E-ISSN 2181-1466
ISSN 2181-6875

@buxdu_uz @buxdu1 @buxdu1 www.buxdu.uz

Научный вестник Бухарского государственного университета
Scientific reports of Bukhara State University

10(2)/2026

BUXORO DAVLAT UNIVERSITETI

BUXORO DAVLAT UNIVERSITETI
ILMIY AXBOROTI



10(2)/2026

BUXORO DAVLAT UNIVERSITETI ILMIY AXBOROTI
SCIENTIFIC REPORTS OF BUKHARA STATE UNIVERSITY
НАУЧНЫЙ ВЕСТНИК БУХАРСКОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО УНИВЕРСИТЕТА

Ilmiy-nazariy jurnal
2026, № 10, oktabr

Jurnal 2003-yildan boshlab **filologiya** fanlari bo‘yicha, 2015-yildan boshlab **fizika-matematika** fanlari bo‘yicha, 2018-yildan boshlab **siyosiy** fanlar bo‘yicha, **tarix** fanlari bo‘yicha 2023-yil 29-avgustdan boshlab O‘zbekiston Respublikasi Oliy ta’lim, fan va innovatsiyalar Vazirligi huzuridagi Oliy attestatsiya komissiyasining dissertatsiya ishlari natijalari yuzasidan ilmiy maqolalar chop etilishi lozim bo‘lgan zaruriy nashrlar ro‘yxatiga kiritilgan.

Jurnal 2000-yilda tashkil etilgan. Jurnal 1 yilda 12 marta chiqadi.

Jurnal O‘zbekiston matbuot va axborot agentligi Buxoro viloyat matbuot va axborot boshqarmasi tomonidan 2020-yil 24-avgust № 1103-sonli guvohnoma bilan ro‘yxatga olingan.

Muassis: Buxoro davlat universiteti
Tahririyat manzili: 200117, O‘zbekiston Respublikasi,Buxoro shahri Muhammad Iqbol ko‘chasi, 11-uy.
Elektron manzil: nashriyot_buxdu@buxdu.uz

TAHRIR HAY’ATI:

Bosh muharrir: Xamidov Obidjon Xafizovich, iqtisodiyot fanlari doktori, professor
Bosh muharrir o‘rinbosari: Samiyev Kamoliddin A’zamovich, texnika fanlari doktori (DSc), professor
Mas’ul kotib: Shirinova Mexrigiyo Shokirovna, filologiya fanlari bo‘yicha falsafa doktori (PhD), dotsent

Kuzmichev Nikolay Dmitriyevich, fizika-matematika fanlari doktori (DSc), professor (N.P. Ogaryov nomidagi Mordova milliy tadqiqot davlat universiteti, Rossiya)
Danova M., filologiya fanlari doktori, professor (Bolgariya)
Margianti S.E., iqtisodiyot fanlari doktori, professor (Indoneziya)
Minin V.V., kimyo fanlari doktori (Rossiya)
Bezdudnaya A. G., Sankt-Peterburg davlat iqtisodiyot universiteti professori, iqtisodiyot fanlari doktori
Razumovskiy V. M., Sankt-Peterburg davlat iqtisodiyot universiteti professori, iqtisodiyot fanlari doktori
Zahidov A. A., Texas universiteti professori, fizika-matematika fanlari doktori
Kovalev I. V., Sibir Federal universiteti professori, texnika fanlari doktori
Ibrayeva K. T., Tyumen davlat universiteti, Ekologiya va qishloq xo‘jaligi biologiyasi instituti, texnika fanlari nomzodi
Tursunjon M., Shinjon Uyg‘ur Avtonom Rayoni Qishloq xo‘jaligi fanlari akademiyasi, Paxta ilmiy-tadqiqot instituti professori, qishloq xo‘jalik fanlari doktori
Ai Syan Tao, Shinjon Universiteti Aqlli qishloq xo‘jaligi instituti direktori, qishloq xo‘jalik fanlari doktori, professor
Tursunov D.A., O‘sh davlat universiteti professori, fizika-matematika fanlari doktori
Zagdkhorol Bayasgalan, Mongolian University of Science and Technology professori, fizika-matematika fanlari doktori
Gumerov Renat, Qozon federal universiteti professori, fizika-matematika fanlari doktori
Babayeva F. Sh., Ozarbayjon milliy fanlar akademiyasi professori, falsafa fanlari doktori
Tashqarayev R.A., texnika fanlari doktori (Qozog'iston)
Mo‘minov M.E., fizika-matematika fanlari nomzodi (Malayziya)
Mengliyev Baxtiyor Rajabovich, filologiya fanlari doktori, professor
Adizov Baxtiyor Rahmonovich, pedagogika fanlari doktori, professor
Rasulov To‘lqin Husenovich, fizika-matematika fanlari doktori (DSc), professor
Abuzalova Mexriniso Kadirovna, filologiya fanlari doktori, professor
Amonov Muxtor Raxmatovich, texnika fanlari doktori, professor

