



ISSN 1028-8546

Volume XVII, Number 4

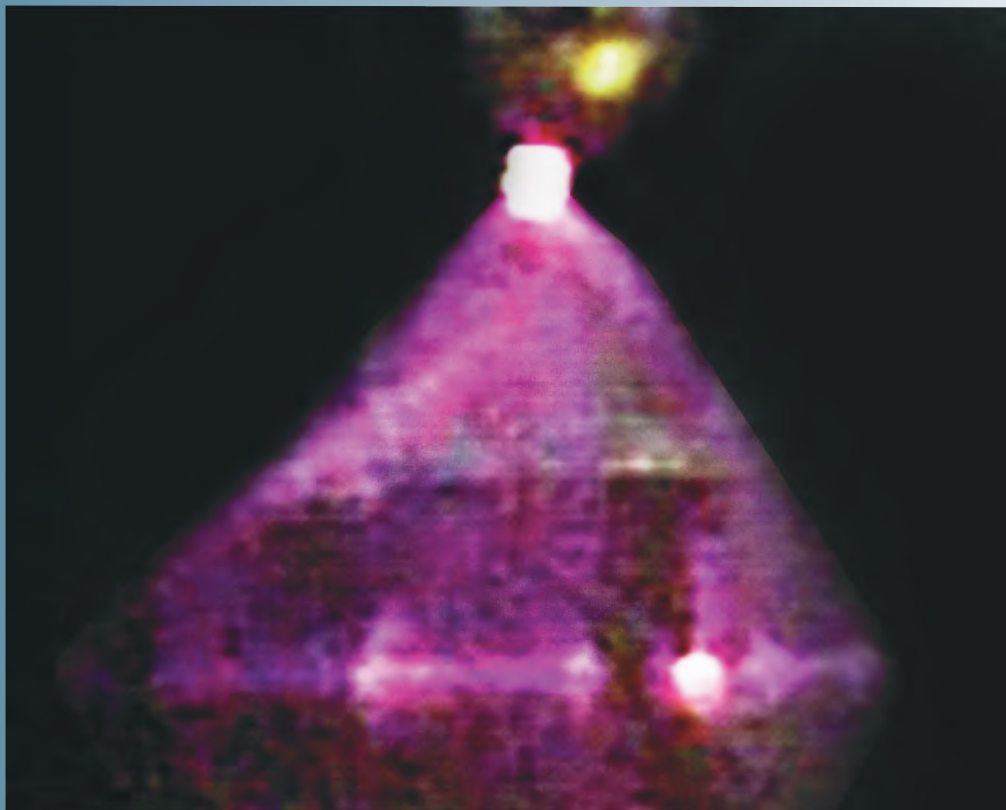
Section: Az

December, 2011

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

Mahmud KERIMOV

EDITORS-IN-CHIEF

Arif HASHIMOV
Chingiz QAJAR

SENIOR EDITOR

Talat MEHDIYEV

INTERNATIONAL REVIEW BOARD

Ivan Scherbakov, Russia
Kerim Allahverdiyev, Turkey
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
Vali Huseynov, Azerbaijan
Javad Abdinov, Azerbaijan
Bagadur Tagiyev, Azerbaijan
Tayar Djafarov, Azerbaijan

Talat Mehdiyev, Azerbaijan
Nazim Mamedov, Azerbaijan
Emil Guseynov, Azerbaijan
Ayaz Bayramov, Azerbaijan
Tofiq Mammadov, Azerbaijan
Salima Mehdiyeva, Azerbaijan
Shakir Naqiyev, Azerbaijan
Rauf Guseynov, Azerbaijan
Almuk Abbasov, Azerbaijan
Yusif Asadov, Azerbaijan

TECHNICAL EDITORIAL BOARD

senior secretary Elmira Akhundova, Nazli Guseynova, Sakina Aliyeva,
Nigar Akhundova, Elshana Tarlanova

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/index1.html

It is authorized for printing: 27.12.2011

Published at: "ŞƏRQ-QƏRB"
17 Ashug Alesger str., Baku
Typographer :Aziz Gulaliyev

Sent for printing on: __ 12.2011

Printing approved on: __ 12.2011

Physical binding: _____

Number of copies: _____ 200

Order: _____

Ge_{0,99}Ln_{0,01}S MONOKRİSTALLARININ KİNETİK PARAMETRLƏRİNİN VƏ YÜKDAŞIYICILARININ SƏPİLMƏ MEXANİZMİNİN TƏDQIQI

A.S. ƏLƏKBƏROV, C.M. SƏFƏROV, R.B. BAYRAMOV

Azərbaycan Dövlət Pedaqoji Universiteti

Bakı, Ü. Hacıbəyov küç.34

Holl cərəyanının ölçülməsi nəticəsində GeS monokristalında yükdaşıyıcıların optik fononlardan səpilməsi müəyyən edilmişdir. 320K temperaturunda, Ge_{0,99}Ln_{0,01}S (Ln-Nd; Sm; Gd) monokristallarında yükdaşıyıcıların əsas səpilmə mexanizmini dislokasiyalardan səpilmə təşkil edir. GeS və Ge_{0,99}Ln_{0,01}S (Ln-Nd; Sm; Gd) monokristallarının elektrikkeçiriciliyinin temperatur asılılığı öyrənilmişdir. Bütün tədqiq olunan yarımkeçirici monokristallar *p*-tipdir.

Açar sözlər: optik fononlar, səpilmə mexanizmi, yarımkeçirici, dislokasiyalar, monokristal.

UOT: 537.311.322

Yarımkeçirici maddələrin fundamental parametrlərindən biri sərbəst elektron və deşiklərin yürüklüyüdür. Yükdaşıyıcıların yürüklüyü onların bir-biri ilə qarşılıqlı təsirindən, habelə kristalın defektlərindən - aşqar mərkəzlərindən, vakansiyalardan, dislokasiyalardan və s. asılıdır. Bərk məhlul kristallarında sərbəst yükdaşıyıcıların yürüklüyünün geniş temperatur intervalında dəyişməsinin səciyyəvi cəhəti ərintidəki nizamsızlıqla bağlı səpilmə mexanizmidir.

Bərk məhlul kristallarında səpilmə mexanizmini təyin etmək üçün yürüklüyün kristal qəfəsdən və defektlərdən səpilmə zamanı müşahidə olunan qanunauyğunluqları müəyyən etmək lazımdır.

Yarımkeçirici kristallarda yürüklüyün təyin edilməsinin ən əlverişli metodlarından biri Holl cərəyanının ölçülməsi ilə bağlı olan metoddur. Holl cərəyanı metodu daha çox yüksək müqavimətli maddələrdə yükdaşıyıcıların səthi səpilmə mexanizmini müəyyən etməyə imkan verir.

Ge_{0,99}Ln_{0,01}S monokristallarının fotokeçiriciliyinin kinematikasının tədqiqi göstərir ki, aşağı müqavimətli nümunələrlə müqayisədə yüksək müqavimətli maddələrin yürüklüyünün azalması əlavə səpilmə mərkəzlərinin yaranması ilə bağlıdır. Nadir torpaq metalları olan Nd, Sm və Gd oksidləşməyə meyl etməsi, ana maddə ilə müqayisədə səth keçiriciliyinin artmasına təsir edir.

Paralelopiped şəklində olan nümunədə *z* oxu istiqamətində maqnit sahəsi yaradıb *x* istiqamətində cərəyan keçirsək, *y* oxu istiqamətində yaranmış olan Holl cərəyanı

$$J_y = -\frac{a}{b} \mu_p J_x B_z$$

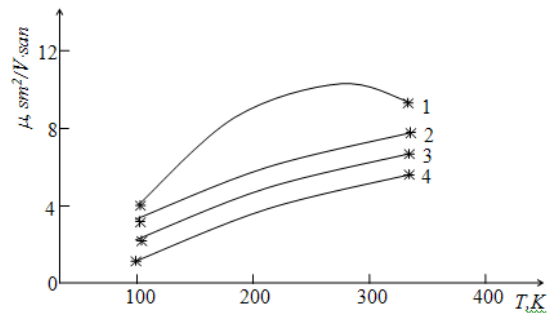
düsturu ilə hesablanır. Burada *b* və *a* nümunənin eni və uzunluğu, *J_x*-oxu istiqamətində nümunədəki cərəyan şiddəti, *B_z* -*z* oxu istiqamətində yönələn maqnit induksiya vektoru, *J_y* - *y* oxu istiqamətində yaranan Holl cərəyanıdır. Ge_{0,99}Ln_{0,01}S monokristallarında əsas yükdaşıyıcılar deşiklər olduğundan təcrübədə onların μ_p yürüklüyü hesablanır. Holl cərəyanını ölçmək üçün nümunədə omik kontaktlar yaratmaq üçün akvadakdan istifadə edilmişdir. Kontaktların omik olub-olmadığı isə VAX vasitəsi ilə yoxlanılmışdır. Ölçmələr həm cərəyanın, həm də maqnit sahəsinin istiqamətini dəyişdirməklə aparılmışdır.

GeS və Ge_{0,99}Ln_{0,01}S (Ln-Nd; Sm; Gd) monokristallarının yürüklüyünün geniş temperatur intervalında (100 ÷ 320K) asılılığı 1-ci şəkildəki qrafikdə göstərilmişdir. Qrafikdən görüldüyü kimi, Ln aşqarları vurulmuş

monokristallarda yürüklük GeS ilə müqayisədə xeyli azalır. Bunun səbəbi kristalda səpilmə mexanizminin dəyişməsidir.

$J_{(H)}$ Holl cərəyanının geniş temperatur intervalında dəyişməsi monoton xarakterlidir. Aşağı temperaturlarda əsas səpilmə mexanizmi aşqarlardan səpilmədir. Temperaturun artması ilə yükdaşıyıcıların səpilməsində üstünlük kristal qəfəsdən səpilməyə keçir.

Yürüklüyün belə temperatur asılılığı onu deməyə imkan verir ki, bu kristallarda yükdaşıyıcıların hərəkəti sıçrayışlarla baş verir. Yükdaşıyıcıların əksəriyyəti zəif rabitəli hallarda olur. Yalnız temperaturun müəyyən artımında onların bir hissəsi sərbəstləşir. Belə keçidlərin sayı temperaturun artması ilə mütənəsib artır.



Şəkil 1. Ge_{0,99}Ln_{0,01}S monokristallarının yürüklüyünün temperatur asılılığı 1-GeS; 2-Ge_{0,99}Nd_{0,01}S; 3- Ge_{0,99}Sm_{0,01}S; 4- Ge_{0,99}Gd_{0,01}S

GeS kristalında $\mu(T)$ əyrisinin maksimumdan keçməsinə səbəb bu maksimuma uyğun temperaturda yükdaşıyıcıların əsasən kristal qəfəsin optik rəqslərindən səpilməsidir. Bu zaman digər səpilmə mexanizmlərini nəzərə almamaq da olar. Temperaturun sonrakı artımında səpilmə mexanizmi dəyişdiyindən yürüklük azalır. Vurulan aşqarların konsentrasiyası artdıqca həmin aşqarlardan səpilmənin ehtimalı da artır.

Ge_{0,99}Ln_{0,01}S monokristallarına gəldikdə, NTM atomları GeS kristal qəfəsini deformasiya etməklə yanaşı matrisada yüklü aşqar mərkəzlər yaradır. $T \geq 300K$ temperaturlarında bu kristallarda əsas səpilmə mexanizmini həmin mərkəzlərdən olan səpilmə təşkil edir.

Yuxarıda deyilənlərdən aydın olur ki, Ge_{0,99}Ln_{0,01}S monokristalları çox mürəkkəb səpilmə mexanizminə malikdir. Fərz etsək ki, bütün səpilmə mexanizmləri bir-birindən asılı deyil, onda tam səpilmə ehtimalı ayrı-ayrı mexanizmlərin səpilmə ehtimalları cəminə bərabərdir.

Deməli, yükdaşıyıcıların xarici sahənin təsiri ilə hərəkətinin xarakteri, verilmiş temperatur intervalında, hansı səpilmə mexanizminin dominant olmasından asılıdır. Aparılan çoxsaylı təhlillər göstərir ki, bizim öyrəndiyimiz yarımkeçirici kristallarda yekun yürlüklüyü yüklü aşqarlardan və fononlardan səpilmə ilə müəyyən edilir.

Holl cərəyanı vasitəsi ilə yükdaşıyıcıların yürlüklüyünün və səpilmə mexanizminin, elektrikkeçiriciliyinin temperatur asılılığının kompleks tədqiqi bir sıra kinetik parametrləri təyin etməyə imkan verir. Belə kinetik parametrlərə misal olaraq sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiyasını, Holl əmsalını göstərmək olar.

p-tip yarımkeçiricinin xüsusi elektrik keçiriciliyi

$$\sigma = e \cdot n_p \cdot \mu_p$$

düsturu ilə hesablanır. Burada *e* - elementar yük, *n_p*-deşiklərin konsentrasiyası, *μ_p* -deşiklərin yürlüklüyüdür.

Əgər Holl cərəyanı metodu ilə yükdaşıyıcıların yürlüklüyü tapılsa, onda nümunənin elektrikkeçiriciliyini otaq temperaturunda bilməklə sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiyasını təyin etmək olar. Bu üsuldən istifadə etməklə biz həm GeS, həm də Ge_{0,99}Ln_{0,01}S (Ln-Nd; Sm; Gd) monokristallarında konsentrasiyanı təyin etmişik. Alınan nəticələr aşağıdakı cədvəldə göstərilmişdir.

| Nümunə | Konsentrasiya, sm ⁻³ |
|---|---------------------------------|
| GeS | 5.71·10 ¹⁴ |
| Ge _{0,99} Nd _{0,01} S | 8.93·10 ¹² |
| Ge _{0,99} Nd _{0,01} S | 1.42·10 ¹³ |
| Ge _{0,99} Nd _{0,01} S | 9.69·10 ¹³ |

Yükdaşıyıcıların konsentrasiyası məlum olduqda, verilmiş temperaturda Holl əmsalını təyin etmək olar:

- [1] Ф. Бламм. Теория подвижности электронов в твёрдых телах. М. ИЛ. 1963. гл.5
- [2] I.O. Dimmock, A.J. Freeman, R.E. Watson. Quantum Theory of Atoms, Molecules and State. New-York, Academic Press, 1966. p-1055.
- [3] И.П. Анищенко, В.С. Вавилов, А.Груба, Г.К.Рацулова. Фотоэлектрические свойства кристалл-

$$R = \frac{1}{e \cdot n}$$

ического GeS. Краткие сообщения по физике. ФИАН. СССР. 1978. №11, с.33-38.

[4] Г. Буш, У. Винклер. Определение характеристических параметров полупроводников. М ИЛ. 1959. с.77, 89,103.

[5] Д.И. Блецкан, В.И. Будянский, И.Я. Городецкий, А.И. Феодоров, М.К. Шейнкман. ФТП. 1975, т.9. №8, с.1512-1516.

Qeyd etmək lazımdır ki, bu ifadə o zaman doğrudur ki, bütün yükdaşıyıcıların relaksasiya müddəti eyni olsun. Bu şərti qəbul etmiş olsaq, Ge_{0,99}Ln_{0,01}S (Ln-Nd; Sm; Gd) monokristalları üçün tərəfimizdən alınmış Holl əmsalları aşağıdakı cədvəldə göstərilmişdir.

| Nümunə | Holl əmsalı, sm ³ /Kl |
|---|----------------------------------|
| GeS | 1.27·10 ⁴ |
| Ge _{0,99} Nd _{0,01} S | 13.37·10 ⁵ |
| Ge _{0,99} Nd _{0,01} S | 9.68·10 ⁴ |
| Ge _{0,99} Nd _{0,01} S | 1.53·10 ⁴ |

Beləliklə, Holl cərəyanı metodunu tətbiq etməklə yarımkeçirici nümunələrin elektrikkeçiriciliyini tədqiq edərək aşağıdakı nəticələr əldə edilmişdir:

- Ge_{0,99}Ln_{0,01}S (Ln-Nd; Sm; Gd) monokristallarında, aşağı temperaturlarda yükdaşıyıcılar ancaq atom aşqarlarından və dislokasiyalardan səpilir;

-temperaturun artması ilə GeS monokristalında əsas səpilmə mexanizmi optik fononlardan səpilmə mexanizmi olur;

- Ge_{0,99}Ln_{0,01}S (Ln-Nd; Sm; Gd) monokristallarında isə 320K temperatura qədər dominant səpilmə mexanizmini dislokasiyalardan səpilmə təşkil edir;

-elektrikeçiriciliyinin və yükdaşıyıcıların yürlüklüyünün temperaturdan asılılığı göstərir ki, həm GeS matrisası, həm də Ge_{0,99}Ln_{0,01}S (Ln-Nd; Sm; Gd) monokristalları *p*-tip yarımkeçiricilərdir.

A.S. Alekberov, Дж.М. Сафаров, Р.Б. Байрамов

ИССЛЕДОВАНИЕ КИНЕТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ И МЕХАНИЗМА РАССЕЯНИЯ НОСИТЕЛЕЙ ТОКА В МОНОКРИСТАЛЛАХ Ge_{0,99}Ln_{0,01}S

В результате измерения холловского тока было установлено, что носители тока в монокристалле GeS рассеиваются на оптических фонах. Но в монокристаллах Ge_{0,99}Ln_{0,01}S(Ln-Nd, Sm, Gd) при температуре 320К доминирующим механизмом рассеяния носителей тока является рассеяние на дислокациях.

Была исследована температурная зависимость электропроводности монокристаллов GeS и Ge_{0,99}Ln_{0,01}S(Ln-Nd, Sm, Gd). Все монокристаллы были полупроводниками *p*- типа.

A.S. Alekberov, C.M. Safarov, R.B. Bayramov

INVESTIGATION OF KINETIC PARAMETERS AND MECHANISM SCATTERING OF CHARGE CARRIES IN SINGLE-CRYSTALS Ge_{0,99}Ln_{0,01}S

It is established that charge carries in single-crystal of GeS scatter on optical phonons by Hall current measurement. But in single-crystals of Ge_{0,99}Ln_{0,01}S(Ln-Nd, Sm, Gd) the dominant scattering mechanism is the scattering on dislocation at 320K.

