımız təcrübələrdəki spektrlərdən, ancaq boyunun kiçik olması ilə fərqlənir, udulma əsasən fundamental oblastda baş verir. Şəkil 1(2)-də isə γ -şüasının təsiri hesabına spektr bir az aşağıya sürüşmüşdür, dərin minimum halı müşahidə olunmur. Hər bir dalğa üçün monoxromatik işığın qarşısının bağlanıb açılması zamanı, kəskin aşağı düşmə müşahidə olunur və tez bir zamanda əvvəlki vəziy-

yət bərpa olunur. Əsas fərqi biz şəkil 1(3)-də görürük. $400\text{nm}-900\text{nm}$ intervalındakı dalğaların üzərində γ -şüasının qarşısı bağlanır, spektr aşağı enir, anomal keçiriciliyə məxsus olaraq, dalğa oxuna paralel gedir. Spektrin aşqarlı hala aid hissəsində bunu müşahidə etmirik. Bu isə xüsusi olaraq fotovoltaiq effekte məxsus olan vəziyyətdir. İndiki halda biz γ -vltaiq effekti müşahidə etmiş oluruq.



Şəkil 1. 1) CuGaSe_2 monokristalında qısa qapanma cərəyanının spektral paylanması ($I_{qq}=10^{-9}\text{A}$), 2) Nümunəyə γ və monoxromatik işıq şüası bir istiqamətdə birbaşa təsir edir: nümunə üzərinə γ şüası dəyişməz olaraq ($E=60\text{ Qrey}$) düşür, monoxromatik işıq şüasının qarşısı hər dalğa üçün bağlanır və yenidən açılır. 3) Nümunəyə γ (60 Qrey) və monoxromatik işıq şüası bir istiqamətdə təsir edir: Nümunə üzərinə monoxromatik işıq şüası ($400-900\text{ nm}$) intervalında düşür, hər bir dalğa üzərində məxsusi olaraq γ -şüasının qarşısı bağlanır və spektr yenidən təkrar olunur.

Alınan nəticələrin təhlili: mənbədən çıxan γ -şüalar nümunənin üzərinə düşərsə, udulma eksponensial qanunla baş verir. γ -şüaları d -qalınlıqlı maddədən keçdikdən sonra şüanın intensivliyi aşağıdakı kimi dəyişir.

$$I_d = I_0 e^{-\alpha d}$$

α –udulma əmsalıdır. $d = \frac{1}{\alpha}$

$$I_d = I_0 e^{-1}$$

Yəni udulma əmsalı, udan maddənin qalınlığının tərs qiymətinə bərabərdir, ona görə də γ -şüasının ilkin intensivliyi $e=2,7$ dəfə azalır. Əgər şüanı udan maddənin qalınlığı sm-lə verilsə udulma əmsalı, sm⁻¹-lə ifadə olunur, bu da udulmanın xətti əmsalı adlanır γ -şüası maddə tərəfindən udularkən maddənin atomları ilə toqquşur və ionlaşma əmələ gətirir. Bu ionlaşma enerjisinin qiymətinə görə, mühitin müəyyən olunmuş hissəsində, şüalanmanın dozası haqqında fikir irəli sürə bilərik [4]. Şəkil 1(3)-dən görüldüyü kimi, γ - şüası ilə birgə, enerjisi böyük olan işıq şüalarının təsirindən sonra ionlaşma baş vermiş və kristalın qadağan olunmuş zonasındakı dərin lokal səviyələrin konsentrasiyası dəyişmişdir. Göstərilən halda keçiriciliyin qiyməti xüsusi oblastda azalmış, aşqarlara məxsus oblastda isə dəyişməmişdir.