Barotov Sharif Ramazonovich, psixologiya fanlari doktori, professor, xalqaro psixologiya fanlari akademiyasining haqiqiy a'zosi (akademigi)
Baqoyeva Muhabbat Qayumovna, filologiya fanlari doktori, professor
Bo'riyev Sulaymon Bo'riyevich, biologiya fanlari doktori, professor
Jumayev Rustam G'aniyevich, siyosiy fanlar nomzodi, dotsent
Djurayev Davron Raxmonovich, fizika-matematika fanlari doktori, professor
Durdiyev Durdimurod Qalandarovich, fizika-matematika fanlari doktori, professor
Olimov Shirinboy Sharofovich, pedagogika fanlari doktori, professor
Qahhorov Siddiq Qahhorovich, pedagogika fanlari doktori, professor
Umarov Baqo Bafoyevich, kimyo fanlari doktori, professor
Murodov G'ayrat Nekovich, filologiya fanlari doktori, professor
O'rayeva Darmonoy Saidjonovna, filologiya fanlari doktori, professor
Navro'z-zoda Baxtiyor Nigmatovich, iqtisodiyot fanlari doktori, professor
Hayitov Shodmon Ahmadovich, tarix fanlari doktori, professor
To'rayev Halim Hojiyevich, tarix fanlari doktori, professor
Rasulov Baxtiyor Mamajonovich, tarix fanlari doktori, professor
Eshtayev Alisher Abdug'aniyevich, iqtisodiyot fanlari doktori, professor
Qahhorov Otabek Siddiqovich, iqtisodiyot fanlari doktori (DSc), professor
Quvvatova Dilrabo Habibovna, filologiya fanlari doktori, professor
Axmedova Shoira Nematovna, filologiya fanlari doktori, professor
Bekova Nazora Jo'rayevna, filologiya fanlari doktori (DSc), professor
Amonova Zilola Qodirovna, filologiya fanlari doktori (DSc), professor
Hamroyeva Shahlo Mirjonovna, filologiya fanlari doktori (DSc), dotsent
Nigmatova Lola Xamidovna, filologiya fanlari doktori (DSc), professor
Jamilova Bashorat Sattorovna, filologiya fanlari doktori, professor
Boboyev Feruz Sayfullayevich, tarix fanlari doktori
Jo'rayev Narzulla Qosimovich, siyosiy fanlar doktori, professor
Xolliyev Askar Ergashovich, biologiya fanlari doktori, professor
Artikova Hafiza To'ymurodovna, biologiya fanlari doktori, professor
Norboyeva Umida Toshtemirovna, biologiya fanlari doktori, professor
Hayitov Shavkat Ahmadovich, filologiya fanlari doktori, professor
Qurbonova Gulnoz Negmatovna, pedagogika fanlari doktori (DSc), professor
Ixtiyarova Gulnora Akmalovna, kimyo fanlari doktori, professor
Rasulov Zubaydullo Izomovich, filologiya fanlari doktori (DSc), professor
Mirzayev Shavkat Mustaqimovich, texnika fanlari doktori, professor
Yuldosheva Dilorom Nigmatovna, filologiya fanlari doktori (DSc), professor
Sharipov M. Z., fizika-matematika fanlari doktori, professor
Esanov Husniddin Qurbonovich, biologiya fanlari doktori, dotsent
Raupov Soyib Saidovich, tarix fanlari nomzodi, professor
Zaripov Gulmurot Toxirovich, texnika fanlari nomzodi, professor
Jumayev Jura, fizika-matematika fanlari nomzodi, professor
Qurbonova Manzila Bakiyevna, tarix fanlari nomzodi, professor
Ochilov Alisher To'lis o'g'li, tarix fanlari doktori, professor
Klichev Oybek Abdurasulovich, tarix fanlari doktori, dotsent
G'aybullayeva Nafisa Izattullayevna, filologiya fanlari doktori (DSc), professor
O'rinova Bozorgul Zokirovna, tarix fanlari doktori, dotsent