The temperature dependence of electrical conduction of GeS and Ge_{0,99}Ln_{0,01}S(Ln-Nd, Sm, Gd) single-crystals is investigated. The all single-crystals are *p*-type semiconductors.

Qəbul olunma tarixi: 05.10.2011

İZOPROPİL SPİRTİ MOLEKULUNUN TRANS-KONFORMERİNİN STRUKTURU

S.B. KAZIMOVA

AMEA, akademik H.Abdullayev adına Fizika İnstitutu
AZ-1143 Bakı, H.Cavid prospekti. 33

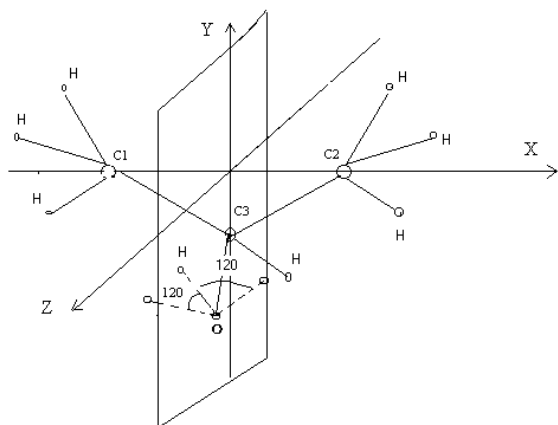
Məqalədə izopropil spirti molekulunun trans-konformerinin struktur parametrlərinin ən kiçik kvadratlar metodu ilə dəqiqləşdirilməsindən bəhs edilir.

Açar sözlər: izopropil spirti, transkonformerin strukturu, fırlanma spektri.

UOT: 539.193.194

Molekulların fırlanma sabitləri onların strukturu barədə informasiya daşıyıcılarıdır. Bu informasiyanın əldə edilməsi mikrodalğalı spektroskopiyanın əsas məsələlərindən biridir. Molekulların fırlanma sabitləri əsasında onların struktur parametrlərinin təyin edilməsi tərs məsələ adlanır. Bu məqalədə izopropil spirti molekulunun trans-konformerinin struktur parametrləri onun fırlanma sabitləri əsasında təyin olunur. Son illər izopropil spirti molekulunun $(\text{CH}_3)_2\text{CHOH}$ [1] trans-konformerinin və onun izotopəvəzləməli $(\text{CH}_3)_2\text{CHOD}$ və $(\text{CD}_3)_2\text{CDOH}$ [2] nümunələrinin fırlanma və rəqsi-fırlanma spektrlərinin tədqiq edildiyi tezliklərin diapazonu kifayət qədər genişlənməmişdir. Bu tədqiqatların nəticəsində bu molekulların spektroskopik sabitlərini (fırlanma və mərkəzəqaçma sabitlərini) xeyli dəqiqləşdirmək mümkün olmuşdur. Bu da öz növbəsində bu spirtin əvvəllər təyin edilmiş struktur parametrlərinin dəqiqləşdirilməsi məsələsini ortaya çıxarır [3].

Bir çox işlərdə molekulların struktur parametrlərini təyin etmək üçün Kreyçmen metodundan [4] istifadə olunub. Bu metodun mikrodalğalı spektroskopiya geniş tətbiq olunmasına baxmayaraq, o bir sıra çatışmamazlıqlara (bu metodla təyin olunan struktur parametrləri ilə tənzil struktur parametrləri arasında aşkar asılılığın olmaması, molekulların baş oxlarına yaxın yerləşən atomlarının koordinatlarının təyində yüksək xətalara ortaya çıxması və s.) malikdir.



Şəkl. 1. İzopropil spirti molekulunun $(\text{CH}_3)_2\text{CHOH}$ koordinat sistemində təsviri

Norsberqer tərəfindən təklif olunan üsul (molekulların əsas halının baş ətalət momentlərinin qiymətləri əsasında molekulların eyni zamanda izotopəvəzləməli ixtiyari sayda izotopomerlərinin ətalət momentlərindən istifadə etməklə struktur parametrlərinin təyin edilməsi) daha əlverişlidir [5]. Bu metoddan istifadə olunması molekulların baş oxlarına yaxın yerləşən atomlarının mövcud olduğu hallarda daha məqsədəuyğundur və bu halda yuxarıda sadalanan çatışmamazlıqlar aradan qalxır. Ancaq qeyd olunmalıdır ki, bu üsulla alınan struktur parametrləri Kreyçmen metodu ilə alınan struktur parametrlərindən fərqlənir.

Təqdim olunan işdə izopropil spirti molekulunun $(\text{CH}_3)_2\text{CHOH}$ trans-konformerinin və onun izotopəvəzləməli $(\text{CH}_3)_2\text{CHOD}$ və $(\text{CD}_3)_2\text{CDOH}$ izotopomerlərinin təcrübi təyin olunmuş fırlanma sabitləri əsasında bu molekulun struktur parametrləri Norsberqer üsulu ilə təyin olunmuşdur. Fırlanma sabitlərini hesablamaq üçün koordinat sistemi şəkil 1-də göstəriləndiyi kimi seçilmişdir.

Hesablamaları sadələşdirmək üçün koordinat sistemi elə yerləşdirilmişdir ki, $\text{H}_7, \text{O}, \text{C}_1, \text{H}_8$ atomları YOX müstəvisində, hər metil qrupunun bir hidrogen atomu isə ZOY müstəvisində yerləşsinlər, qalan iki hidrogen atomu isə bu müstəvidən əks tərəflərdə bərabər məsafədə yerləşsinlər. $\text{R}(\text{C}_1-\text{C}_2)=\text{R}(\text{C}_1-\text{C}_3)$ və bütün metil qrupları üçün $\text{R}(\text{C}-\text{H}_a)=\text{R}(\text{C}_2-\text{H}_1)=\text{R}(\text{C}_2-\text{H}_2)=\text{R}(\text{C}_2-\text{H}_3)=\text{R}(\text{C}_3-\text{H}_4)=\text{R}(\text{C}_3-\text{H}_5)=\text{R}(\text{C}_3-\text{H}_6)$ olduğunu qəbul edərək molekulun struktur parametrlərinin təyində aşağıda göstərilən qaydada işarə olunmuş on parametrdən istifadə edilib.

$\text{R}(\text{C}-\text{C}) \rightarrow a; \text{R}(\text{C}-\text{O}) \rightarrow b; \text{R}(\text{O}-\text{H}) \rightarrow c; \text{R}(\text{C}-\text{H}_a) \rightarrow d;$

$\text{R}(\text{C}-\text{H}_b) \rightarrow h; \langle \text{CCC} \rangle \rightarrow \alpha; \langle \text{COH} \rangle \rightarrow \beta; \langle \text{CCO} \rangle \rightarrow \gamma;$

$\langle \text{CCH}_a \rangle \rightarrow \delta; \langle \text{CCH}_b \rangle \rightarrow \varphi.$

Verilmiş koordinat sistemində izopropil spirti molekulunun atomlarının bu struktur parametrləri ilə ifadə olunmuş ifadələri cədvəl 1-də verilmişdir. $\text{R}(\text{C}-\text{H}_a), \text{R}(\text{C}-\text{H}_b), \langle \text{CCH}_a \rangle, \langle \text{CCH}_b \rangle$ parametrlərini sabit olaraq verilmiş və $\text{R}(\text{C}-\text{H})=\text{R}(\text{C}-\text{D})$ olduğunu qəbul edərək struktur parametrlərinin ən kiçik kvadratlar üsulu ilə təyin olunmasına başlanmışdır. Bunun üçün hər bir izotopomer üçün fırlanma sabitləri hesablanaraq onların təcrübi təyin olunmuş qiymətlərinə ən kiçik kvadratlar üsulu ilə yaxınlaşdırılıb. Struktur parametrləri üçün hər addımda alınmış düzəlişlər əvvəlki qiymətlərinə əlavə olunaraq proses davam etdirilmişdir. Bu iterasiya prosesi o vaxtdək davam etdirilmişdir ki, struktur parametrlərinin iki ardıcıl prosesdə

alınan düzəlişləri arasındakı fərqlər nəzərə alınmayacaq qədər kiçik olsun. Struktur parametrlərinin dəqiqləşdirilmiş qiymətləri cədvəl 2-də verilmişdir. Cədvəldə həmçinin struktur parametrlərinin təyin olunma xətaləri və onların korrelyasiya matrisi də verilmişdir. Cədvəldən görünür ki, R(C-C) və R(C-O), R(C-C) və <CCC, R(C-O) və <CCC arasındakı korrelyasiyalar böyükdür. Bu O atomunun molekulun baş oxuna yaxın yerləşməsi ilə izah oluna bilər. Cədvəl 3-də izopropil spirti molekulasının və onun izotopomerlərinin fırlanma sabitlərinin struktur pa-

rametrlərinin dəqiqləşdirilmiş qiymətləri əsasında hesablanmış və təcrübi təyin olunmuş qiymətləri verilmişdir. Bu cədvəldən göründüyü kimi fırlanma sabitlərinin struktur parametrlərinin dəqiqləşdirilmiş qiymətləri əsasında hesablanmış qiymətləri ilə onların təcrübi təyin olunmuş qiymətləri arasındakı fərq A və B sabitləri üçün 1Mhs-dən, C sabiti üçün isə 3Mhs-dən çox deyil, bu struktur parametrlərinin ən kiçik kvadratlar metodu ilə dəqiqləşdirilməsinin müvəffəqiyyətlə aparıldığını göstərir.

Cədvəl 1.

İzopropil spirti molekulunun atomlarının struktur parametrləri ilə ifadə olunmuş koordinatları

| | X | Y | Z |
|----|---|---|---|
| C1 | $-a \cdot \sin(\alpha/2)$ | 0 | 0 |
| C2 | $-a \cdot \sin(\alpha/2)$ | 0 | $a \cdot \cos(\alpha/2)$ |
| C3 | $a \cdot \sin(\alpha/2) \dots$ | 0 | $a \cdot \cos(\alpha/2)$ |
| H1 | $x(C2) - d \cdot \cos(\delta - \alpha/2)$ | 0 | $z(C2) - d \cdot \cos(\delta - \alpha/2)$ |
| H2 | $x(C2) - (((d \cdot \cos(180 - \delta))^2 + (0,5 \cdot d \cdot \sin(180 - \delta))^2)^{0,5} \cdot \sin(\arctg(0,5 \cdot \tg(180 - \delta)) - (90 - \alpha/2))) >$ | $(0,5 \cdot d \cdot \sin(180 - \delta)) \cdot \tg(60)$ | $z(C2) + (((d \cdot \cos(180 - \delta))^2 + (0,5 \cdot d \cdot \sin(180 - \delta))^2)^{0,5} \cdot \sin(\arctg(0,5 \cdot \tg(180 - \delta)) + (90 - \alpha/2))) >$ |
| H3 | $x(H2)$ | $-(0,5 \cdot d \cdot \sin(180 - \delta)) \cdot \tg(60)$ | $z(H2)$ |
| H4 | $-x(H1)$ | 0 | $z(H1)$ |
| H5 | $x(C3) - (((d \cdot \cos(180 - \delta))^2 + (0,5 \cdot d \cdot \sin(180 - \delta))^2)^{0,5} \cdot \sin(\arctg(0,5 \cdot \tg(180 - \delta)) - (90 - \alpha/2))) >$ | $Y(H2)$ | $z(H2)$ |
| H6 | $x(H5)$ | $Y(H3)$ | |
| H7 | 0 | $(b \cdot \cos(\alpha \cdot \cos(\cos\gamma / \cos(\alpha/2)) - 90) + c \cdot \cos((270 - \beta - \arccos(\cos\gamma / \cos(\alpha/2))))))$ | $-(b \cdot \sin(\arccos(\cos\gamma / \cos(\alpha/2)) - 90) + c \cdot \sin(270 - \beta - \arccos(\cos\gamma / \cos(\alpha/2))))$ |
| H8 | 0 | $-(h \cdot \cos(180 - (\arccos(\cos\phi / \cos(\alpha/2))))))$ | $-(h \cdot \sin(180 - (\arccos(\cos\phi / \cos(\alpha/2))))))$ |
| O | 0 | $(b \cdot \cos(\arccos(\cos\gamma / \cos(\alpha/2)) - 90))$ | $-(h \cdot \sin(\arccos(\cos\phi / \cos(\alpha/2)) - 90))$ |

Cədvəl 2.

İzopropil spirti molekulunun struktur parametrləri

| Struktur parametrləri | Qiymətlər | Xətalər | Korrelyasiya matrisi | | | | | | |
|-----------------------|-----------|----------|----------------------|--------|--------|--------|-------|------|--|
| | | | | | | | | | |
| R(C-C) | 1,51855 | .0,00032 | 1,00 | | | | | | |
| R(C-O) | 1,44928 | 0,00064 | .0,966 | 1,00 | | | | | |
| R(O-H) | 0,94976 | 0,00092 | .0,344 | 0,121 | 1,00 | | | | |
| <CCC | 113,19025 | 0,00063 | -0,998 | 0,960 | 0,342 | 1,00 | | | |
| <COH | 107,95312 | 0,00135 | 0,687 | -0,589 | -0,696 | -0,688 | 1,00 | | |
| <CCO | 110,37346 | 0,00028 | 0,720 | -0,864 | 0,324 | -0,704 | 0,165 | 1,00 | |
| R(C-Ha) | | | | | | | | | |
| R(C-Hb) | | | | | | | | | |
| <CCHa | | | | | | | | | |
| <CCHb | | | | | | | | | |

İZOPROPİL SPİRTİ MOLEKULUNUN TRANS- KONFORMERİNİN STRUKTURU

Cədvəl 3.

İzopropil spirti molekulasının, onun izotopomerlərinin struktur parametrləri əsasında hesablanmış və təcrübi təyin olunmuş fırlanma sabitləri.

| Molekul | Fırlanma sabitləri | Təc. | Hes. | Təc.-Hes. |
|--------------------------------------|--------------------|----------|----------|-----------|
| (CH ₃) ₂ CHOH | A | 8489,013 | 8488,561 | 0,452 |
| | B | 8041,915 | 8041,014 | 0,901 |
| | C | 4765,231 | 4766,137 | -0,906 |
| (CD ₃) ₂ CDOH | A | 7035,758 | 7036,880 | -1,122 |
| | B | 6006,331 | 6006,467 | -0,156 |
| | C | 3915,429 | 3912,544 | 2,885 |
| (CH ₃) ₂ CHOD | A | 8099,065 | 8098,523 | 0,542 |
| | B | 7918,010 | 7918,820 | -0,810 |
| | C | 4680,729 | 4682,344 | -1,615 |

- [1] *C.A. Mусаев.* Центробежное возмущение транс-конформера молекулы этанола (оптические термы). Докл. НАН Азербайджана, т. 57, № 4-6, 2001, с. 111-119.
- [2] *Ч.О. Каджар, С.А. Мусаев, Э.Ч. Саидов.* FİZİKA, 2001, с. 7, N 2, s. 25-31.
- [3] *А.С. Гасанова.* Диссертация канд. физ.-мат. наук «Миллиметровый и субмиллиметровый вращательные спектры (высокие J), двойные МВ-РЧ резонансы и структура транс-конформера молекулы изопропанола.» Баку, 1989.
- [4] *W. Gordy, R.L. Cook.* Microwave Molecular Spectra. Wiley-Interscience, New York, 1984, 929 p.
- [5] *P. Nosberger, A. Bauder, H.A. Guntar.* Versatile Method for Molecular Structure Determinations from Ground State Rotational Constants. J. Chem. Phys., 1973, v. 1, N 4, p. 418-425.

S.B. Kazimova

STRUCTURE OF TRANS-CONFORMER OF THE ISOPROPYL ALCOHOL

The structure parameters of trans-conformer of the molecule of isopropyl alcohol obtained by the least-squares principle are represented.

С.Б. Кязимова

СТРУКТУРА ТРАНС-КОНФОРМЕРА МОЛЕКУЛЫ ИЗОПРОПИЛОВОГО СПИРТА

В статье приводятся, определенные методом наименьших квадратов, структурные параметры транс-конформера молекулы изопропилового спирта

Qəbul olunma tarixi: 21.12.2011

YÜKSƏK TEMPERATURDA NaNbO_3 -İN QURULUŞ DƏYİŞMƏLƏRİ

S.H. CABAROV ^{1,2}, D.P. KOZLENKO ², Ə.İ. MƏMMƏDOV ¹,
R.Z. MEHDİYEV ¹, S.E. KİÇANOV ², K. LATE ³

¹ AMEA, akademik H.Abdullayev adına Fizika İnstitutu
AZ-1143 Bakı, H.Cavid prospekti. 33

² ОИЯИ, ЛНФ, ул. Жолно-Кюри 6, Дубна, 141980 Россия

³ Helmholtz Centre Potsdam, Telegrafenberg, Potsdam, D14473 Germany

NaNbO_3 birləşməsinin quruluşu 300-1000 K temperatur intervalında enerji dispersiyalı rentgen difraksiyası metodu ilə tədqiq edilmişdir. Temperaturun qiyməti artdıqca, bu birləşmədə növbə ilə faza keçidləri müşahidə edilmişdir. 300-623 K temperatur intervalında antiseqnetoelektrik P fazası (ortorombik quruluş, $Pb\ cm$) müşahidə olunmuşdur. 623 K temperaturda ortorombik quruluşlu antiseqnetoelektrik R fazasına ($Pnmm$) faza keçidi baş vermişdir. $T_C=673$ K temperaturda paraelektrik S fazasına (ortorombik, $Pnmm$) faza keçidi baş vermişdir. Temperaturun sonrakı artması ilə, 793 K temperaturda ortorombik simmetriyalı $T1$ fazasına (paraelektrik, $Cmmm$), 843 K temperaturda isə tetraqonal simmetriyalı $T2$ fazasına (paraelektrik, $P4/m\bar{3}m$) faza keçidi baş vermişdir. 893-948 K temperatur intervalında paraelektrik U fazası (kubik, $Pm\bar{3}m$) mövcud olmuşdur. Temperaturun 948 K-dən başlayaraq artması zamanı ortorombik quruluşlu, $Pbcm$ fəza simmetriya qruplu yeni L fazası aşkar edilmişdir. Natrium niobatın modullaşdırılmış quruluş formaları arasında faza keçidləri üçün difraksiya məlumatlarının analizi üçün çox dəqiq metod tətbiq edilmişdir. NaNbO_3 -in modullaşdırılmış fərqli quruluş fazaları üçün elementar qəfəsin parametrləri n in və ($h\bar{c}mi$) həmçinin, onların temperatur əmsalları alınmışdır.