Təcrübələrə əsaslanaraq deyə bilərik ki, xüsusi oblastda keçiriciliyin azalması γ -şüasının hesabına yaranan defektlərin rekombinasiya prosesində iştirakına görə baş

verir. Bu necə olur: γ -şüalanmadan sonra keçiriciliyin xüsusi oblastda azalması, yaranan səpilmə və rekombinasiya hesabına olur, bu isə yükdaşıyıcıların yaşama müddətinin və yüyürüklüyünün azalması səbəbindəndir. Ədəbiyyatda [5] qeyd olunur ki, şüalanma zamanı yaranan əsas yükdaşıyıcıların udma sahəsi, qeyri-əsas yükdaşıyıcılardakına nisbətən (4-6 tərtib) çox olur. Bizim halda CuGaSe₂-nin fotokeçiriciliyində əsas rolu akseptorlar və donorlar oynadığından və elektronların qeyri-əsas yükdaşıyıcı olduğunu nəzərə alsaq, onda xüsusi oblastda radiasiya hesabına yaranan donor səviyələrində sərbəst deşiklərin udulması baş verir, yükdaşıyıcılar kompensasiya olunur və keçiricilik azalır. Aşqarlara məxsus oblastda isə kompensasiya hesabına konsentrasiyalar bərabərləşir və heç bir dəyişmə müşahidə olunmur. CuGaSe₂-nin kompensə olunmuş yarımkeçirici olmasını biz əvvəlki işlərimizdə göstərmişdik [6].

Yekun nəticə: γ -şüasının birbaşa təsirindən sonra yaranan defektlərin keçiricilikdə fəal iştirak etməsini təyin etməklə gələcəkdə defektlərin idarə olunması kimi mühüm bir nəticəni əldə etmiş oluruq. Çünki yarımkeçirici cihazlar, yükdaşıyıcıların konsentrasiyası böyük olduqda normal işləyir [7].

- [1] И.П. Пономарева, А.Ю. Серов, И.В. Боднар. ФТП, т.49, в.1, стр.23-26, 2007.
- [2] J.H. Schon, F.P. Baumgartner, E. Arushanov, H.Riazi-Nejad, Ch.Kloc, E.Bucher. Crystal Research and Technology. 31, p155-158, 1996.
- [3] И.Касумоглу, И.А.Мамедова, М.А.Алиев. Физика, XVIII, N2, sec. En. Pp. 39-41, 2012.
- [4] R. Məmmədov, Z.Qarayev. Atom enerjisi və onun elektrik enerjisinə çevrilməsi, Bakı, 1958.

- [5] A.Adrianov Ф.Ф. Коджесниров. ФТП, т.8, в.10, стр.2043, 1974.
- [6] И.Касумоглу,И.А.Мамедова,Г.С.Мехмиев, Д.Г.Гусейнов, М.А. Алиев,Н.В. Махмудова, А.С. Амиров. АМЕА Xəbərləri, N2, s. 93-94, 2012.
- [7] О.М.Коновалов. Полупроводниковые материалы, изд. Харьков, 1963.

I. Kasumoglu

DIRECT INFLUENCE OF γ -RAYS ON SPECTRAL DISTRIBUTION IN CuGaSe₂ SINGLE CRYSTALS

It was shown that after direct influence of γ -rays on spectral distribution of monocrystals CuGaSe₂, reduction of value of short circuit current is connected with change of concentration of the local levels in the band gap.

И. Касумоглу

НЕПОСРЕДСТВЕННОЕ ВЛИЯНИЕ γ -ЛУЧЕЙ НА СПЕКТРАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МОНОКРИСТАЛЛОВ CuGaSe₂

Показано, что после непосредственного влияния γ -лучей на спектральное распределение монокристаллов CuGaSe₂, уменьшение значения тока короткого замыкания в собственной области спектра, связано с изменением концентрации локальных уровней, находящихся в запрещенной зоне.

Qəbul olunma tarixi: 22.12.2013

T.Q. Məmmədov, M.A. Qurbanov, A.A. Bayramov, F.F. Yəhyayev, A.F. Nurəliyev

POLİMER KOMPOZİTLƏRDƏ KREYZLƏRİN YARANMASI VƏ İNKİŞAFI PYEZOELEKTRİK XÜSUSİYYƏTLƏRİ

Məqalədə polimer, o cümlədən kompozit materiallarda, kreyzlərin yaranması və inkişafı haqqında dərc olunmuş elmi məqalələrin xülasəsi verilib. Kreyz materialların mexaniki xüsusiyyətləri müzakirə olunub. Elektrik qaz boşalma plazmasının təsiri altında kreyzlərin yaranmasının yeni üsulu təklif olunub.