SERIYA: F I Z I K A

MUNDARIJA *** CONTENTS *** СОДЕРЖАНИЕ		
FIZIKA * PHYSICS *** ФИЗИКА**		
Arslonov S.M.	Comparative reanalysis of gamma-ray attenuation in cement-based shielding mixtures under thickness and mass constraints	3
Egamberdiyev B.E., Asrorova Ch.B.	CeO_2 asosidagi keramik membranalarni Ag va Au ionlari bilan ion-nurli modifikatsiyalashni SRIM/TRIM usulida modellashtirish	7
Dusiyorov N.Z., Haqberdiyev E.O., Berdinazarov Q.N., Buzrikov Sh.N., Ashurov N.R.	PEI/PET polimer aralashmalarining elektromagnit ta'sirlardan himoyalash va reologik xususiyatlari	13
Yovkochev P.N., Karshiboev Sh.E., Hayitova G.N.	Rotating black holes sourced by exponentially localized anisotropic matter fields	21
Тошев О.С., Аллаберганова Г.М., Музафаров А.М.	Теоретическая оценка радиационной обстановки в объектах окружающей среды на основе квантово-механических характеристик радионуклидов в цепочке распада урана	29
Avazov M.N., Xayitov N.N., Xajiyeva D.X., Bobojonov K.A., Butanov X.T., Raximov X.Y.	Grafenda ikki o'lchamli teshik tipidagi elektrostatik potensial muhitda to'lqin paketi sochilishi	35
Dusmatov O.M., Qudratov N.S.	Nomukammal elastik sterjenning bo'ylama tebranishlarini matematik modellashtirish va uzatish funksiyasini aniqlash	42
Qo'chqarova M.O.	Piezoelektrik materiallarda mexanik energiyani elektr energiyasiga aylantirilish mexanizmi	48
Jo'raboyev T.E., Xusanova D.X., Xalilov U.B., Alovaddinov D.I.	Ni(100) va ni(110) sirtlarida past haroratda grafenning dastlabki o'sish mexanizmini molekulyar-dinamik modellashtirish	53
Mirzoyeva G.T.	Nostatsionar to'lqinlarning yarim cheksiz ikki qatlamli qovushqoq-elastik silindrik jismlarda tarqalishi	61
Sharipov M.Z., Avezov I.Y.	$Y_3Al_5O_{12}$ kristallining optik yutilish spektri va uning miqdoriy tahlili	67