Açar sözlər: faza keçidləri, seqnetoelektrik, pyezomaterial.

UOT: 544.344

1. GİRİŞ.

Perovskitlər seqnetoelektriklərin çox əhəmiyyətli qrupudur [1]. Perovskit quruluşlu seqnetoelektriklər arasında ən maraqlı birləşmələrdən biri də natrium niobatdır (NaNbO_3) [2]. Onun belə böyük marağa səbəb olmasının əsas səbəbi, bir neçə struktur faza keçidinə malik olması və həm seqnetoelektrik, həm də antiseqnetoelektrik xassələrinə malik olmasıdır. Ona görə də, həm NaNbO_3 həm də onun bərk məhlullarının faza keçidləri uzun müddətdir ki, öyrənilməkdədir [3]. Neytronografiya [4] və rentgen difraksiyası [5] metodları ilə aparılmış tədqiqat işləri nəticəsində məlum olmuşdur ki, NaNbO_3 normal şəraitdə otaq temperaturunda ortorombik ($Pbcm$) quruluşlu antiseqnetoelektrikdir [6] və bu faza P fazası adlanır. Qəfəs parametrləri $a \approx 3.914\text{Å}$, $b \approx 4.914\text{Å}$ və $c \approx 3.885\text{Å}$ qiymətlərinə uyğundur [5]. Otaq temperaturundan başlayaraq yüksək temperaturlarda ortorombik sinqoniya daxilində bir neçə quruluş dəyişmələri müşahidə olunur. 633 K temperaturda ortorombik simmetriyaya malik R fazasına (antiseqnetoelektrik, $Pnmm$) keçid baş verir. $T_C=753$ K temperaturda S fazasına (ortorombik, $Pnmm$) antiseqnetoelektrik-paraelektrik faza keçidi baş verir. Temperaturun sonrakı artması ilə, əvvəlcə ortorombik simmetriyalı $T1$ fazasına (paraelektrik, $Cmmm$), sonra isə tetraqonal simmetriyalı $T2$ fazasına (paraelektrik, $P4/m\bar{3}m$) keçid baş verir. 913 K temperaturdan yuxarı temperaturlarda isə, kubik quruluşa malik U fazası (paraelektrik, $Pm\bar{3}m$) müşahidə olunur [7, 8, 9].

Əvvəlki tədqiqatlarda 410-460 K [3], 513-543 K və 623-633 K [10] temperatur intervallarında fərqli fazalar müşahidə olunmuşdur. Lakin bu fazaların xüsusiyyətləri dəqiqləşdirilməmişdir.

NaNbO_3 -in seqnetoelektrik və antiseqnetoelektrik xassələrinə malik olmasının səbəbi, kristal quruluşunun təhrif olunmasıdır [6]. Ona görə də bu birləşmənin quru-

luşunun dəqiq öyrənilməsi vacibdir və qeyd edilməlidir ki, NaNbO_3 -in quruluşu uzun illər tədqiq olunmasına baxmayaraq, hələ də kifayət qədər dəqiq öyrənilməmişdir.

2. TƏCRÜBƏ.

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

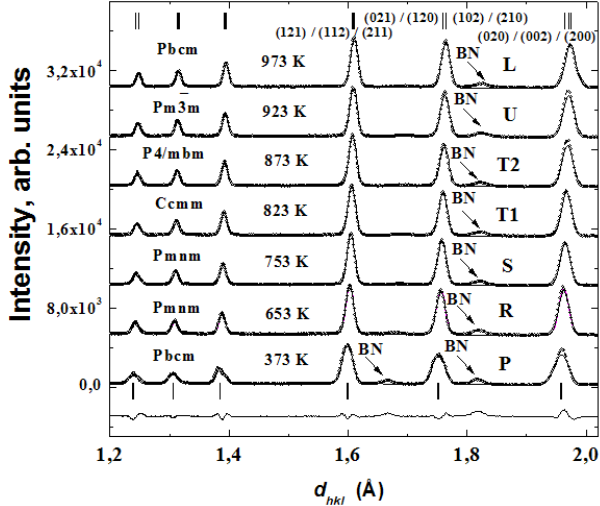
Təcrübələr 300-1000 K temperatur intervalında sinxrotron şüalandırma metodu ilə [11], DORIS-III mənbəyinin F2.1 kanalında yerləşən MAX80 yüksək təzyiqli aparatından istifadə edilərək yerinə yetirilmişdir (HASYLAB, Hamburg sinxrotron şüalanma laboratoriyası). MAX80 aparatında tədqiqat, rentgen şüalarının diffraksiyası vasitəsilə yerinə yetirilmişdir. Bu aparat, yüksək təzyiqli və yüksək temperaturlarda tədqiqat aparmağa imkan verir [12]. Zindanlar volfram karbiddən hazırlanır. Rentgen şüası, zindanların arasından, nümunənin üzərinə salınır. Nümunəni qızdırmaq üçün qrafit sobadan istifadə olunur və 2000 K temperatura qədər qızdırıla bilər. Temperaturu ölçmək üçün NiCrSi/NiSi termocütlərindən istifadə olunur. Termocüt, nümunənin mərkəzində yerləşdirilir.

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

Təxminən 5 dəqiqə ərzində, 30-80 keV enerji intervalında spektrlər qeydə alınmışdır. Alınan spektrlər çoxkanallı analizatorda saxlanılmışdır və sonradan FullProf proqramı [13] vasitəsilə Ritveld metodu [14] ilə analiz olunmuşdur.

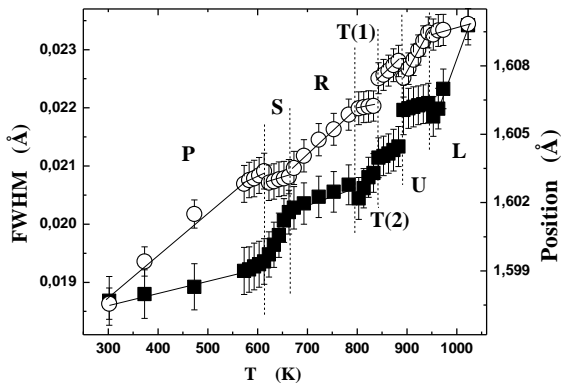
3. NƏTİCƏLƏRİN MÜZAKİRƏSİ.

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



Şəkil 1. NaNbO_3 -in rentgen difraksiyası ilə alınmış spektrləri verilmişdir. Spektrlərin hər biri ayrı-ayrı fazaları xarakterizə edir. 373 K temperaturda (aşağıda) və 973 K temperaturda (yuxarıda) Brəq piklərinin vəziyyəti və spektrlərin işlənməsi zamanı yol verilən xəta da qeyd edilmişdir.

Natrium niobatda quruluş dəyişmələrinin sayı çox olduğuna görə, rentgen difraksiyası vasitəsilə alınmış spektrlərdə əsaslı dəyişikliklər yaranır. Çünki, yeni fazanın parametrləri, əvvəlki fazanın parametrlərinə çox yaxın olur. İçərisində nümunələrin yerləşdirildiyi silindr bor nitriddən (BN) hazırlanır. Rentgen difraksiyası zamanı bor nitridin və natrium niobatin spektr oblastları üst-üstə düşür. Ona görə də, spektrdə şəkildə qeyd olunan əlavə maksimumların yaranmasına səbəb olur.



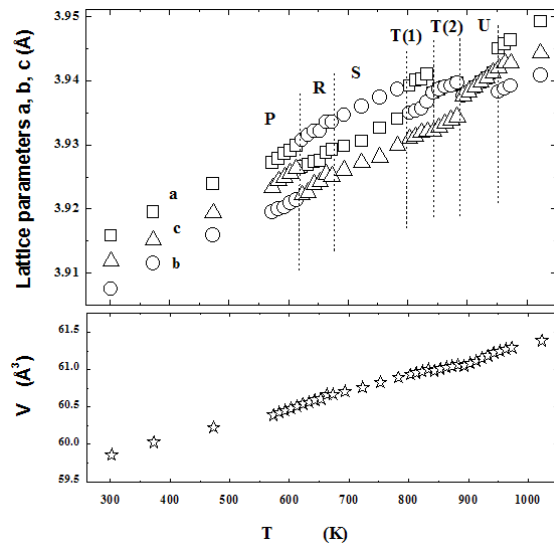
Şəkil 2. Rentgen difraksiyası ilə alınmış spektrlərin (121)/(112)/(211) pikinin yarımhündürlükdə eninin və mövqeyinin temperatur asılılığı.

Faza keçidlərini spektrlərin vəziyyətinə görə dəqiq təyin etmək olmadığı üçün digər metodlardan istifadə

edək. Faza keçidləri piklərin mövqeyinin və yarımhündürlükdəki eninin dəyişməsinə əsasən təyin edək. (211)/(211)/(211) pikinin yarımhündürlükdəki eninin və pikin mövqeyinin temperatur asılılığına baxaq (şəkil 2). Şəkildən görünür ki, faza keçidi zamanı, piklərin parametrlərində dəyişikliklər yaranır: ya mövqeyi, ya da eni kəskin dəyişir. Fazalar daxilində isə bu parametrlərin xətti funksiya üzrə artması müşahidə olunur.

Alınmış təcrübə nəticələrinə əsasən 300-1000 K temperatur intervalında NaNbO_3 -in quruluşu təyin edilmiş və məlum olmuşdur ki, otaq temperaturunda antiseqnetoelektrik P fazasına (ortorombik quruluşlu, $Pbcm$) malikdir. İlk faza keçidi 623 K temperaturda baş verir və ortorombik simmetriyaya malik R fazasına (antiseqnetoelektrik, $Pnmm$) keçir. $T_c=673K$ temperaturda S fazasına (ortorombik, $Pnmm$) antiseqnetoelektrik – paraelektrik faza keçidi baş verir. Temperaturun sonrakı artması ilə, 793 K temperaturda ortorombik simmetriyalı $T1$ fazasına (paraelektrik, $Cmmm$), 843 K temperaturda isə tetraqonal simmetriyalı $T2$ fazasına (paraelektrik, $P4/mbm$) faza keçidi baş verir. 893 K temperaturdan yuxarı temperaturlarda isə, kubik quruluşa malik U fazası (paraelektrik, $Pm\bar{3}m$) müşahidə olunur. $T>948 K$ temperatur oblastında isə yeni L fazası müşahidə edilir. Elementar qəfəsin parametrlərinin qiymətlərinə əsasən, nəticəyə gəlmək olar ki, bu faza ortorombik simmetriyaya malikdir və $Pbcm$ fəza simmetriya qrupuna uyğun gəlir.

Alınmış spektrlərə əsasən qəfəs parametrləri təyin edildi və onların temperatur asılılıqları quruldu (şəkil 3). Məlum oldu ki, temperaturun qiyməti artdıqca qəfəs parametrlərinin qiymətləri də artır. NaNbO_3 otaq temperaturunda ortorombik quruluşa malikdir və qəfəs parametrləri: $a=3.91587 \text{ \AA}$, $b=3.90752 \text{ \AA}$, $c=3.91184 \text{ \AA}$ qiymətlərinə uyğundur ki, bu da əvvəlki nəticələrlə üst-üstə düşür [5]. Yeni tapılmış L fazası üçün, $a=3.94499 \text{ \AA}$, $b=3.9382 \text{ \AA}$, $c=3.94193 \text{ \AA}$. Fazalar daxilində qəfəs parametrləri temperaturdan asılılıqları xətti qanunla baş verir. Məsələn, P fazasında 300- 623 K temperatur intervalında a parametri xətti xarakter daşıyır: $a=a_0+a_1T$, harada ki, $a_0=3,91496\text{ \AA}$ və $a_1=4,26819\times 10^{-5} \text{ K}^{-1}$. Elementar qəfəsin həcmi də, temperaturdan asılı olaraq xətti qanunla artır: $V=V_0+V_1T$, harada ki, $V_0=59.21 \text{ \AA}^3$, $V_1=2.15 \times 10^{-3} \text{ K}^{-1}$.



Şəkil 3. NaNbO_3 -in qəfəs parametrlərinin (yuxarıda) və elementar qəfəsin həcmi temperatur asılılığı.

Elementar qəfəsin həcmnin temperatur asılılığından istifadə edərək, hər bir faza üçün ayrı-ayrılıqda hesab-

lanmış $\alpha=1/V(dV/dT)_p$ həcm istilikdən genişlənmə əmsalı cədvəl 1-də verilmişdir.

Cədvəl 1.

NaNbO₃ üçün müxtəlif fazalarda həcm istilikdən genişlənmə əmsalı.

| P | R | S | T1 | T2 | U | L |
|--|--|--|--|--|--|---------------------------------|
| $\alpha=3.341(3)\times 10^{-5} \text{ K}^{-1}$ | $\alpha=4.608(8)\times 10^{-5} \text{ K}^{-1}$ | $\alpha=3.296(7)\times 10^{-5} \text{ K}^{-1}$ | $\alpha=3.922(4)\times 10^{-5} \text{ K}^{-1}$ | $\alpha=3.279(6)\times 10^{-5} \text{ K}^{-1}$ | $\alpha=5.405(1)\times 10^{-5} \text{ K}^{-1}$ | $\alpha=3.299(5)\times 10^{-5}$ |

4. NƏTİCƏ.

Beləliklə, toz halında olan NaNbO₃ nümunələri, enerjidispersiyalı rentgen difraksiyası metodu ilə tədqiq edilmişdir. Quruluş formaları arasında faza keçidlərini dəqiq təyin etmək üçün və difraksiya məlumatlarının analizi üçün maksimumların mövqeyinin və yarımhündürlükdəki eninin temperatur asılılığından istifadə edilmişdir. Məlum olmuşdur ki, parametrləri az fərqlənən fazaları təyin etmək üçün bu üsul əlverişlidir. Nəticədə, 948 K-dən yuxarı

temperaturalarda ortorombik simmetriyaya malik yeni L fazası aşkar edilmişdir.

Bu elmi – tədqiqat işi, Rusiya Federasiyasının aşağıdakı qrantlarının dəstəyi ilə yerinə yetirilmişdir:

“МД-696.2010.2”, “РФФИ №09-02-00311-а”, “Dövlət müqaviləsi №02.740.11.0542”, “2007-2012-ci illərdə Rusiya elmi-texnoloji kompleksinin prioritet istiqamətlər üzrə inkişafının hazırlığı və tədqiqat” Federal məqsədli proqramı və “2009-2013-cü illərdə Rusiyada innovasiya üçün elmi və elmi-pedaqoji kadrlar” proqramı.

- | | |
|--|---|
| <p>[1] <i>M.Лайнс, А.Гласс.</i> Сегнетоэлектрики и родственные им материалы. Мир, М. 1981, 736</p> <p>[2] <i>К.С.Александров, Б.В.Безносиков.</i> Перовскитоподобные кристаллы. Наука, Н., 1997, 216.</p> <p>[3] <i>Л.А.Резниченко, Р.З.Мехтиева, Л.А.Шилкина, А.И.Мамедов.</i> АМЕА-nın XƏBƏRLƏRİ, Fizika-riyaziyyat və texnika elmləri seriyası, 2003, №5 (1), 53-57.</p> <p>[4] <i>S.K. Mishra, N. Choudhury, S.L. Chaplot, P.S.R. Krishna and R. Mittal.</i> Phys. Rev.B ,2007, 76, 024110.</p> <p>[5] <i>Yu. I. Yuzyuk, P.Simon, E.Gagarina, L.Hennet, D.Thiaudiere, V.I.Torgashev, S.I.Raevskii, L.A.Reznichenko, J.L.Sauvajol.</i> J. Phys.: Condens. Matter, 2005, 17, 4977-4990.</p> <p>[6] <i>Ф. Иона, Д. Ширане.</i> Сегнетоэлектрические кристаллы. Мир, М. 1965. 556.</p> | <p>[7] <i>G.Shirane, R.Neunham, R.Pepinsky.</i> Phys. Rev. 1954, 96, 3, 581-588.</p> <p>[8] <i>A. Kania, J.Kwapulinski.</i> J.Phys.: Condens. Matter, 1999, 11, 8933.</p> <p>[9] <i>I. Aulika, J.Petzelt, J.Pokorny, A.Deyneka, V.Zauls, K.Kundzins.</i> Rev.Adv.Mater.Sci. 2007, 15, 158-166.</p> <p>[10] <i>И.П.Раевский, Л.А.Резниченко, В.Г.Смотраков, В.В.Еремкин, М.А.Малицкая, Е.М.Кузнецова, Л.А.Шилкина.</i> Письма в ЖТФ, 2000, 26, 16.</p> <p>[11] <i>Г.В.Фетисов.</i> Синхротронное излучение. Методы исследования структуры веществ. ФИЗМАТЛИТ, М. 2007, 672.</p> <p>[12] <i>P.Zinn, J.Lauterjung, R.Wirth</i> Zeitschrift für Kristallographie, 1997, 212, 691-698.</p> <p>[13] <i>Rodriguez-Carvajal.</i> J Physica B, 1993, 192, 55.</p> <p>[14] <i>H.M.Rietveld.</i> Acta Crystallogr., 1967, 22, 151-152.</p> |
|--|---|

С.Г. Джабаров, Д.П. Козленко, А.И. Мамедов, Р.З. Мехтиева, С.Е. Кичанов, К. Лате

СТРУКТУРНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ В NaNbO₃ ПРИ ВЫСОКОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ

Исследована кристаллическая структура соединения NaNbO₃ в температурном интервале 300-1000 К методом энергодисперсионной рентгеновской дифракции. С повышением температуры наблюдается ряд структурных фазовых переходов в этом соединении. В температурном интервале 300-623 К наблюдается антисегнетоэлектрическая фаза P (орторомбическая структура, Pbcm), при температуре 623К наблюдается фазовый переход в антисегнетоэлектрическую орторомбическую фазу R. При температуре T_c=673 К происходит фазовый переход в параэлектрическую фазу S с орторомбической симметрией Pmmn, а в температурном интервале 793-893 К наблюдаются два последовательных фазовых перехода в орторомбическую фазу T1 и тетрагональную фазу T2. В температурном интервале 893-948 К существует параэлектрическая фаза U (кубическая, Pm $\bar{3}$ m), а при дальнейшем повышении температуры до 948 К была обнаружена новая фаза L с орторомбической структурой и пространственной группой Pbcm. Для исследования фазовых переходов между модулированными структурными формами ниобата натрия применен метод прецизионного анализа дифракционных данных. Получены параметры и объемы элементарной ячейки, их температурные коэффициенты для различных модулированных структурных фаз NaNbO₃.