E.M. Gocayev, H.R. Əhmədova, S.İ. Səfərova, S.S. Osmanova

Al NANOHİSSƏCİKLİ ƏLAVƏLƏRİ OLAN KOMPOZİTLƏRİN DİELEKTRİK XASSƏLƏRİ

İşdə $PE+xh\%TiInSe_2$ ($1 \leq x \leq 10$) kompozitlərinin dielektrik nüfuzluqlarının və dielektrik itgi bucaqlarının 300-450K temperatur və 25Hz-1MHz tezlik intervallarında temperaturdan və tezlikdən asılılıqlarının eksperimental tədqiqinin, həmçinin alüminium nanohissəciklərinin 90h.%PE+7h.%TiInSe₂+3h.%Al; 80h.%PE+10h.%TiInSe₂+10h.%Al; 90h.%PE+3h.%TiInSe₂+7h.%Al; 90h.%PE+5h.%TiInSe₂+5h.%Al; kompozitlərinin dielektrik xassələrinə təsirinə nəticələri verilmişdir.

F.İ. Mamedov, G.S. Mehdiyev, S.M. Zərbəliyeva, E.K. Gurbanova

NƏZARƏTSİZ DEFEKTLƏRİN MONOKRİSTALLARIN FOTOELEKTRİK XÜSUSİYYƏTLƏRİNƏ TƏSİRİ

Məqalədə Bridgmen metodu ilə alınmış AgGaSe₂ monokristallarının alınması və hazırlanması zamanı meydana çıxan nəzarətsiz defektlərin kristalların fotoelektrik xüsusiyyətlərinə güclü təsir göstərməyi aydınlaşdırılmışdır. Müəyyən edilmişdir ki, monokristalların qadağan olunmuş zonasında gedən elektron proseslər tək işığın intensivliyindən yox, eyni zamanda nümunələrin təkmilliyindən də asılıdır.

Qeyd olunmuşdur ki, müxtəlif dalğalı işıq şüalarının təsiri nəticəsində AgGaSe₂ monokristallarında müşahidə olunan qalıq fotokeçiricilik və onun sönməsi mexanizmi baryer modeli əsasında yaxşı izah olunur.

E.Y. Məlikov, O.H. Əkbərov, M.B. Muradov, Q.M. Eyvazova

MALEIN ANHİDRİDİ-OKTEN 1-VİNİL BUTİL EFİRİ ÜÇLÜ BİRGƏ POLİMER MATRİSİNDƏ CdS VƏ ZnS NANOKRİSTALLARININ SİNTEZİ

CdS və ZnS nanokristallarının alınması üçün yeni matris hazırlamaq məqsədi ilə Malein anhidridi-Okten 1-Vinilbutil efiri üçlü birgə polimeri radikal terpolimerləşmə metodu ilə sintez edilmişdir. CdS və ZnS nanokristalların sintezi üçün üçlü birgə polimerin N,N-dimetilformamid məhlulunda, tiokarbamidin kadmium xlorid və sink xloridlə reaksiyasından istifadə edilmişdir. Nanokristalların formalaşmasını müəyyən etmək üçün sintez edilmiş nanokompozitlər Energetik Dispersion Rentgen analizi və İşıqburaxan Elektron Mikroskopiyası metodları ilə tədqiq edilmişdir. Alınmış nəticələrə əsasən bu nanohissəciklərin ölçüsü 5 nm-i keçmir.