Omonov B.U.	Gamma nurlanish ta'sirida polimer taglikdagi $Bi_{0,5}Sb_{1,5}Te_3$ yupqa pardalarida Zeebek koeffitsiyentining haroratga bog'liqligi	73
Турдибеков Ж.Э.	Закономерности упругопластического деформирования двухфазного стержня при сложном нагружении	81
Fayziyev Sh.Sh.	$(Gd, Tm, Bi)_3(Fe, Ga)_5O_{12}$ (Gd, Tm, Bi)$_5$ ferrit-granatda tashqi magnit maydon ta'sirida domen tuzilishining gisterezisli evolyutsiyasi	88
Sharipov M.Z., Fayziyev Sh.Sh., Zakirova B.K.	$\mathbf{Yfe}_3(\mathbf{B}O_3)_4$ ferroboratining kristall tuzilishi: $\mathbf{FeO}_6$ spiral zanjirlari va strukturaviy fazaviy o'tish	96
Saidjanova M.Sh., Xalloqov F.K.	Changes in the X-ray diffraction characteristics of $TLGa_{0.97}Mn_{0.03}S_2$ crystals under electron irradiation	103
Olimov L.O., Axmadaliyev U.A.	Zn-Sb birikmali energiya o'zgartirgichlar va termoelektrik modullar	109
Fayzullayev O.O'.	Fizika masalalarini yechishda matematik apparatning o'rni va amaliy qo'llanilishi	114
Парманова М.Т., Бурхонов О.А.	Фотометрическая, астрометрическая и параллаксная диагностика молодого рассеянного скопления Stock 16	119
Otaboyeva G.I., Saparbayev A.A.	D18 donor asosida modifikatisya qilingan donor polimerlarning quyosh elementlaridagi samaradorligi	125
Sharipov M.Z., Fayziyev Sh.Sh., To'xtayeva Sh.Q.	$ErAl_3(BO_3)_4$ kristallining tuzilishi: VESTA dasturi yordamida strukturaviy tahlil	132
Tursunov Sh.T., Sanetullayev A.Y.	CsI(Tl)/SiPM detektorida past energiyali proton spektroskopiyasining Geant4 simulyatsiyasi: energetik javob va radiatsiya natijasida yuzaga kelgan sipm qorong'i sanash tezligi (DCR) degradatsiyasining ta'siri	137
Buzrikov Sh.N.	Intensiv gamma nurlanish ta'sirida LiF va NaCl kristallari sirtida nanofazalarning hosil bo'lishi va struktura o'zgarishlari	143
Quvondiqov O.Q., Hamrayev N.S., Subhonqulov I.B., Rajabov R.M., Qirg'izov S.E.	Ni-Mn-Co-Ga sistemali Geysler qotishmalarining magnit qabul qiluvchanligi va magnitlanishi	148
Парманова М.Т., Бурхонов О.А.	Фотометрическая, астрометрическая и параллаксная диагностика рассеянного звёздного скопления Stock 23	155

UDC 621.039.586

COMPARATIVE REANALYSIS OF GAMMA-RAY ATTENUATION IN CEMENT-BASED SHIELDING MIXTURES UNDER THICKNESS AND MASS CONSTRAINTS

Arslonov Sardor Murodjon ugli,
11th grade student at the Presidential School in Bukhara, Bukhara, Uzbekistan
arslonov.sardor10@gmail.com
Reviewer: *T.R. Ruziev, Professor at the Department of Physics and Technological Education, Bukhara State Pedagogical Institute, Doctor of Philosophy (PhD) in Physical and Mathematical Sciences*

Abstract. *Material rankings for radiation shields can depend on the constraint used to compare them. This paper reanalyzes twelve published gamma-ray attenuation measurements for four cement-based mixtures: a plain cement reference and mixtures with bentonite, mine waste, or both additives. Linear attenuation coefficients are converted to mass attenuation coefficients, from which half-value thickness and half-value areal mass are derived. Under a thickness constraint the mine-waste mixture nominally outperforms the cement reference, but under a mass constraint the ranking reverses at every studied energy. At 661.66 keV the mine-waste mixture needs about 5.5% less thickness yet 5.4% more mass. A sensitivity analysis shows the reversal is sensitive to unreported density uncertainty, so no universal material ranking is established.*

Key words: *gamma-ray shielding, cement-based composites, mass attenuation coefficient, half-value thickness, half-value areal mass, mine waste, bentonite, uncertainty analysis, radiation protection, reanalysis.*

ПОВТОРНЫЙ АНАЛИЗ ЭФФЕКТИВНОСТИ ЗАЩИТЫ ОТ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ ЦЕМЕНТНЫХ СМЕСЕЙ ПО КРИТЕРИЯМ ТОЛЩИНЫ И МАССЫ

Аннотация. *В статье выполнен повторный анализ двенадцати опубликованных значений коэффициентов ослабления гамма-излучения для четырёх цементных смесей: контрольного состава, а также составов с добавлением бентонита, отходов горнодобычи и обеих добавок. Линейные коэффициенты ослабления пересчитаны в массовые, на основе которых определены толщина и поверхностная масса половинного ослабления. По критерию толщины смесь с отходами горнодобычи номинально превосходит контрольный состав, однако при переходе к критерию массы ранжирование меняется на противоположное при всех рассмотренных энергиях. При 661,66 кэВ смесь с отходами требует примерно на 5,5% меньшую толщину, но на 5,4% большую массу. Анализ чувствительности показывает, что данный результат зависит от неучтённой неопределённости плотности, поэтому универсальное ранжирование материалов не устанавливается.*