S.H.Jabarov, D.P.Kozlenko, A.I.Mammadov, R.Z.Mehdiyeva, S.E.Kichanov, K.Lathe

THE STRUCTURE CHANGES IN A NaNbO₃ AT HIGH TEMPERATURE

The crystal structure of NaNbO₃ have been studied by means of energy-dispersive X- Rays diffraction in temperature range 300-1000K. In this compaund sequential phase transitions were observed at temperature increasing. In temperature range 300-623K the antiferroelectric phase P (orthorombic structure, Pbcm) existed and at T=623 K the phase transitions into antiferroelectric phase

YÜKSƏK TEMPERATURDA NaNbO_3 -İN QURULUŞ DƏYİSMƏLƏRİ

R (Pmmn) were observed. At temperature $T_C=673$ K the phase transition to paraelectric phase S with orthorhombic symmetry Pmmn were occurred and two sequential phase transitions to orthorhombic $T1$ and to tetragonal $T2$ were observed 793-893 K. In temperature range 893-948K the paraelectric phase U (cubic, $\text{Pm}\bar{3}\text{m}$) existed. Above 948K, the new orthorhombic phase L with Pbcm space group was founded. For studies of phase transitions between modulated structure phases of sodium niobate the method of precision treatment of diffraction data were used. The lattice parameters, unit cell volumes and its temperature coefficients for differend modulated phases of NaNbO_3 have been calculated.

Qəbul olunma tarixi: 25.10.2011

MƏNŞƏYİ MƏLUM OLMAYAN SÜXURUN KİMYƏVİ VƏ MİNEROLOJİ TƏRKİBİNİN FİZİKİ ÜSULLARLA KOMPLEKS TƏDQIQI

Ə.C. XƏLİLOV, R.F. VƏLİYEV, E.M. HÜSEYNOV, N.A. NOVRUZOV

AMEA Radiasiya Problemləri İnstitutu.

K.B. QURBANOV, E.Ə. MURADOV, C.C. XƏLİLOV

AMEA, akademik H.Abdullayev adına Fizika İnstitutu

AZ-1143 Bakı, H.Cavid prospekti. 33

Kompleks analizin nəticələrindən məlum oldu ki, süxur kimyəvi tərkibinə görə əsasən C, O, Na, Mg, Al, Si, K, Ca, Ti, Fe-dən ibarətdir. Rentgen faza analizinin nəticələrinə görə süxur əsasən kvardan və qrafitdən ibarətdir. Lakin qrafitin güclü refleksləri kvarsın uyğun refleksləri ilə üst-üstə düşdüünə görə və onun bir sıra fiziki xassələrinin süxurda müşahidə olunmaması karbonun qrafit şəklində olmasını şübhə altına alır. Qalan minerallardan çöl spatının olması ehtimal olunur. İlk mülahizələr onu deməyə əsas verir ki, süxur nisbətən yüksək temperaturda əmələ gəlmişdir.

Suxurun qiymətli xassələrindən biri onun hidrofob olmasıdır. Bu da onun kompozision material kimi bir çox qiymətli tətbiq sahələrinin olmasını deməyə əsas verir. Süxurun hansı (kosmik və yaxud Yer) mənşəli olması hələ də açıq qalır. Süxurun mineroloji tərkibini tam analiz etdikdən sonra onun mənşəyi haqqında doğru fikir söyləmək olar.

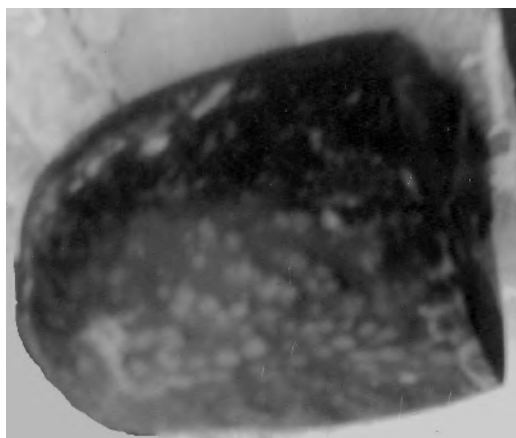
Hidrofob xassəsinə görə onu lak, boya, yüksək keyfiyyətli kompozision materiallar istehsalında tətbiq etmək olar.

Açar sözlər: süxur, kvars, qrafit, rentgen faza analizi, tərkib, xassə, mineral.

UOT: 539.216; 539.22; 538.91-405; 548; 620.18

1. GİRİŞ.

2000-ci ildə Azərbaycanın Bakı şəhərinin Abşeron rayonunda ellips şəklində olan ağ və qara rəngli mineralların qarışığından təşkil olunmuş və səthi tam hamarlanmış daş tapılmışdır. Abşeron ərazisinə aid olmayan, nisbətən kiçik ölçülü ellipsoid şəklində (eni 5 sm, uzunluğu 15 sm) kristallitlərdən təşkil olunmuş daş aşkar edilmişdir. Daşın qeyri-adi forması, nisbətən böyük kütləyə malik olması onu ətraflı tədqiq etməyə əsas verir. İlk baxışdan süxurun qrafitdən ibarət olduğu fərz olunsada, onda qrafitin bir sıra fiziki-kimyəvi xassələrinə malik olmaması, bunu 100% dəqiqliklə tam deməyə əsas vermir. Qrafitin rəngi tünd qarıdan poladı boza qədər dəyişir. Bərkliyi 1-dir, (0001) müstəvisində mükəmməl ayrılmağa malikdir. Sıxlığı $2,09 \div 2,23 \text{ q/sm}^3$ arasında dəyişir. Yüksək elektrik keçiriciliyinə malikdir. Turşularda həll olunmur.



Şəkil 1. Süxur nümunəsinin ümumi görünüşü.

Qrafit əsas mühitdə yüksək temperatur şəraitində əmələ gəlir. O, maqmatik, peqmatit və metamorfik süxur-

larda müşahidə olunur. Maqmatik süxurlarda mikroklin, nefelinlə birlikdə rast gəlinir [1].

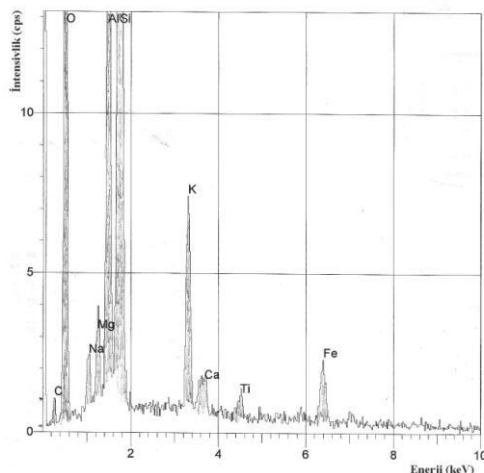
Meteoritlərlə qrafit kubik quruluşlu kliftonit mineralı şəklində rast gəlinir [2].

Qrafitin əsas diaqnostik əlamətləri son dərəcə yumşaqlığı, sıxlığının az olması, qara rəngi, yağlılığı (əllə toxunanda) və asanlıqla kağızda iz qoymasındadır [3]. Şəkil 1-də süxurdan bir hissə kəsildikdən sonra ümumi görünüşü verilmişdir.

2. TƏCRÜBİ HİSSƏ

2.1 Kimyəvi tərkibin analizi

Kimyəvi tərkibin analizi Moskva şəhərində Mərkəzi məhkəmə institutunda mikrozon aparatında aparılmışdır. Şəkil 2-də süxurun ağ təhər hissəsindən götürülən nümunənin tərkibi verilmişdir. Şəkildən görüldüyü kimi maddənin kimyəvi tərkibi C, Na, Mg, O, Al, Si, K, Ca, Ti, Fe atomlarından təşkil olunmuşdur.



Şəkil 2. Süxurun ağ təhər hissəsindən götürülmüş nümunənin rentgen spektral analizi.

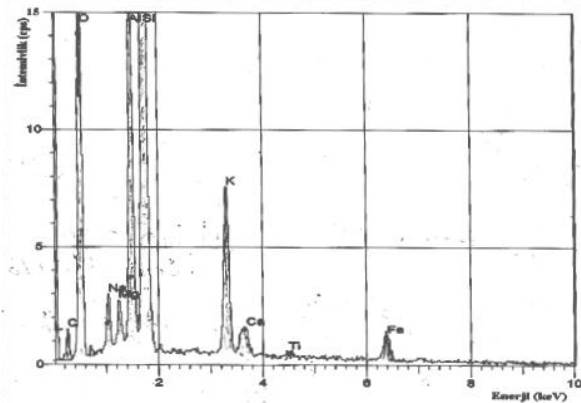
Cədvəl 1-də elementlərin və onların oksidlərinin miqdarı verilmişdir.

Cədvəl 1

| Elementin adı | Elementin miqdarı, %-lə | Atomun miqdarı, %-lə | Elementlərin oksidləri | Oksidlərin miqdarı, %-lə |
|---------------|-------------------------|----------------------|--------------------------------|--------------------------|
| C | 7.28 | 11.30 | CO ₂ | 26.68 |
| Na | 1.13 | 0.92 | Na ₂ O | 1.52 |
| Mg | 0.92 | 0.71 | MgO | 1.53 |
| Al | 6.24 | 4.31 | Al ₂ O ₃ | 11.79 |
| Si | 24.74 | 16.42 | SiO ₂ | 52.94 |
| K | 2.34 | 1.111 | K ₂ O | 2.82 |
| Ca | 0.42 | 0.20 | CaO | 0.59 |
| Fe | 1.49 | 0.50 | Fe ₂ O ₃ | 2.13 |
| Ti | - | - | - | - |
| O | 55.43 | 64.55 | | |
| Cəmi | 100.00 | 100.00 | | 100 |

Cədvəl 2

| Elementin adı | Elementin miqdarı, %-lə | Atomun miqdarı, %-lə | Elementlərin oksidləri | Oksidlərin miqdarı, %-lə |
|---------------|-------------------------|----------------------|--------------------------------|--------------------------|
| C | 9.81 | 14.83 | CO ₂ | 35.99 |
| Na | 1.58 | 1.25 | Na ₂ O | 2.13 |
| Mg | 0.78 | 0.58 | MgO | 1.29 |
| Al | 5.76 | 3.88 | Al ₂ O ₃ | 10.89 |
| Si | 19.84 | 12.83 | SiO ₂ | 42.45 |
| K | 3.55 | 1.65 | K ₂ O | 4.28 |
| Ca | 0.58 | 0.26 | CaO | 0.82 |
| Fe | 1.55 | 0.50 | Fe ₂ O ₃ | 2.21 |
| Ti | 56.55 | 64.21 | | |
| O | | | | |
| Cəmi | 100 | 100 | | 100 |



Şəkil 3. Süxurun tünd qara hissəsindən götürülmüş nümunənin rengen spektri.

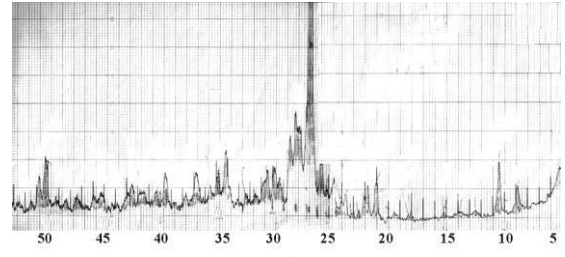
Şəkil 3-də süxurun tünd qara hissəsinin kimyəvi tərkibinin mikrozondda spektri verilmişdir. Spektrləri bir-biri ilə müqayisə etdikdə onların keyfiyyətə fərqlənmədiyini miqdarca isə bir-birindən fərqləndiyi görünür. Cədvəl 2-də tünd qara hissənin kimyəvi tərkibi miqdarca verilmişdir.

2.2 Mineroloji tərkibin analizi

Süxurun orta və tünd qara hissəsindən götürülmüş fraqmentlərin difraktoqramları uyğun olaraq şəkil 4 və 5-də verilmişdir.

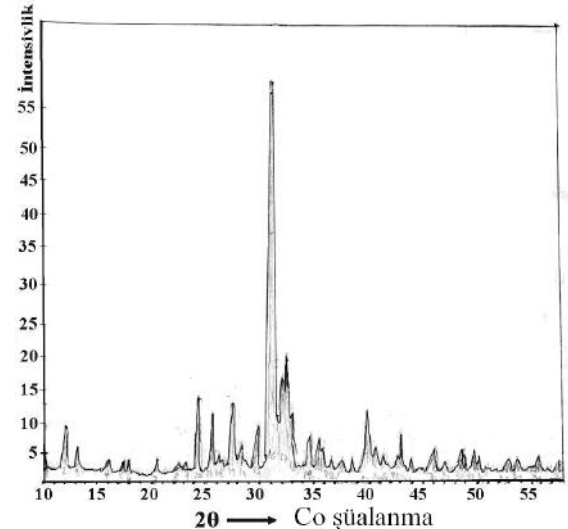
Rentgenoqramın ilkin analizinə görə süxur əsas etibarlı ilə kvarsdan, çöl şpatlarından və qrafitdən ibarətdir. Bir mənalı olaraq kvarsın olması təsdiq olunmuşdur. Qalan mineralları təyin etmək üçün süxuru monomineral

fraksiyalara ayıraraq kimyəvi və mineroloji tərkibi təyin olunmalıdır.



← 2θ
Cu şüalanma

Şəkil 4. Orta nümunənin difraktoqramı.



Şəkil 5. Süxurun tünd qara hissəsindən götürülmüş nümunənin difraktoqramı.

Hər iki nümunənin spektrindən görünür ki, süxurun tərkibində K, Ca və Fe kifayət qədər çoxdur. Lakin spektrogramda elementlərin hesablanmasında K və Ti adı çəkilir.

AMEA-nın Radiasiya Problemləri İnstitutunun laboratoriyasında aparılan ölçmələr nəticəsində süxurda təxminən 4% K olduğu müəyyən olunmuşdur. Ti-nin faizi isə hələ hesablanmayıb. K-un və C-un süxurda nisbətən çox olması onların $K_m C_n$ tipli birləşmə şəklində olmasını güman etməyə imkan verir.

Cədvəl 3-də rengenogramdan təyin olunmuş atomlar arası müstəvilər arası məsafə verilmişdir.

3. MÜZAKİRƏ VƏ NƏTİCƏLƏR

Süxurun kimyəvi və mineraloji tərkibi dəqiq analiz olunduqdan sonra onun mənşəyi, kimyəvi və mineraloji tərkibi və fiziki-kimyəvi xassələri haqqında dəqiq fikir söyləmək olar.

Difraktoqramın analizi süxuru təşkil edən mineraların kristallitlərin ölçüləri mikro ölçüdə olmasını ölçməyə əsas verir.

Qiymətli xassələrdən biri süxurun hidrofob olmasıdır. Hələlik süxurun əsas etibarilə kvarsdan ibarət olması bir mənalı təsdiq olunur. Eyni zamanda süxurda grafitin və çöl şpatının olması istisna edilmir.

Süxurun mineraloji tərkibini dəqiq analiz etmək vacibdir. Bundan sonra onun mənşəyi haqqında doğru fikir söyləmək olar. Hidrofob xassəsinə görə onu lak, boya istehsalında və başqa sahələrdə, o cümlədən yüksək keyfiyyətli kompozision material istehsalında tətbiq etmək olar.

Bu süxurun fiziki xassələrini öyrənmək məqsədi ilə ondan bir neçə hissə nümunələr kəsdik və kəsmə vaxtı əmələ gələn tozu da tədqiqat üçün topladıq. Toplama zamanı tozdan kükürd ətri gəlirdi. Daşın kimyəvi tərkibini bir də nəzərdən keçirəndə məlum oldu ki, daşın tərkibində kifayət qədər kükürd var. Eyni zamanda toza maqnit yaxınlaşdıranda tozun bir hissəsi maqnit tərəfindən tozdan ayrıldı. Eyni zamanda daşın tərkibində müəyyən miqdar Fe da var (cədvəl 1). Belə qərara gəlmək olar ki, süxurun tərkibində maqnit xassəli FeS maddə də var. Ədəbiyyatı araşdıran zaman [3] maqnit xassəli pirotinin olmasını demək olar.

Qeyd edək ki, tərkibli FeS-lə tam üst-üstə düşən bu mineral troilit adlanır. Troilit isə əsasən **meteoritlərdə** tapılır. Hər iki mineralın atomlar arası məsafələrinin ən üclü refleksləri nümunənin difraktoqramında var. Bu

məlumatlardan sonra qərara gəldik ki, daş çox ehtimal ki kosmik (meteorit) mənşəlidir.