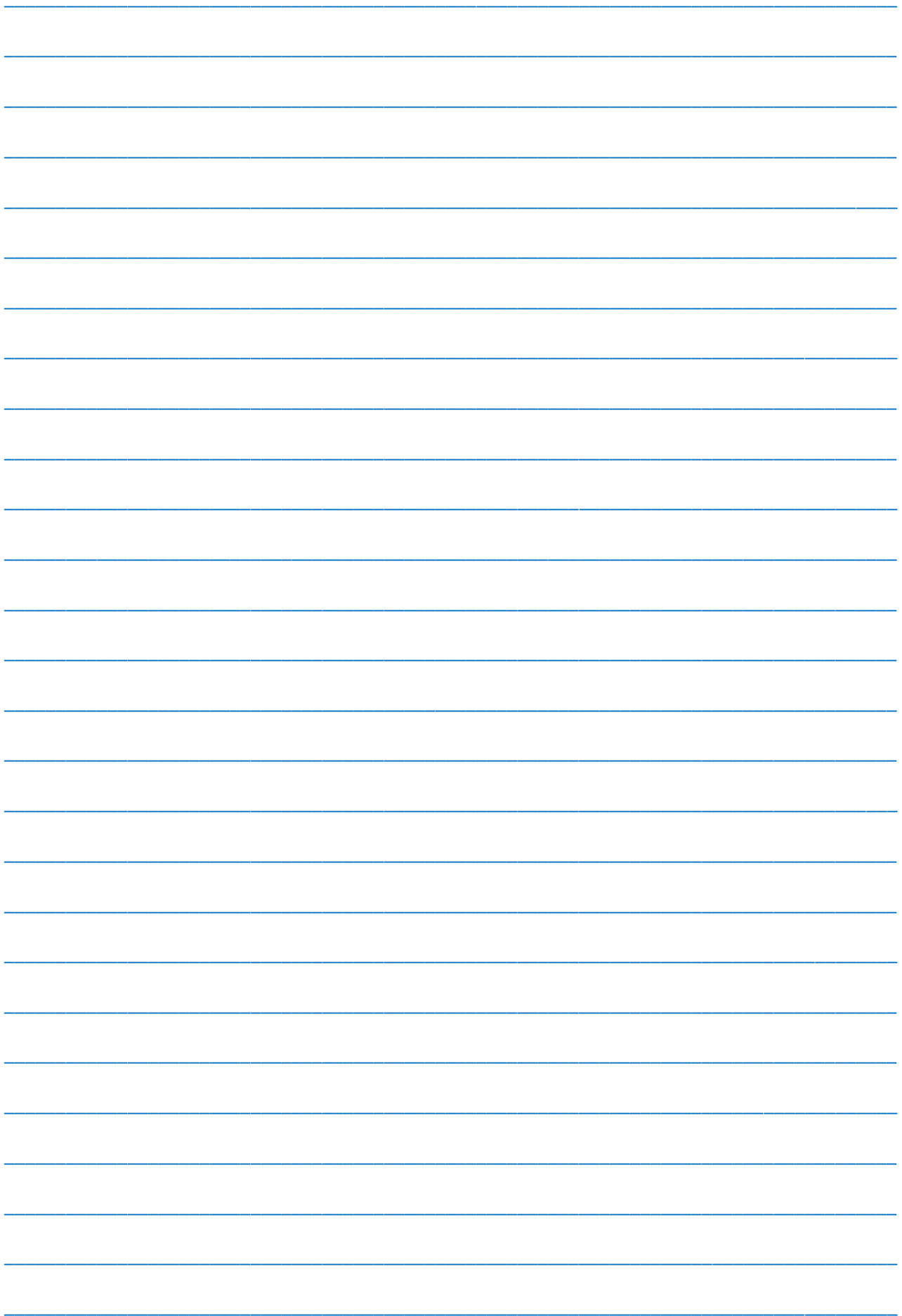
E.M. Qocayev, Ü.S. Abdurəhmanova

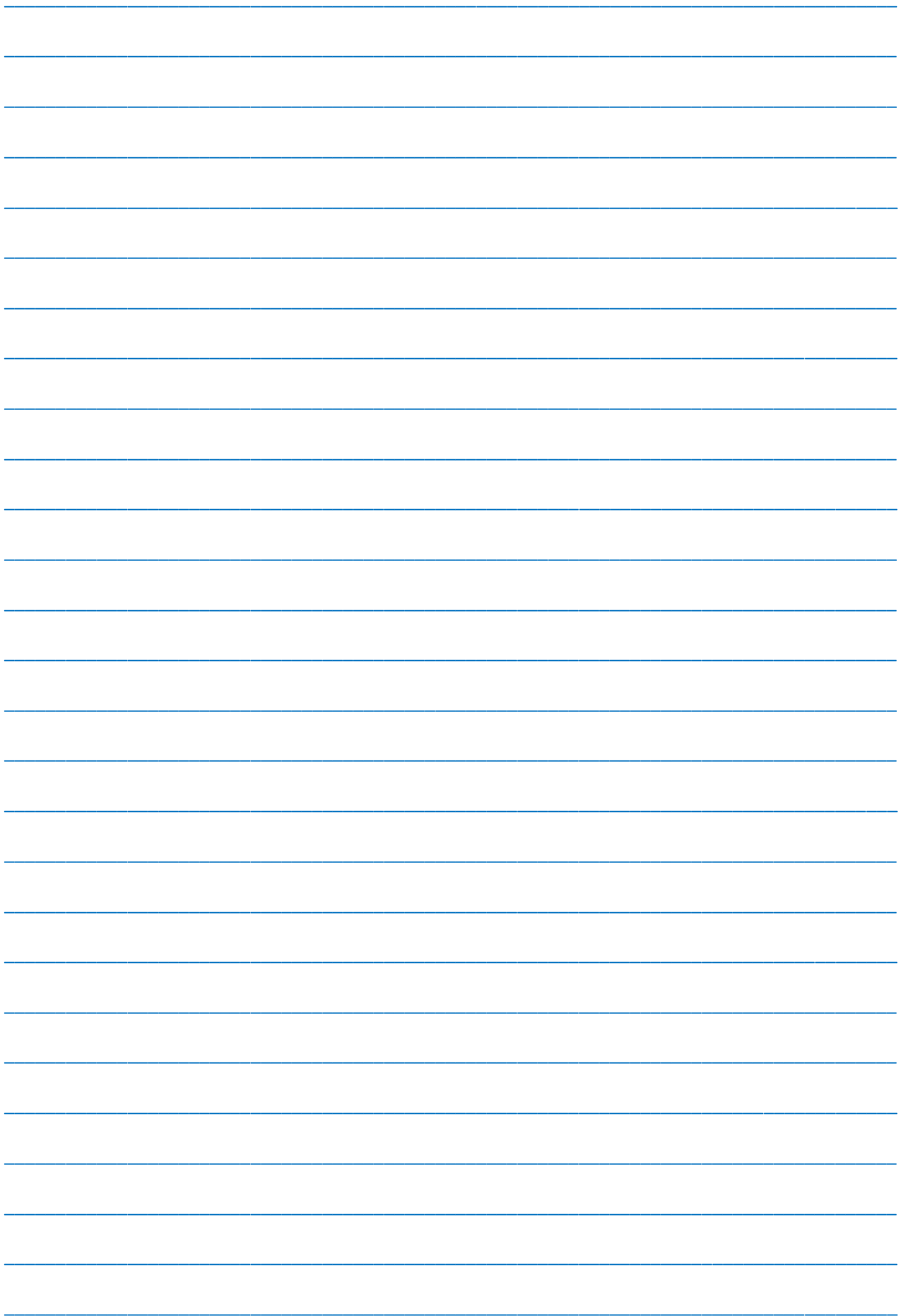
InGaTe₂ BİRLƏŞMƏSİNİN İSTİDƏN GENİŞLƏNMƏSİ VƏ İZOTERMİK SİXİLMASI

Təqdim olunan işdə tetraqonal sinqoniyada kristallaşan, D_{4h}^{18} simmetriya qrupuna, $a=8,463\text{Å}$; $c=6,981\text{Å}$ qəfəs sabitlərinə malik, zəncirvari quruluşlu, InGaTe₂ üçqat birləşməsinin istidən genişlənmə və izotermik sıxılma əmsallarının temperatur asılılıqlarının tədqiqinin nəticələri verilmişdir. Müəyyən edilmişdir ki, tədqiq olunan 80-350K temperatur intervalında $\delta(T)$ və $\chi_T(T)$ asılılıqlarında anomaliya mövcud deyil.

MÜNDƏRİCAT

1. TlInS₂, TlGaSe₂ və TlGaS₂ monokristallarının sıçrayışlı keçiricilik mexanizminə sürətlənmiş elektron seli ilə şüalanmanın təsiri 3
Ə.Ə. İsmayılov
2. Bərk maddələrin səthində adsorbsiya olunmuş elementlərin lazer kütlə spektrometrik yolla təyini 6
K.Z. Nuriyev, T.K. Nurubəyli, Q.M. Kərimli
3. γ -şüasının CuGaSe₂ monokristalının spektral paylanmasına birbaşa təsiri 10
İ. Qasımoğlu
4. FİZİKA, 2013, vol. XIX №4, section: En buraxılışında dərc olunan məqalələrin qısa xülasəsi 12







www.physics.gov.az