Cədvəl 3.

| Sıra N-si | 2θ | d_{nk} | I_{nkl} |
|-----------|-----------|----------|-----------|
| 1 | 10.10 | 10.17 | 12 |
| 2 | 12.00 | 8.56 | 16 |
| 3 | 13.10 | 7.85 | 10 |
| 4 | 24.30 | 4.25 | 30 |
| 5 | 25.60 | 4.04 | 20 |
| 6 | 27.40 | 3.78 | 23 |
| 7 | 28.30 | 3.66 | 5 |
| 8 | 29.80 | 3.48 | 15 |
| 9 | 31.00 | 3.35 | 150 |
| 10 | 32.10 | 3.24 | 27 |
| 11 | 32.40 | 3.21 | 35 |
| 12 | 33.00 | 3.15 | 15 |
| 13 | 34.70 | 3.00 | 12 |
| 14 | 35.50 | 2.94 | 10 |
| 15 | 35.90 | 2.91 | 5 |
| 16 | 36.70 | 2.84 | 4 |
| 17 | 37.10 | 2.77 | 4 |
| 18 | 38.50 | 2.71 | 5 |
| 19 | 39.80 | 2.63 | 23 |
| 20 | 40.70 | 2.55 | 4 |
| 21 | 41.50 | 2.53 | 4 |
| 22 | 43.00 | 2.44 | 10 |
| 23 | 44.00 | 2.39 | 3 |
| 24 | 46.20 | 2.28 | 7 |
| 25 | 48.60 | 2.18 | 6 |
| 26 | 49.70 | 2.13 | 6 |
| 27 | 50.20 | 2.11 | 3 |
| 28 | 53.00 | 2.00 | 2 |
| 29 | 53.70 | 1.98 | 3 |
| 30 | 55.70 | 1.92 | 3 |
| 31 | 57.70 | 1.85 | 2 |
| 32 | 59.90 | 1.82 | 1 |
| 33 | 59.60 | 1.80 | 2 |

[1] *А.Г. Бетехтин*. Курс минерологии. Москва. 1956.

[2] *И.А. Преображенский и др.* Минерология осадочных пород. Госмот техиздат. 1954.

[3] *Л. Берри, Д. Мейсон, Р. Димитрих*. Минерология. Москва «Мир» 1987.

A.J. Khalilov, R.F. Veliyev, E.M. Huseynov, N.A. Novruzov, K.B. Gurbanov, E.A. Muradov, J.J. Khalilov

COMPLEX INVESTIGATION OF CHEMICAL AND MINERALOGICAL MAKEUP OF UNKNOWN ROCK

In the present work the results of unknown rock are given. It is established that rock mainly consists of graphite and quartz by the roentgenographic investigation. Complex chemical investigations show the presence of C, O, Na, Mg, Al, Si, K, Ca, Ti and Fe atoms in rock.

**А.Дж. Халилов, Р.Ф. Велиев, Е.М. Гусейнов, Н.А. Новрузов, К.Б. Гурбанов,
Э.А. Мурадов, Дж.Дж. Халилов**

**КОМПЛЕКСНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ХИМИЧЕСКОГО И МИНЕРАЛОГИЧЕСКОГО СОСТАВОВ
ПОРОДЫ НЕИЗВЕСТНОГО ПРОИСХОЖДЕНИЯ**

В работе представлены результаты исследований породы неизвестного происхождения. Рентгенографическими исследованиями установлено, что порода, в основном состоит из кварца и графита. Комплексное исследование химического состава показали наличие в породе атомов С, О, Na, Mg, Al, Si, К, Са, Ti и Fe.

Qəbul olunma tarixi: 16.11.11

Ag₂Te BİRLƏŞMƏSİNİN QADAĞAN ZOLAĞININ QIYMƏTLƏRİ

F.F. ƏLİYEV, R.A. HƏSƏNOVA, E.R. HƏSƏNOV, T.F. YUSİFOVA

AMEA, akademik H.Abdullayev adına Fizika İnstitutu

AZ-1143 Bakı, H.Cavid prospekti. 33

Bu işdə *n*-və *p*-Ag₂Te birləşməsində qadağan olunmuş zolağın eninin (E_g) defektlərin konsentrasiyadan asılılığı tədqiq olunmuşdur. E_g -nin qiymətləri nəzərə alınmaqla kinetik əmsalların temperatur asılılıqları araşdırılmışdır. İsbat olunmuşdur ki, $E_g=0.054\text{eV}$ *n*-Ag₂Te da, *p*-Ag₂Te üçün $E_g=0.035\text{eV}$ qiymətlərində təcrübi və hesablama ayrılığı uyğun gəlir. Ag₂Te kristalının iç qəfəsində gümüş atomlarının hesabına qadağan olunmuş zolağın eni E_g və defektlərin konsentrasiyası arasında korellasiya tapılmışdır ($\sim 10^{21-22}$ defekt konsentrasiyası üçün).

Açar sözlər: Yarımqeçirici, qadağan olunmuş zona, defektlərin konsentrasiyası.

UOT: 537.311.

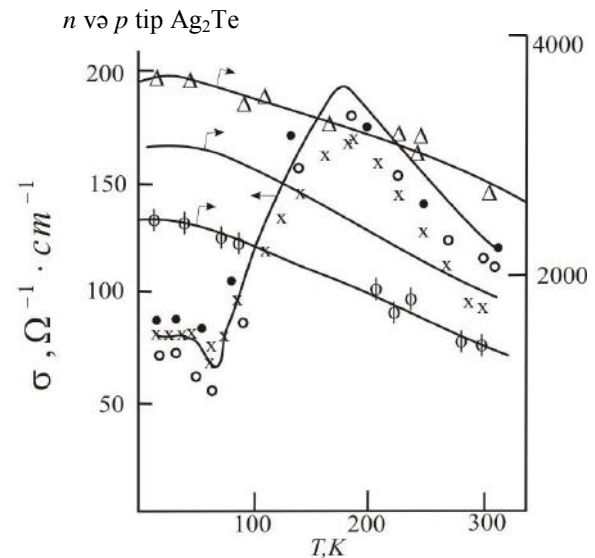
GİRİŞ.

Ag₂B (B-S, Se,Te) kristallarında Ag₂Te defektlərin konsentrasiyasından asılı olaraq, zolaqsız və dar zolaqlı olduğuna görə xüsusi maraq kəsb edir. Bu onunla əlaqədardır ki, yüksək konsentrasiyalı defektlər zona parametrlərinə güclü təsir edir. Bu da öz növbəsində yükdaşıyıcıların köçürmə hadisələrində öz təsirini göstərir. Gümüş tellur birləşməsi yüksək ion keçiriciliyinə malikdir. Bu da öz növbəsində diffuziya proseslərini xeyli gücləndirir. Ag₂Te birləşməsinin xüsusiyyəti bir də ondan ibarətdir ki, o özünəməxsus quruluş faza keçidi yaradır. Faza keçidində Ag₂Te birləşməsində bütün fiziki xassələr sıçrayışla dəyişir. [2-7] işində Ag₂Te birləşməsində yükdaşıyıcıların elektrik və termoelektrik xassələri tədqiq olunmuşdur. [8] işində göstərilmişdir ki, Ag₂Te birləşməsində Te əlaqəsi *p*-tip, Ag əlaqəsi *n*-tip keçiricilik yaradır. [7] işində isbat olunur ki, Ag₂Te birləşməsində Ag atomları keçirici zona dibindən ($0,002-7 \cdot 10^{-5}\text{T}$)eV məsafəsində dayaz donor səviyyələri, Te atomları isə və ($0,030-7 \cdot 10^{-5}\text{T}$)eV məsafədə akseptor səviyyəsi yaradır. Ədəbiyyatlarda qadağan olunmuş zolağın eni üçün (ϵ_g): 0.006[5], 0.035 [6], 0.058 [2], 0.113 [4], 0.19 [3], 0.7eV [9] qiymətlər verilir. Belə çox qiymətlərin olması və bir-birindən kəskin fərqlənməsi sual doğurur. Hər şeydən əvvəl izah etmək lazımdır ki, bu kristalda yükdaşıyıcıların enerji spektrləri hansı səbəbdən parçalanır? Nəzəriyyəyə görə bu ya spin-orbital qarşılıqlı təsiri hesabına, ya da deformasiya potensialı (defektlər) hesabına olur. [11] işində isbat olunmuşdur ki, Ag₂Te zonaları bir-birini örtən 0,1-0,2eV intervalında yarımmətaldir. Güman olunur ki, Ag₂Te birləşməsində Ag-un 4d səviyyəsi Te 5p səviyyəsi ilə qarşılıqlı təsirdədir. Ag₂Te birləşməsində keçirici zona ilə valent zona bir-birini örtür. Fermi enerjisindən aşağı enerjilər də (0,5-1.0eV) hal sıxlığı çox kiçikdir. Ag və Te arasında qarşılıqlı təsir kovalent xarakterlidir [11]. Bu problemləri öyrənmək üçün [12] texnologiyası ilə müxtəlif konsentrasiyalı *n* və *p* tip Ag₂Te birləşməsi alınmışdır. Bu birləşmədə Ag əlaqəsi 0.025 at.% qədər və Te əlaqəsi 1 at%-nə qədər olmuşdur.

TƏCRÜBİ HİSSƏ

[şəkil 1-3] birləşməsində elektrik keçiriciliyinin σ , Holl əmsalı R və termoelektrik hərəkət qüvvəsinin α_0 temperaturdan asılılığı tədqiq olunmuşdur. Şəkil 1-dən görünür ki, *n*-tip Ag₂Te birləşməsində $T \leq 10\text{K}$ intervalın-

da σ temperaturdan asılı deyil. Temperaturun sonrakı artımında σ tədricən azalır, ancaq R bütün temperatur intervalında sabit qalır (şəkil 2). $\sigma(T)$ və $R(T)$ -dən fərqli olaraq α_0 temperaturdan xətti asılı olaraq artır (şəkil 3). 1-3 şəkillərindən görünür ki, müxtəlif Ag tərkiblərində σ , α_0 , R yalnız miqdarca fərqlənirlər. Şəkil [1-3]-də $\sigma(T)$, $R(T)$ və $\alpha_0(T)$ asılılıqları *p*-tip Ag₂Te üçün də təsvir olunur. $T \leq 40\text{K}$ olanda σ temperaturdan asılı deyil, ancaq $T \approx 65\text{K}$ olanda σ minimumdan keçir. Holl sabiti R $T \approx 40\text{K}$ qədər temperaturdan asılı olmur, $T \approx 40\text{K}$ yuxarı olanda R azalır və $T \approx 65\text{K}$ olanda işarəsini dəyişir, yəni *p*-tip *n* tipə keçir. $T \approx 80\text{K}$ olanda minimum alınır. [şəkil 2]. Bütün nümunələrdə $\alpha_0(T)$ temperatur asılılığı $T \approx 40\text{K}$ qədər xətti olaraq artır, ancaq $T \approx 65\text{K}$ olanda işarə dəyişməsi olur, $T \approx 80\text{K}$ və 200K qiymətlərində minimumdan keçir [şəkil 3]. $\sigma(T)$, $R(T)$ və $\alpha_0(T)$ asılılıqlarından *p*-Ag₂Te birləşməsində kəmiyyət fərqləri də müşahidə olunur (*n*-Ag₂Te kimi) belə ki, müxtəlif Te əlavəsində tərkibində σ , R kəmiyyətcə fərqlənir.

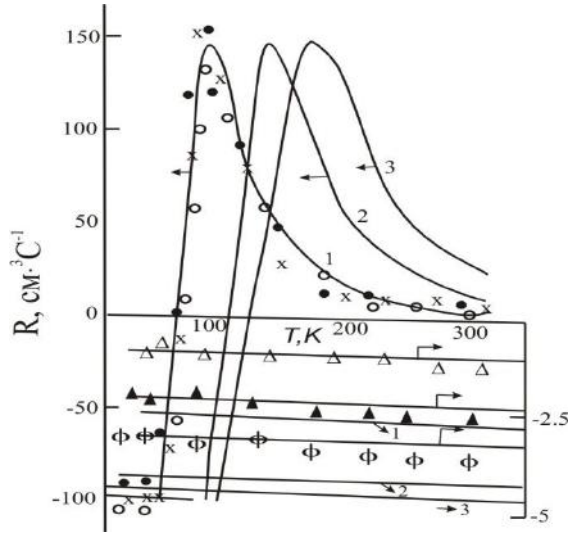


Şəkil 1. Ag₂Te kristalında elektrokeçiriciliyin temperatur asılılığı

Ag əlavəsi : ▲ - 0.02at.%; Δ - 0.05at.%

Te əlavəsi Te: x - 0.5at.%; O - 0.6at.%; ● - 0.75at.%;

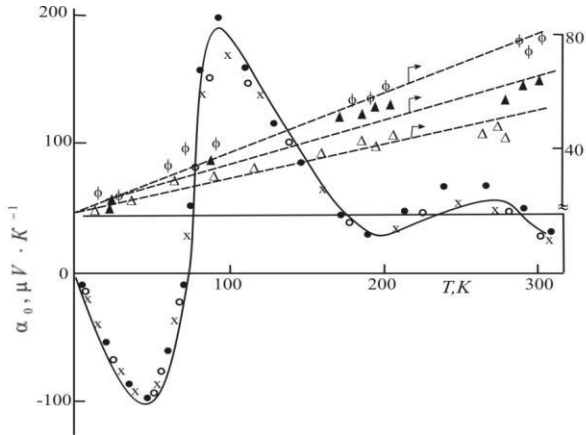
Stexiometrik tərkib - ∅



Şəkil 2. Ag₂Te birləşməsində Holl sabitinin temperatur asılılığı.

Ag əlavəsi :▲- 0.02at.%; Δ - 0.05at.%;
Te əlavəsi Te: x-0.5at.%; O-0.6at.%; ●-0.75at.%;
Stexiometrik tərkib-Ø

Kəsilməz xətlər E_g -nin müxtəlif qiymətlərində əlavələr 0.75at.% Te 1- 0.035; 2- 0.054; 3- 0.113; 0.02at.% Ag 1'- 0.054; 2'- 0.113; 3'- 0.035



Şəkil 3. Ag₂Te birləşməsində termoelektrik temperatur asılılığı.

Ag əlavəsi :▲- 0.02at.%; Δ - 0.05at.%;
Te əlavəsi Te: x-0.5at.%; O-0.6at.%; ●-0.75at.%;
Stexiometrik tərkib-Ø

$\sigma(T)$, $R(T)$ və $\alpha_0(T)$ asılılıqlarından alınan məlumatlar [6,7,8] işlərində kifayət qədər təhlil olunur. Ancaq bu işlərdə E_g qiymətlərinin çox fərqli olması təhlil olunur. Bu

məsələni təhlil etmək üçün aşağıdakı hesablama aparılmışdır.

HESABLAMA METODU.

[4]-işinin müəllifləri isbat edirlər ki, Ag₂Te birləşməsi Frenkel defektlərinin olması ilə xarakterizə olunur. Belə ki, Ag_i^0 atomları statik yerləşən Ag atomları tərəfindən iç qəfəsdə gümüş boşluqları hesabına olur. Vahid həcmə düşən uyğunsuzluq [4] belə təyin olunur

$$\delta = [Ag_i^0] - [V_{Ag}^I] = n - p \quad (1)$$

Burada $[Ag_i^0]$, $[V_{Ag}^I]$ uyğun olaraq əlavə gümüş atomlarının və onların vakansiyasının n və p isə elektron və deşiklərin konsentrasiyaları. Kimyəvi potensial μ Vaqner düsturu ilə müəyyənləşir

$$\mu_{Ag(c)}^0 - \mu_{Ag_i^x} = EF \quad (2)$$

burada

$$\mu_{Ag_i^x}^x = \mu_{Ag_i}^0 + \mu_n = \mu_{Ag}^0 - \mu_p \quad (3)$$

$\mu_{Ag(c)}^0$, $\mu_{Ag_i^x}$, $\mu_{Ag_i}^0$, μ_n və μ_p uyğun olaraq metallik gümüşün, neytral gümüş, ionlaşmış gümüş kimyəvi, potensiallarıdır, F- Faradey ədədidir. Ag₂Se üçün [4]

$$\mu_{Ag_i}^0 - \mu_{Ag_i}^0 = RT \ln \frac{[Ag_i^0]}{[Ag_i^0]^\theta} = -RT \ln \frac{[V_{Ag}^I]}{[V_{Ag}^I]^\theta} \quad (4)$$

$$\mu_n - \mu_n^\theta = RT \ln \frac{\gamma}{\gamma^\theta n^\theta}, \quad (5)$$

Burada γ -aktivasiya əmsalıdır və Rozenberq metodu ilə hesablanıb [14]

$$\gamma = \frac{\sqrt{\pi} [\exp n; p]}{2[F_{1/2}(\eta); I_{3/2,0}^0(\eta, \beta)]} \quad (6)$$

Burada $\eta = \mu_n / k_0 T$ gətirilmiş kimyəvi potensial, $\beta = k_0 T / \epsilon_g$ qeyri-standart zonanı xarakterizə edən parametrlər, $F_{1/2}(\eta)$ və $I_{3/2,0}^0(\eta, \beta)$ bir və iki parametrlili Fermi inteqrallarıdır. [10] işinə əsasən Fermi inteqralları belə təyin olunur

$$F_{1/2}(\eta) = \frac{n\sqrt{\pi}}{4(2\pi n^* k_0 T h^{-2})^{3/2}}; \quad I_{3/2,0}^0(\eta, \beta) = \frac{3\pi^2 \hbar^3 n}{(2m^* k_0 T)^{3/2}}$$

Burada m^* - yükdaşıyıcıların effektiv kütlələridir. $F_{1/2}(\eta)$ və $I_{3/2,0}^0(\eta, \beta)$ funksiyalarına aşağıdakı kimi natural həll etməklə hesablanırlar. İxtiyari dərəcədə

cırılma üçün kvadratik və qeyri- kvadratik dispersiya halında termoelektrik əmsalı klassik güclü maqnit sahələri üçün [15,16] işlərinə əsasən belədir.

$$\alpha_{\infty} = -\frac{k_0}{e} \left[\frac{5F_{3/2}(\eta)}{3F_{1/2}(\eta)} - \eta \right] \quad (7)$$

$$\alpha_{\infty} = -\frac{k_0}{e} \left[\frac{I_{3/2,0}(\eta, \beta)}{I_{3/2,0}^0(\eta, \beta)} - \eta \right]$$

Məlumdur ki, $\alpha_{\infty} = \alpha_0 + \Delta\alpha_{\infty}$ və $\Delta\alpha_{\infty}$ -klassik güclü maqnit sahəsində maqnit termoelektrik hərəkət qüvvəsidir. Darzolaqlı yarımkeçiricilərdə $\Delta\alpha_{\infty}$, α_0 -ın ~10-15%-ni təşkil edir. $\Delta\alpha_{\infty}$ qiymətini nəzərə alaraq $F_{1/2}(\eta)$ və $I_{3/2,0}^0(\eta, \beta)$ qiymətlərini hesablamaq olar.

Elektronların konsentrasiyaları Holl sabitindən [7] $n \approx \frac{1}{Re}$ kimi hesablanır.

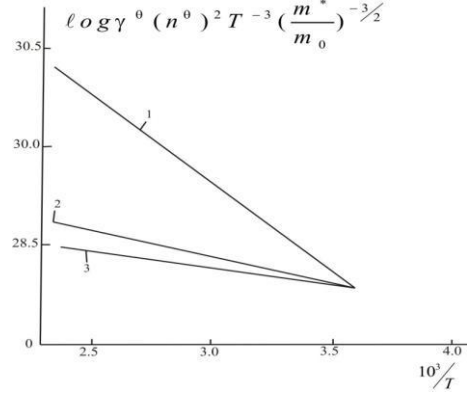
Te əlavəsi olanda dəşiklər üstünlük təşkil edər. R əmsalı elektron və dəşiklərin konsentrasiyalarından və yürüklüklərindən belə asılıdır

$$R = \frac{pU_p^2 - nU_n^2}{e(pU_p - nU_n)^2} \quad (8)$$

Burada U_n , U_p və n , p [6,17] işlərində olan kimi hesablanır.

Əgər $F_{1/2}(\eta)$, $I_{3/2,0}^0(\eta, \beta)$, n və p məlumdursa (5) və (6)-dan γ , γ^{θ} və n^{θ} tapılır.

Şəkil 4-də $\log \gamma^{\theta} (n^{\theta})^2 T^{-3} \left(\frac{m^*}{m_0} \right)^{-3/2}$ ifadəsinin $1/T$ -dən asılılığı verilib.



Şəkil 4. Ag_2Te birləşməsində $\log \gamma^{\theta} (n^{\theta})^2 T^{-3} \left(\frac{m^*}{m_0} \right)^{-3/2}$

funksiyasının $1/T$ -dən asılılığı.

1- [4]-dən ($E_g=0.113\text{eV}$), 1- əlavə 0.02at.% olan da ($E_g=0.054\text{eV}$), 2- əlavə 0.02at.% olanda ($E_g=0.054\text{eV}$), 3- əlavə 0.75at.% ($E_g=0.035\text{eV}$).

Bu asılılıqdan E_g təyin olunur. Alınan hesablamə nəticələri cədvəldən görüldüyü kimi, parçalanma defektlərin (ya da deformasiya potensialının) hesabına olur.

Cədvəl

Ag_2Te birləşməsində yükdaşıyıcıların parametrləri

| Nümunələr parametrləri | $\text{Ag}_2\text{Te}+0.02 \text{ at.\%Ag}$ | | | $\text{Ag}_2\text{Te}+0.05 \text{ at.\%Te}$ | | |
|---|---|-------------------|-------------------|---|-------------------|-------------------|
| | 100K | 200K | 300K | 100K | 200K | 300K |
| $\beta_1, \text{eV} \cdot \text{K}^{-1}$ | -7,5·10 ⁻⁵ | — | — | -7,5·10 ⁻⁵ | — | — |
| ε_g, eV | 0.046 | 0.040 | 0.031 | 0.028 | 0.021 | 0.014 |
| γ^{θ} | 1.501 | 1.439 | 1.354 | 1.438 | 1.347 | 1.298 |
| m_n^* | 0.025[6] | 0.018 | 0.014 | 0.022 | 0.020 | 0.020 |
| m_p^* | 0.12 [8] | — | — | — | — | — |
| $U_n, \text{V}^{1/2} \cdot \text{s} \cdot \text{cm}^{-2}$ | 1,5·10 ⁻⁵ | 8·10 ³ | 4·10 ³ | 5·10 ³ [6] | 2·10 ³ | 1·10 ⁴ |
| $U_p, \text{V}^{1/2} \cdot \text{s} \cdot \text{cm}^{-2}$ | — | — | — | 6·10 ³ [6] | 4·10 ³ | 2·10 ³ |

Qadağan olunmuş zolaq haqqında alınan məlumatları dəqiqləşdirmək üçün p və n tip Ag_2Te birləşməsində Holl sabitinin temperatur asılılığı hesablanmışdır. Hesablama aşağıdakı kimi aparılmışdır. Bir tip keçiricilik sferik enerji səthi halında Holl sabiti

$$R = -1/ne, \quad (9)$$

kimi təyin olunur.

Keyn dispersiya qanunu olanda elektronların n konsentrasiyası

$$n = \frac{(2m_n^*k_0T)^{3/2}}{3\pi^2\hbar^3} I_{3/2,0}^0(\eta, \beta), \quad (10)$$

kimidir.

Alınan m_n^* , η və β qiymətlərin məlumdursa, n -i (10) əsasən hesablamaq olur və (9)-a əsasən R təyin olunur (şəkil 2).

Şəkil 2-dən görünür ki, $\varepsilon_g=0.054\text{eV}$ qiyməti üçün R -in hesablamə əyrisi n - Ag_2Te birləşməsində $n=2.1 \cdot 10^{18} \text{sm}^{-3}$ qiymətində təcürbi qiymətə uyğundur.

p - Ag_2Te üçün $R(T)$ asılılığı aşağıdakı kimi hesablanır. Şəkil 2-dən görüldüyü kimi $T \leq 50\text{K}$ qiymətində Te əlaqəsi 0,05at.% olanda Ag_2Te keçiriciliyi tamamilə dəşiklərlə təmin olunur. $50\text{K} \ll T \ll 300\text{K}$ məxsusi keçiricilik intervalıdır və $R(T)$ temperatur asılılığı iki tip keçiriciliklə təyin olunur. $R(T)$ məxsusi iki tip keçiricilik olanda zəif maqnit sahəsində $(U_p H/c)^2 < 1$ (6)

$$R = \frac{1}{N_a e} \frac{(1-c)(1-b^2c)}{(1+bc)^2}, \quad \text{kimidir} \quad (11)$$

Burada $N_a = p(1-c)$ akseptorların konsentrasiyaları, $b = U_n/U_p$ elektron və deşiklərin yüüklüklərinin nisbəti, $c=n/p$ [6] metodu ilə təyin olunan konsentrasiyaların nisbətidir. $C(T)$ asılılığı $c = \frac{n_i}{N_a + P_i}$ ifadəsindən hesablanır.

$n_i \approx p_i$ məxsusi konsentrasiyaları

$$n_i = 4,9 \cdot 10^{15} \left(\frac{m_p^* m_n^*}{m_0^2} \right)^{3/4} T^{3/2} \exp\left(-\frac{\varepsilon_g}{2k_0 T}\right) \quad (12)$$

ifadəsindən hesablanır.

$m_p^* = 0.12$ [6], $m_n^* = 0.02$ [7], ε_g , c və b qiymətlərini yerinə yazaraq $R(T)$ hesablanır (şəkil 2.) Şəkil 2-dən görünür ki, $\varepsilon_g = (0.035-7 \cdot 10^{-5} K^{-1}) eV$ olanda təcrübə və hesablama qiymətləri tamamilə üst-üstə düşür.

Hesablamalar göstərir ki, mənfi elektrik yükünə malik defektlər üçün (ionlaşmış gümüş atomları) E_g qiyməti, müsbət elektrik yükünə malik (gümüş boşluqları) defektlərdən çoxdur. Qadağan olunmuş zolağın temperatur əmsalının qiyməti [4,6] işindəki qiymətə yaxındır.

ALINAN NƏTİCƏLƏRİN TƏHLİLİ.

Ag₂Te birləşməsinin elektrofiziki xassələrinin analizi göstərir ki, bu birləşmə özünəməxsus xarakterə malikdir. Belə ki, quruluşun faza keçidi, mürəkkəb enerji quruluşu olması, qarışıq ion kovalent metallik xarakterli kimyəvi əlaqəsi və s. Buna misal ola bilər. Ag₂Te birləşməsinin əsas xarakteri məxsusi defektlər olmasıdır (onların konsentrasiyaları $1 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$ böyükdür [4]). Bu defektlər enerji quruluşunu və yükdaşıyıcıların kinetik parametrlər-

rini dəyişdirir. Tam olmayan tetraedrik və oktaedrik boşluqlar Ag₂Te birləşməsinin qəfəsdə özünəməxsus kristallaşmaya gətirir. Burada ionlaşmış gümüş atomları elektron-fonon proseslərinə təsir edir. Ag₂Te birləşməsinin elektrik və termoelektrik xassələrinin dəyişməsi burada defektlərin olmasıdır və burada yaranan əlavə defekt konsentrasiyasıdır n_D . Hesablama göstərir ki, $n_D \geq n_i$ olanda qadağan olunmuş zolaq dəyişir. Bu hal Ag_{2-x}Te birləşməsinə 0.01 at.% Ag və 0.05 at.% Te əlavələrindən çox olduqda baş verir.

[10] işinin analizi göstərir ki, məxsusi defektlərin yaranması və onların diffuziyası [11] gümüş atomlarının vakant yerlərdə hərəkəti ilə bağlıdır.

Ag₂B birləşmələrindən yalnız Ag₂Te n və p tip keçiriciliyə malikdir. Bunun səbəbi [7] işində ətraflı analiz olunub. Beləliklə Ag₂Te birləşməsinin fiziki xassələri məxsusi defektlərlə təyin olunur. Bütün yükdaşıyıcıların əsas parametrləri tərkibin dəyişməsindən asılıdır. Məxsusi defektlərin konsentrasiyaları yükdaşıyıcıların konsentrasiyalarından böyük olanda birləşmənin xassəsi kəskin dəyişir. Mənfi yüklü defektlər artanda, elektronların konsentrasiyası artır və Ag₂Te elektrik keçiriciliyi artır [11] və Fermi səviyyəsi keçirici zonaya tərəf sürüşür və cırlaşma başlayır.

Bununla yükdaşıyıcıların yüüklükləri azalır. Defektlərin olma dərəcəsi $\sigma(T)$ və $R(T)$ funksiyalarını kəskin dəyişdirir, bu Ag₂Te birləşməsində elektron faza keçidinin olması ilə təsdiq olunur [19]. Yükdaşıyıcıların əsas səpilmə mexanizmləri kiçik temperaturlarda defektlərdir, böyük temperaturlarda qəfəsin istilik rəqsləridir [6,7,13].

Beləliklə, defektlərin konsentrasiyalarının dəyişməsi kinetik xassələri, zona quruluşu birləşməsinin kimyəvi əlaqəsi arasında güclü korelyasiyasıdır. $\sigma(T)$, $R(T)$ və $\alpha_0(T)$ funksiyaları elementar qəfəsdə gümüş atomlarının vəziyyəti ilə əlaqədardır. Beləliklə gümüş və tellur atomlarını Ag₂Te birləşməsinə əlavə etməklə elektrik keçiriciliyini və termoelektrik xassələrini tənzimləmək olar ki, onun əsasında Ag₂Te əsasında elektron texnikasında düzəldilən cihazların yükdaşıyıcıların iş prinsipini əvvəlcədən demək olar.

- | | |
|--|---|
| [1] Ю.Я.Гуревич, Ю.И.Харкац. УФН, 1982, 136(4) 693. | [9] И.А.Драбкин, Б.Я.Мойжес. ФТП, 1978, т. 21, в. 9, 1715-1717. |
| [2] R.Dalreen, R.Gill. Phys. Rev. 1966, 143,2, pp. 666-669. | [10] Б.М.Аскеров. Кинетические эффекты в полупроводниках. Л., «Наука», 1970. |
| [3] Т. Г. Керимова, С. А. Алиев, Г. А. Ахундов. ФТП, 1970. Т. 4, в.2, с.400-401. | [11] С.М.Fang, R.A.de Groot, G.A.Wigers. J. of Phys. and Chem. of Sol. 2002, 63, pp457-464. |
| [4] A.Addel and Simon Gromb. J. Phys. hem. Sol., 1983, v.44, p. 95-105. | [12] В.М.Глазов, Н.М.Махмудова. Изв. АН СССР, Неорг.матер., 1975, т.11, №9, 1556-1560, 1970. |
| [5] А.С.Королева, В.Ю.Мартынов, П.П.Петров. Зонная структура Ag ₂ Te. Тез. 2-й Всес. Конф. ЧГУ «Материаловедение халькогенидных кислород содержащих полупроводников». т.11, 47, 1986. | [13] Ф.Ф.Алиев, М.Б.Джафаров, Г.З.Аскерова, Э.М.Годжаев. ФТП, 2010, 44(8),1042. |
| [6] Ф.Ф.Алиев, Э.М.Керимова, С.А.Алиев. ФТП, 36 (8),932, 2002 . | [14] J.Rosenberq. J..Chem. Phys. V.33, №3, pp. 665-667. |
| [7] Ф.Ф.Алиев, М.Б.Джафаров. ФТП, 2008, т.42, в.11, с.1297-1300. | [15] F.F.Aliev, G.G.Guseinov, G.P.Pashaev, G.M.Agamirzoeva and A.B.Magerramov. Inorganic Materials. 2008, Vol.44, №2, pp.115-120. |
| [8] С.А. Алиев, Ф.Ф.Алиев. Изв.АН СССР, Неорг. матер., 25(2), 241, 1989. | [16] Ф.Ф.Алиев, Г.А.Гасанов. Неорг. матер. материалы, 2001, т.47, №8, с.1-5. |
| | [17] Ф.Ф.Алиев, М.Б.Джафаров, В.И.Эминова. ФТП, 2010, т.44, в.6, с.749-752. |

- [18] *Г.Б.Абдуллаев, Т.Д.Джафаров.* Атомная диффузия полупроводниковых структурах. М. Атом изд.,1980. [19] *Ф.Ф.Алиев.* Изв. РАН неорг. матер., 2002, т.38, №10, с.1184-1186.

F.F. Aliev, R.A. Hasanov, E.R. Hasanov, T.F. Yusifova

VALIUS ENERGY GAP IN Ag₂Te

In the work the band gap energy E_g as a function of defect concentration in n - and p - Ag₂Te is calculated, and the temperature dependence of the kinetic properties taking into account E_g is analyzed. It is established that at values for n - Ag₂Te at $E_g=0.054$ eV and for p - Ag₂Te at $E_g= 0.035$ eV the calculation and experimental date coincide.

Ф.Ф. Алиев, Р.А. Гасанова, Э.Р. Гасанов, Т.Ф. Юсифова

ЗНАЧЕНИЯ ШИРИНЫ ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНЫ Ag₂Te

В работе проведен расчет для определения ширины запрещенной E_g зоны в зависимости от концентрации дефектов в n - и p - Ag₂Te, а также анализированы температурные зависимости кинетических свойств с учетом E_g . Установлено, что для n - Ag₂Te при $E_g=0.054$ eV и для p - Ag₂Te при $E_g =0.035$ эВ расчетные и экспериментальные данные согласуются. Выявлена связь между шириной запрещенной зоны и концентрацией дефектов, возникающих за счет ионов и вакансии атомов серебра в подрешетке Ag₂Te.

Qəbul olunma tarixi: 14.11.2011

PARTLAYIŞLARIN SEYSMİK ŞÜALANMASI

N.M. MURADOV, V. B. MİRZƏYEV, M.R. MƏHƏRRƏMOVA, Ə.S. QULİYEV

MAKA-nın T.K. İsmaylov adına Təbii Ehtiyatların Kosmik Tədqiqi İnstitutu
AZ 1106, Bakı, S.S. Axundov 1, korpus 2.

Nəticələr partlayışın seysmik şüalanmasına, mühitdə yayılan kütlələrin mexaniki hərəkəti prosesinin əsas hissəsi kimi baxmağa imkan verir. Beləliklə, seysmik şüalanma – impulsun ötürülməsi zamanı təsir edən qüvvələr partlayışın mexaniki işinə cavabdeh olur ki, bu da kimyəvi reaksiyalar zonasından kənarında yerləşən kütlələrin xırdalanması və yerdəyişməsi hesabına baş verir.

Açar sözlər: seysmik şüalanma, partlayışın mexaniki işi, zərbə qüvvəsi, seysmik signal, zərbənin və partlayışın seysmoqramları, şüalanma intensivliyi, titrəmə.

UOT: 91.30.-f, 43.40.Ph, 91.30.f.

Partlayışların mexanikasının analizinin əsasında enerjinin və impulsun saxlanması qanunları durur ki, bu qanunlar da aşağıdakı şəkildə ifadə oluna bilər [1]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{\partial p}{\rho \partial r} &= 0, \\ \frac{\partial p}{\partial t} + v \frac{\partial p}{\partial r} + (v-1) \frac{\rho v}{r} &= 0, \\ \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{p}{\rho v} \right) + v \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{p}{\rho v} \right) &= 0. \end{aligned} \quad (1)$$

burada, v – mühit hissəciyinin sürəti, p – təzyiq, v – xüsusi istilik tutumlarının nisbətidir. Bu bərabərliklər seysmik dalğaları təsvir etmək üçün istifadə oluna bilər.

Sistemə bağlı olan hissəciklərin mexaniki hərəkətinin ümumi təsviri üçün əsasən, Nyutonun aşağıdakı bərabərliyi qəbul edilir:

$$\frac{m_a dv_a}{dt} = - \frac{du}{dr_a} \quad (2)$$

burada a - hissəciyin impulsunun dəyişməsi (sol tərəf) sistemin fəzada enerji qradienti ilə (sağ tərəf) əlaqələndirilir. Əgər mühitdə kinetik enerjinin qradienti mövcuddursa, kinetik enerji ilə impuls arasında olan əlaqədən istifadə edib Nyuton bərabərliyindən birözlü fəzada impulsun yayılması üçün qeyri-xətti bərabərlik alarıq:

$$mp_t + pp_x = 0 \quad (3)$$

Bu bərabərlik kütlənin fəza koordinatlarından asılılığı nəzərə alınsa kifayət qədər mürəkkəbləşir: üçözlü

$$p(t) = \sqrt{2M(t)E(t)}, \quad f = \frac{dp}{dt} = \frac{M \frac{dE}{dt} + E \frac{dM}{dt}}{p} \quad (4)$$

Sadəlik üçün PM-in eyni bərabərlikdə detonasiya etməsini qəbul etsək, partlayış kamerasının divarlarına təsir edən qüvvə aşağıdakı nisbət vasitəsi ilə təyin olunur:

$$f = \frac{dp}{dt} \approx \frac{p}{\Delta t} = \frac{pv_d}{L} \quad (5)$$

haldə impulsun vektor kəmiyyət olduğu nəzərə alınır. Nəzəri mexanikadan əlaqəli kütlələr sistemində (xüsusilə də kəsilməz mühitdə) impulsun təklənmiş dalğa şəklində yayılması aydın olur [2].

Biz belə hesab edirik ki, impulsun yayılması kəsilməz mühitdə seysmik dalğaların mövcud olmasını təyin edir. Seysmik şüalanmanı əlaqəli kütlələr sistemində qarşılıqlı təsir qüvvələrinin özünəməxsus bir növü kimi baxmaq olar. Hal-hazırda partlayış zamanı istiliyə, mühitin parçalanmasına və seysmik dalğalara ayrılan enerji nisbətlərinin qiymətləndirilməsi kifayət qədər işlənmişdir.

Detonasiya nəticəsində partlayıcı maddənin (PM) bütün kimyəvi enerjisi partlayış məhsullarının kinetik enerjisində çevrilir ki, bu enerji də tamamilə ətraf mühitə ötürülür. Bu enerjinin fəzada yayılmasını seysmik şüalanma prosesi adlandırırlar. Seysmik cihazlar vasitəsi ilə qeyd olunan hərəkətin bu cür ikinci növ xarakteristikalarının köməyi ilə seysmik dalğaların yayılmasını təsvir edirlər.

Partlayış zamanı mühitin dağılmasına sərf olunan işi Nyuton qüvvələri təyin edir, yəni, məhz seysmik enerji partlayışın yaxın (uzaq) zonasında parçalanmaya sərf olunan işi müəyyən edir. Seysmik dalğalar mənbədən istiqamətlənmiş mühit hissəciklərinin hərəkətini təyin edir, dalğaların sınıması və əks olunması nəticəsində hissəciklərin xaosik hərəkətinə səbəb olan hərəkət isə istilik itkilərinə aid edilir.

İmpulsun yayılması zamanı mühitdə təsir edən qüvvələr partlayış məhsullarının partlayış kamerasının divarları ilə toqquşması zamanı tormozlanması nəticəsində yaranır. PM eyni vaxtda detonasiya etmədiyindən partlayış məhsullarının kinetik enerjisi və kütləsi zamana görə dəyişir:

burada L - PM-in ölçüləri, v_d - isə PM- in detonasiya sürətidir.

Partlayış nəticəsində kamerasının divarlarına f qüvvəsi ilə təsir edən hissəciklər bütün mexaniki impulsunu mühitə ötürür. İmpulsun ötürülməsi zamanı, bu impulsu alan kamera divarının elementi üç mümkün olan variantla reaksiya verir. Əgər təsir edən qüvvələr kütlələri sistemə bağlayan qüvvələrdən böyük olarsa sistem hissələrə par-

çalanacaq. Ayrı-ayrı əlaqələr parçalanırsa və impulsun müəyyən hissəsi elementə ötürülürsə, bu element impulsun saxlanması qanununa uyğun olaraq irəliləmə hərəkəti qazanır. Nəhayət, kütlələr sistemi arasındakı daxili qüvvələr tətbiq olunan qüvvələrdən böyük olarsa kütlə elementi alınmış impulsu itkisiz və tam olaraq qonşu elementlərə (u elementləri saxlayan qüvvələr vasitəsi ilə) ötürərək, tarazlıq halına qaydır.

Yuxarıda deyilənlər nəzərə alınaraq, konkret nəticələrin əldə edilməsinə imkan verən, praktiki işlər üçün əhəmiyyətli olan bir sıra eksperimentlər aparılmışdır.

1. Zərbənin və partlayışın seysmoqramlarının alınması. Bu məsələnin həllinə yanaşma adətən belədir – mənbədə gedən proseslərin eyni enerjili olmasını təmin etmək. 1 q tüstü barıtının partlayışı qeyd olunubsa, belə zənn etmək olar ki, ekvivalent intensivliyi əldə etmək üçün 2500C enerjiyə malik zərbəni nəzərdən keçirmək lazımdır - məsələn: 10 m hündürlükdən sərbəst düşən 25 kq-lıq kütləni. Təcrübələr isə göstərir ki, belə proseslərdə həyəcanlanan seysmik siqnalların intensivlikləri kifayət qədər fərqlənir.

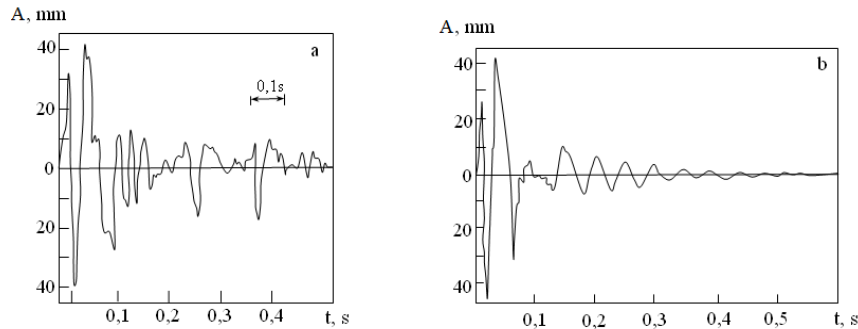
Məs, 1 m hündürlükdən hansı kütləni sərbəst buraxmaq lazımdır ki, zərbə meydançasında elə bu qüvvə təsir göstərsin? Zərbənin enerjisi $E_z = mgh$; impuls $p_z = \sqrt{2mE_z} = m\sqrt{2gh}$, impulsun ötürülməsi Δt_z - zamanını zərbə vuran cisimdə uzununa dalğaların yayılması zamanı ilə qiymətləndirmək olar - $\Delta t_z = L/v_p$. Əgər 1 m hündürlükdən 0,5 kq-lıq, uzunluğu 6 sm olan

cisim düşürsə, enerji 5C, impuls $p_z=2,2\text{kqm/s}$, zərbə müddəti $\Delta t_z = 10^{-5}\text{s}$ olacaq. Zərbə qüvvəsi f_z isə $p_z/\Delta t_z$ kimi hesablanır və partlayış zamanı yaranan qüvvəyə bərabər olur.

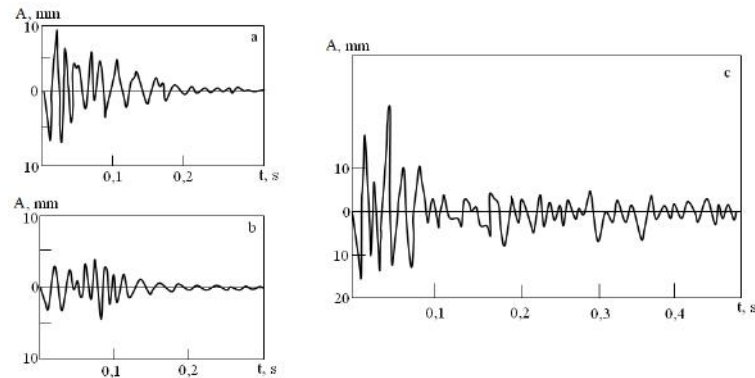
Şəkil 1-də 1q tüstü barıtının partlayışı və 1m hündürlükdən sərbəst düşən 0,5kq-lıq cismin yerə zərbəsi zamanı dəyişməz şəraitdə, dəyişməz qeyd edən sistemlər tərəfindən qeyd olunan tərponişlərin seysmoqramlarının müqayisəsi verilmişdir. Qeyd etmək lazımdır ki, onların mənbələrinə baxmayaraq, qeyd olunan rəqslərin intensivliyi və onların tezlik tərkibinin fərqi çox da böyük deyil.

2. PM-in ölçülərinin və şüalanma intensivliyinin müqayisəsi: seysmik kəşfiyyatda böyük intensivlikli seysmik siqnalın alınması üçün PM-in qruplaşdırılması prinsipi yaxşı məlumdur [3].

Bu prinsip ondan ibarətdir ki, PM-in müəyyən hissəsi eyni zamanda partlayır ki, bu da seysmoqəbuledicilər tərəfindən qeyd olunan siqnalın ən yaxşı xarakteristikalarını təmin edir. Bu əməliyyatın təsviri empirik əsaslarla aparılır. Bizim fikrimizcə, aydındır ki, PM-in hissələrə parçalanması və onların eyni zamanda partlaması detonasiya prosesi zamanının azalmasına gətirib çıxarır. Bu, impulsun onun ötürülməsi zamanına nisbətinin artmasına, yəni, təsir edən Nyuton qüvvəsinin böyüməsinə gətirib çıxarır.



Şəkil 1. Zərbə və partlayış zamanı CM -1(1 Hs) + MO17 (400 Hs) titrəmələrin ekvivalent seysmoqramları: a) 1m hündürlükdən 0,5 kq-lıq cismin sərbəst düşməsi zamanı zərbə; b) 1q tüstü barıtının partlayışı.



Şəkil 2. Eyni enerjili müxtəlif mənbələrdən olan titrəmələr: a) 1q-lıq barıtın (uzunluq 4 sm) partlayışı, b) 1q-lıq barıtın (uzunluq 11 sm) partlayışı, c) 0,25m-lik hündürlükdən sərbəst düşən 1kq-lıq cismin zərbəsi.

Şəkil 2-də iki eyni miqdarda barıtın partlaması və 1kq-lıq cismin 25sm-lik hündürlükdən sərbəst düşən cismin zərbəsi zamanı seysmoqramların müqayisəsi veril-

mişdir. Hər iki PM-nin kütlələrinin eyni olmasına baxmayaraq, onlar müxtəlif diametrlili kapron silindrlərdə yerləşdirilmişlər ki, bunun nəticəsində müxtəlif uzunluqlara

PARTLAYIŞLARIN SEYSMİK ŞÜALANMASI

malik olmuşlar (4 və 11sm). Şəkildən görünür ki, birinci halda (şəkil 2, a) seysmik şüalanmanın intensivliyi ikinci (şəkil 2, b) halda olduğundan kifayət qədər çoxdur. Enerjisi hər iki partlayışdan 1000 dəfə az olan zərbə isə daha böyük seysmik şüalanma (şəkil 2, v) yaratmışdır.

Göstərilən nəticələr partlayışın seysmik şüalanması-na, mühitdə yayılan kütlələrin mexaniki hərəkəti prosesinin əsas hissəsi kimi baxmağa imkan verir. Beləliklə,

seysmik şüalanma- impulsun ötürülməsi zamanı təsir edən qüvvələr partlayışın mexaniki işinə cavabdeh olur ki, bu da kimyəvi reaksiyalar zonasından kənarında yerləşən kütlələrin xırdalanması və yerdəyişməsi hesabına baş verir. [1]-də Sakurai tərəfindən partlayış prosesində hesablamalar zamanı istifadə edilmiş impuls anlayışı haqqında məlumat vardır. Biz partlayışın mexaniki təsirinin təsviri üçün impuls anlayışının qəbul edilməsinin tərəfdarıyıq.

[1] *Э.Н.Халилов.* Гравитационные волны и геодинамика. Элм-МСНР/МАН Баку-Берлин-Москва, 2004, 330.

[2] Солитоны . Под ред. *Р. Буллафа, Ф. Кодри.* М.: Мир, 1983. 408.

[3] *Я. И. Цейтлин, Н. И. Смольй.* Сейсмические и ударные воздушные волны промышленных взрывов. М.: Недра, 1981, 192.

Н.М. Мурадов, В.Б.Мирзоев, М.Р. Маггеррамова, А.С.Кулиев

СЕЙСМИЧЕСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ВЗРЫВОВ

Изложенные результаты позволяют рассматривать сейсмическое излучение взрывов как наиболее существенную часть процесса - механическое движение масс, распространяющееся в среде. Именно сейсмическое излучение - силы, действующие при передаче импульса – ответственно за механическую работу взрыва: дробление и перемещение масс, находящихся вне зоны химической реакции.

N.M. Muradov, V.B. Mirzoyev, M.R. Maqerramova, A.S. Quliyev

SEISMIC RADIATION OF EXPLOSIONS

The stated results allow us to consider seismic radiation of explosions as the most essential part of process - the mechanical movement of weights extending in the environment. Seismic radiation (the forces operating by transfer of an impulse) is responsible for mechanical work of explosion: crushing and moving of the weights which are out of a zone of chemical reaction.

Qəbul olunma tarixi: 26.10.2011

HİDROSTATİK TƏZYİQ ALTINDA OLAN MÜƏYYƏN ÖZLÜ-ELASTİKİ MÜHİTİN HAL TƏNLİKLƏRİNİN ARAŞDIRILMASI

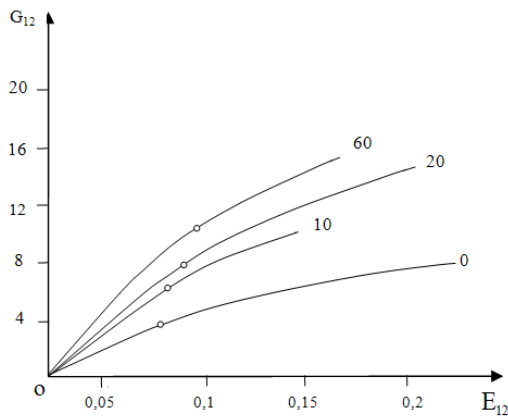
N.M. MURADOV, R.M. HÜMMƏTOV

Milli Aerokosmik Agentliyi Təbii Ehtiyatların Kosmik Tədqiqi İnstitutu
AZ 1106, S.S Axundov küç. 1, korpus 2.

Məqalədə təcrübəyə əsasən hidrostatik təzyiq altında olan özlü-elastiki mühitin material funksiyası təyin edilmişdir. Həmçinin materialı xarakterizə edən digər kəmiyyətlərin özünü necə aparması göstərilmişdir.

Açar sözlər: hidrostatik təzyiq, özlü-elastiki mühit.

UOT: 91.30.-f, 43.40.Ph, 91.30.f.



Şəkil 1.

Götürülmüş polimer materialı burulmada sürüngəcliyə və burulmaya işlətmək üçün xüsusi qurğu düzəldilmişdir. [1]. Bu qurğu nümunəni sabit moment təsiri altında burulmada sürüngəcliyə və deformasiya sürətini sabit

($E_{12}=2 \cdot 10^{-2} \frac{l}{san}$) saxlamaqla burulmaya işlətməyə imkan verir.

Hər dəfə təcrübə aparılarkən material atmosfer təzyiqi, ya da hidrostatik təzyiq altında olur. Hidrostatik təzyiq təcrübənin gedişi zamanı sabit saxlanılır. Material burulmada 0, 10, 20, 60 atm., burulmada sürüngəcliyə 0,20 atm. təzyiq altında işləyir.

Beləliklə, materiala həm burucu moment, həm də hidrostatik təzyiq təsir edir. Başqa sözlə, yükləmə prosesi mürəkkəbdir. Təcrübədə istifadə olunan nümunə nazik divarlı olub daxili diametri 16mm, xarici diametri 25mm, uzunluğu 75mm-dir. Qeyd edək ki, məqalədə istifadə olunan materialı xarakterizə edən kəmiyyətlər [2] işindən götürülmüşdür.

Təcrübənin verdiyi burulma ayrılarından görünür ki, (şəkil 1) material həm fiziki xətti özlü-elastiki, həm də fiziki qeyri-xətti özlü-elastiki xassə göstərir. Ona görə də hidrostatik təzyiqin polimer materialın mexaniki xassəsinə təsirinə öyrənmək üçün fiziki xətti özlü-elastiki və fiziki qeyri-xətti özlü-elastiki mühiti xarakterizə edən, məlum aşağıdakı hal tənliklərindən istifadə edəcəyik:

$$2 G \varepsilon_{ij} = S_{ij} + \int_0^t \Gamma(t-\tau) S_{ij}(\tau) d\tau \quad (1)$$

$$K \theta = \sigma + \int_0^t U(t-\tau) \sigma(\tau) d\tau \quad (2)$$

$$\varphi_1(E_u, \theta) \varepsilon_{ij} = f_2(\sigma_u, \sigma) S_{ij} + \int_0^t \Gamma(t-\tau) f_1(\sigma_u, \sigma) S_{ij}(\tau) d\tau \quad (3)$$

$$\varphi_2(\theta, E_u) K \theta = f_2(\sigma, \sigma_u) \sigma + \int_0^t U(t-\tau) f_2(\sigma, \sigma_u) \sigma(\tau) d\tau \quad (4)$$

(1) və (2) tənlikləri fiziki xətti özlü-elastiki mühiti xarakterizə edir. Bu tənliklərə daxil olan $f_1(\sigma_u, \sigma)$, $f_2(\sigma, \sigma_u)$, $\varphi_1(E_u, \theta)$, $\varphi_2(\theta, E_u)$ funksiyaları material funksiyaları, $\Gamma(t)$ və $U(t)$ funksiyaları nüvə adlanır. Qeyd edək ki, $\Gamma(t)$ və $U(t)$ funksiyaları verilmiş material üçün universal funksiyalardır. $f_1(\sigma_u, \sigma)$, $f_2(\sigma, \sigma_u)$, $\varphi_1(E_u, \theta)$, $\varphi_2(\theta, E_u)$ funksiyaları isə materialın burulmaya, burulmada sürüngəcliyə, saf sürüşməyə, darıltmaya və s. işləməsindən asılı olmayaraq (materialın hansı xassə göstərməsindən: fiziki xətti özlü-elastiki, fiziki qeyri-xətti özlü-elastiki və s. asılıdır) öz formasını saxlayır.

(1), (2), (3) və (4) tənliklərində $\sigma_u = (\frac{3}{2} S_{ij} S_{ij})^{1/2}$ - gərginlik intensivliyi, $S_{ij} = \sigma_{ij} - \sigma \delta_{ij}$ - gərginlik deviatoru komponentləri, $\sigma = \frac{\sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33}}{3}$ - hidrostatik təzyiq, σ_{ij} - gərginlik tenzoru komponentləri, $E_u = (\frac{2}{3} \varepsilon_{ij} \varepsilon_{ij})^{1/2}$ - deformasiya intensivliyi, $\varepsilon_{ij} = E_{ij} - \theta \delta_{ij}$ - deformasiya

deviatoru komponentləri, E_{ij} - deformasiya tenzoru komponentləri, $\theta = E_{11} + E_{22} + E_{33}$ - nisbi həcmi dəyişmə, k - həcmi deformasiya modulu, $2G$ - ani sürüşmə modulu.

Götürülmüş polimer material burulmaya işlədiyindən və nümunə nazik divarlı olduğundan burucu moment σ_{12} toxunan gərginliyini yaradır; hidrostatik təzyiqin təsiri nəticəsində isə $\sigma_{11} = \sigma_{22} = \sigma_{33} = -P$ gərginlikləri yaranır. Gərginlik tenzoru komponentlərinin qalanları bu məsələdə sıfıra bərabər olur. Materialın burulmaya işləməsindən və praktiki sıxılmayan olmasından alınır ki, deformasiya tenzoru komponentlərindən yalnız $E_{12} = E_{21}$ sıfırdan fərqlidir. Deyilənləri nəzərə almaqla sadə hesablamalardan sonra alırıq:

$$S_{11} = S_{22} = S_{33} = S_{13} = S_{31} = S_{23} = S_{32} = 0$$

$$S_{12} = S_{21} = \sigma_{12} = \sigma_{21}$$

$$\begin{aligned} \sigma_{11} &= \sqrt{3} \sigma_{12} & (5) \\ \varepsilon_{11} &= \varepsilon_{22} = \varepsilon_{33} = \varepsilon_{13} = \varepsilon_{31} = \varepsilon_{23} = \varepsilon_{32} = 0, \\ \varepsilon_{12} &= \varepsilon_{21} = E_{12} = E_{21} \\ \theta &= E_{11} + E_{22} + E_{33} \\ E_4 &= \frac{2}{\sqrt{3}} E_{12} \end{aligned}$$

Təcrübədən alınmış burulmada sürüncəklik əyri-lərinin köməyiylə qurulmuş izoxran əyri-lər ailəsini və material burulmaya işlədiyi zaman təcrübənin verdiyi burulma ($\sigma_{12} \square E_{12}, P = \text{const}$) əyri-lər ailəsini araşdır-maqla belə məlum olur ki, $p=0, \sigma_{12} \leq 5,8 \frac{kq}{sm^2}; p=10\text{atm}, \sigma_{12} \leq 8,6 \frac{kq}{sm^2}; p=20 \text{ atm}, \sigma_{12} \leq 9,6 \frac{kq}{sm^2}; p=60 \text{ atm}, \sigma_{12} \leq$

$10,7 \frac{kq}{sm^2}$ olduqda material fiziki xətti özlü elastiki xas-sə, $p=0, \sigma_{12} \square 5,8 \frac{kq}{sm^2}; p=10\text{atm}, \sigma_{12} \square 8,6 \frac{kq}{sm^2}; p=20\text{atm}, \sigma_{12} \square 9,6 \frac{kq}{sm^2}; p=60\text{atm}, \sigma_{12} \square 10,7 \frac{kq}{sm^2}$ olduqda isə material fiziki qeyri-xətti özlü-elastiki xas-sə göstərir.

Materialın fiziki xətti özlü-elastiki xassə göstər-di-yi oblastı Q_1 materialın fiziki qeyri-xətti özlü-elastiki xassə göstərdiyi oblastı Q_2 ilə işarə edək. Qeyd etmiş-dik ki, götürülmüş polimer material praktiki sıxılmayan material hesab olunur. Praktiki sıxılmadan material üçün (2) və (4) tənlikləri eynilik kimi ödənilir. Digər tə-rəfdən (5) münasibətlərini (1) və (3) tənliklərində nə-zərə alsaq, bu tənliklərdən yalnız aşağıdakılar qalır:

$$\begin{aligned} 2G E_{12} &= \sigma_{12} + \int_0^t \Gamma(t-\tau) \sigma_{12}(\tau) d\tau \\ \varphi_1(E_u) E_{12} &= f_1(\sigma_u, \sigma) \sigma_{12} + \int_0^t \Gamma(t-\tau) f_1(\sigma_u, \sigma) \sigma_{12}(\tau) d\tau \end{aligned}$$

Fərz edək ki, burada $\varphi_1(E_u)$ funksiyası sabitdir. Ümumiliyi pozmadan bu sabiti $2G$ götürə bilərik. Biz sonrakı söhbətimizdə belə bir fərziyənin mümkünlüyünü göstərəcəyik. Belə ki, əgər təcrübə əyri-lərinin köməyi vasi-təsilə $f_1(\sigma_u, \sigma)$ material funksiyası və materialın zamandan

asılı xassəsini xarakterizə edək $\Gamma(t)$ nüvəsini tə'yin etdikdən sonra qurulmuş nəzəri əyri-lər təcrübə əyri-lərə yaxın olarsa $\varphi_1(E_u)$ funksiyasının verilmiş material üçün sabit qəbul edilməsi fərziyəsi özünü doğruldur. Beləliklə,

$$2G E_{12}(t) = \sigma_{12} + \int_0^t \Gamma(t-\tau) \sigma_{12}(\tau) d\tau \quad Q_1 - \text{də} \quad (6)$$

$$2G E_{12}(t) = f_1(\sigma_u, \sigma) \sigma_{12} + \int_0^t \Gamma(t-\tau) f_1(\sigma_u, \sigma) \sigma_{12}(\tau) d\tau \quad Q_2 - \text{də} \quad (7)$$

Gərginlik və hidrostatik təzyiğin sabit qiymətlərində həmin tənlikləri aşağıdakı şəkildə yazı bilərik:

$$2G E_{12}(t) = \sigma_{12} [1 + \int_0^t \Gamma(t-\tau) d\tau] \quad Q_1 - \text{də} \quad (8)$$

$$2G E_{12}(t) = f_1(\sigma_u, \sigma) \sigma_{12} [1 + \int_0^t \Gamma(t-\tau) d\tau] \quad Q_2 - \text{də} \quad (9)$$

$1 + \int_0^t \Gamma(t-\tau) d\tau$ -ni $\varphi(t)$ ilə işarə edək:

$$\varphi(t) = 1 + \int_0^t \Gamma(t-\tau) d\tau \quad (10)$$

(8) və (9) tənlikləri aşağıdakı şəkli alır:

$$2G E_{12}(t) = \sigma_{12} \varphi(t) \quad Q_1 - \text{də} \quad (11)$$

$$2G E_{12}(t) = f_1(\sigma_u, \sigma) \sigma_{12} \varphi(t) \quad Q_2 - \text{də} \quad (12)$$

Əgər (12) ifadəsi materialda gedən deformasiya prosesinin hidrostatik təzyiqdən asılı olmasını göstərsə, (11) ifadəsi belə bir asılılığın varlığını göstərmir. Başqa sözlə, guya material fiziki xətti özlü elastiki xassə göstər-di-yi zaman hidrostatik ($\sigma=-P$) təzyiq materialın deforma-siyaya uğramasına heç bir tə'sir göstərmir. Belə isə, hid-rostatik təzyiğin müxtəlif, gərginliyin eyni qiymətlərində

material eyni deformasiya uğramalı idi. Təcrübə isə bu-nun əksini göstərir. Həm də hidrostatik təzyiq materialın deformasiyaya uğramasına elə güclü tə'sir göstərir ki, bu-nu nəzərə almamaq mümkün deyil. Odur ki, fiziki xətti özlü-elastiki mühiti xarakterizə edən (8) tənliyini aşağı-dakı şəkildə yazıq:

$$2G E_{12}(t) = g(\sigma) \sigma_{12} \varphi(t) \quad Q_1 - \text{də} \quad (13)$$

Bildiyimiz kimi Q_2 oblastında həmin tənlik aşağıdakı şəkildə yazılır.

$$2G E_{12}(t) = f_1(\sigma_u, \sigma) \sigma_{12} \varphi(t) \quad Q_2 - \text{də} \quad (14)$$

Buradan material funksiyaları təyin edilir. Qeyd edək ki, əgər $R(t)$ funksiyası $\Gamma(t)$ nüvəsinin rezolventası olarsa, (6) və (7) tənliklərini aşağıdakı şəkildə də yazı bilərik:

$$g(\sigma) \sigma_{12} = 2G \left[E_{12} - \int_0^t R(t-\tau) E_{12}(\tau) d\tau \right] \quad Q_1 - d\sigma \quad (15)$$

$$f_1(\sigma_u, \sigma) \sigma_{12} = 2G \left[E_{12} - \int_0^t R(t-\tau) E_{12}(\tau) d\tau \right] \quad Q_2 - d\sigma \quad (16)$$

harada ki,

$$\Gamma(t) = R(t) + \int_0^t \Gamma(\tau) R(t-\tau) d\tau \quad (17)$$

- [1] *K.A. Aqaxi*. “Sürüncəklik nəzəriyyəsinin bəzi məsələləri”. Namizədlik dissertasiyası, 1998. [2] *Ю.Н.Работнов* . “Ползучесть элементов конструкций ”. М. Наука 1996.

N.M. Muradov, R.M. Hummatov

RESEARCH OF THE STATE LEVELS OF VISCOUSLY ELASTIC ENVIRONMENT BEING UNDER THE INFLUENCE OF HYDROSTATIC PRESSURE

In given article the material function viscously elastic environment, being under the influence of hydrostatic pressure is defined on experiences. Other values characterizing these functions are shown.

Н.М. Мурадов, Р. М. Гумметов

ИССЛЕДОВАНИЕ УРОВНЕЙ СОСТОЯНИЯ ОПРЕДЕЛЕННОЙ ВЯЗКО – ЭЛАСТИЧНОЙ СРЕДЫ НАХОДЯЩЕЙСЯ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ГИДРОСТАТИЧЕСКОГО ДАВЛЕНИЯ

В данной статье на опытах определена материальная функция вязко – эластичной среды, находящейся под действием гидростатического давления, а также показаны другие величины характеризующие эту функцию.

Qəbul olunma tarixi: 26.10.2011

O.B. Abdinov, F.T. Xəlil-zadə, S.S. Rzayeva

KALİBRLENMƏ NƏZƏRİYYƏLƏRİNDƏ ELEKTRİK YÜKÜNÜN KVANTLANMASI HAQQINDA

Elektrik yükünün kvantlanma şərtlərinin təyin edilməsi məqsədilə bir sıra kalibrənmə modellərinə baxılmışdır. Göstərilmişdir ki, baxılan modellərdə elektrik yükünün kvantlanması üçün zəruri şərt Xiqqs sahələrinin olmasıdır. Elektromaqnit sahəsinin P-invariantlığından və fermionların kütlə laqranjianlarından alınan elektrik yükünün kvantlanma şərtlərinin eyniliyi və fermion sahələrinin hiperyüklərinin Xiqqs sahələrinin hiperyükləri vasitəsilə fiksə edilməsi faktları Xiqqs sahələrinin yeni xassələri kimi interpretasiya olunmuşdur.

H.B. İbrahimov, R.Q. Abaszadə

SONLU ENƏ MALİK KVANT HƏLQƏDƏ İŞİĞİN MAQNİT UDULMASI

Təqdim olunan işdə bircins maqnit sahəsində yerləşmiş Valkano konfaymentli potensiala malik həlqədə 2D elektronlar üçün optik keçidlər araşdırılmışdır.

Cırlaşmamış elektron qazı üçün udulma əmsalı hesablanmışdır.

B.A. Tahirov, B.Ə. Əbdurəhmanova, M.A. Aslanov

$T=77\text{K}$ -də $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ (0,3 ÷ 0,7) BƏRK MƏHLULLARININ YÜKDAŞIYICILARININ YÜRÜKLÜKLƏRİNİN DƏYİŞMƏ XARAKTERİ HAQQINDA

Temperaturda zəif maqnit sahəsində qalvanomaqnit xassələrinin ölçülmədən alınan nəticələri verilmişdir. Təcrübi nəticələrə əsasən elektron və deşiklərin konsentrasiyası, yürüklülərin orta qiymətinin tərkibdən asılılığı hesablanmışdır. Bismut-sürmə bərk məhlullarında sürmənin miqdarının artması ilə əlaqədar olaraq yükdaşıyıcıların yürüklülərinin azalması xəlitənin nizamsızlığından meydana gələn əlavə səpilmə və elektronların qeyri-kvadratik dispersiya qanunu ilə əlaqədardır.

M.A. Ramazanov, R.L. Məmmədova, R.B. Aslanov, A.A. Hədiyeva, A.R. Sadıxova.

PP+ D_{k2} (10-40%) NÜMUNƏLƏRİNİN TERMİK XARAKTERİSTİKASI

Təqdim olunan işdə polipropilen (PP) və D_{k2} markalı nanogel əsasında hazırlanmış nanokompozitin termik xarakteristikası öyrənilmişdir. DTA ayrılmasında endotermik effektin itməsi səbəbinə görə deyə bilərik ki, nanogel PP matrisasının kristal fazasının tam amorflaşmasına gətirib çıxarır. Müəyyən olunmuşdur ki, bu xassələr nanogelin 20% həcmi nisbətində daha çox müşahidə olunur. Qeyd etmək lazımdır ki, 210-230° C- intervalda DTA ayrılmasında ekzotermik effektlər termooksidləşmə destruksiyası ilə izah olunur. 275-290° C-də olan endoeffektlər zəif rabitələrin qırılması ilə, 390-465° C –də alınan endoeffektlər isə depolimerləşmə prosesləri ilə əlaqədardır.

M.B. Muradov, N.V. Hüseynova, E.H. Kuliyyev, G.M. Eyvazova

CdS NANOHİSSƏCİKLƏRİNİN AKUSTOKİMYƏVİ ÜSULLA FORMALAŞMASI

Akustokimyəvi metodun köməyi ilə kadmium sulfid nanozərrəcikləri alınmışdır. Onların strukturu və optik xassələri tədqiq edilmişdir. Göstərilmişdir ki, alınmış nanozərrəciklərin effektiv kütləsi həcmi kadmium sulfid kristallarından çox fərqlidir. CdS nanozərrəciklərinin kristallik quruluşu formalaşma şəraitindən asılıdır.

V.N. Cəfərova, H.S. Orucov, E.K. Qasımova

TƏMƏL PRİNSİPLƏRDƏN TİSe KRİSTALI ÜÇÜN İNFRAQIRMIZI OPTİK FONON TEZLİKLƏRİNİN MODLARA PARÇALANMASI

İşdə infraqırmızı optik fonon tezliklərinin boyuna (LO) və eninə (TO) modlara parçalanmasının hesablanma texnikası şərh edilmiş, TİSe birləşməsinin təməl prinsiplərdən hesablanmış fonon spektri əsasında Brillüen zonasının mərkəzində LO-TO parçalanmalar və bu parçalanmaların bütövlükdə fonon spektrinə təsiri tədqiq olunmuşdur.

MÜNDƏRİCAT

1. $\text{Ge}_{0,99}\text{Ln}_{0,01}\text{S}$ monokristallarının kinetik parametrlərinin və yükdaşıyıcılarının səpilmə mexanizminin tədqiqi
A.S. Ələkbərov, C.M. Səfərov, R.B. Bayramov 3
2. İzopropil spirti molekulunun trans- konformerinin strukturu
S.B. Kazimova 5
3. Yüksək temperaturda NaNbO_3 -in quruluş dəyişmələri
S.H. Cabarov, D.P. Kozlenko, Ə.İ. Məmmədov, R.Z. Mehdiyeva, S.E. Kiçanov, K. Late 8
4. Mənşəyi məlum olmayan süxurun kimyəvi və mineroloji tərkibinin fiziki üsullarla kompleks tədqiqi
Ə.C. Xəlilov, R.F. Vəliyev, E.M. Hüseynov, N.A. Novruzov, K.B. Qurbanov, E.Ə. Muradov, C.C. Xəlilov 12
5. Ag_2Te birləşməsinin qadağan zolağının qiymətləri
F.F. Əliyev, R.A. Həsənova, E.R. Həsənov, T.F. Yusifova 16
6. Partlayışların seysmik şüalanması
N.M. Muradov, V. B. Mirzəyev, M.R. Məhərrəmov, Ə.S. Quliyev 21
7. Hidrostatik təzyiq altında olan müəyyən özlü-elastiki mühitin hal tənliklərinin araşdırılması
N.M. Muradov, R.M. Hümmətov 24
8. FİZİKA, vol. XVII №4, section: En buraxılışında dərc olunan məqalələrin qısa xülasəsi 27



www.physics.gov.az