Ключевые слова: *защита от гамма-излучения, цементные композиты, массовый коэффициент ослабления, толщина половинного ослабления, поверхностная масса половинного ослабления, отходы горнодобычи, бентонит, анализ неопределённости, радиационная защита, повторный анализ.*

SEMENT ASOSIDAGI ARALASHMALARNING GAMMA-NURLANISHDAN HIMOYALASH SAMARADORLIGINI QALINLIK VA MASSA MEZONLARI BO'YICHA QAYTA TAHLIL QILISH

Annotatsiya. *Ushbu maqolada to‘rtta sement asosidagi aralashma – nazorat tarkibi, bentonit qo‘shilgan kon chiqindisi qo‘shilgan va har ikkala qo‘shimcha qo‘shilgan aralashmalar uchun e’lon qilingan o‘n ikkita gamma-nurlanish yutilish koeffitsiyenti qayta tahlil qilingan. Chiziqli yutilish koeffitsiyentlari massa koeffitsiyentlariga aylantirilib, ulardan yarim qiymat qalinligi va yarim qiymat yuza massasi hisoblab chiqilgan. Qalinlik mezoni bo‘yicha kon chiqindili aralashma nazorat tarkibidan ustun ko‘rinadi, biroq massa mezoniga o‘tilganda barcha o‘rganilgan energiyalarda ustunlik teskarisiga o‘zgaradi. 661,66 keV energiyada kon chiqindili aralashma taxminan 5,5% kam qalinlik, ammo 5,4%*

ko‘proq massa talab qiladi. Sezgirlik tahlili bu natija zichlikning e’lon qilinmagan noaniqligiga bog‘liqligini ko‘rsatadi, shu sababli materiallarning universal ustunligi haqida xulosa chiqarilmaydi.

Kalit so‘zlar: *gamma-nurlanishdan himoyalash, sement asosidagi kompozitlar, massa yutilish koeffitsiyenti, yarim qiymat qalinligi, yarim qiymat yuza massasi, kon chiqindisi, bentonit, noaniqlik tahlili, radiatsiyadan himoya, qayta tahlil.*

Introduction. Gamma-ray shielding materials can be compared by the thickness they require or by their mass per unit protected area. These two criteria answer different engineering questions: linear attenuation coefficients describe transmission through a specified thickness, whereas mass attenuation coefficients normalize the comparison by density [2]. This study asks whether the nominal advantage of a mine-waste cement mixture, reported under a thickness comparison, persists under an equal-mass comparison, and how sensitive that result is to uncertainty assumptions.

The engineering relevance of the question is radiation-shield selection. A thickness constraint represents limited available space, while a mass constraint represents a limit on loading or transport weight. The calculations presented here examine only primary gamma-ray transmission in a narrow-beam model; they are not a design assessment for a reactor, radiation room or waste container.

The contribution of this work is a reproducible reanalysis of a published dataset, including a comparison of the two design constraints and an accompanying sensitivity assessment. Density normalization itself is an established technique [2], and no claim of methodological novelty or priority is made.

Cement- and concrete-based gamma-ray shielding composites remain an active research direction. Comparative studies of multi-additive concrete formulations [4], environmentally oriented "green concrete" mixtures evaluated by theoretical, experimental and simulation methods [5], and ceramic-modified concretes tested across a range of photon energies [6] all report that shielding performance depends strongly on both density and elemental composition, which is consistent with the thickness–mass trade-off examined in this paper. Beyond cement-only formulations, industrial by-products and clay minerals have also been evaluated as shielding fillers, including a review of sustainable industrial-waste utilisation in shielding concrete [8], bentonite–copper slag mixtures proposed for low-level radioactive-waste containment [9], and cement–bitumen composites [10]; together these confirm that both waste valorisation and the thickness/mass trade-off addressed here are active concerns in this field.

Research object and methods. The numerical inputs used in this reanalysis are taken from Tables 2 and 5 of Tunçkılıç and Esen (2025) [1]: densities, experimental linear attenuation coefficients with their reported standard uncertainties, and theoretical coefficients computed with the EpiXS program [7]. The four material codes are C (cement reference), CB (cement with bentonite), CM (cement with mine waste) and CBM (cement with both additives). All twelve material–energy combinations reported in the source were retained; these are aggregate table values rather than twelve independent experimental replications. The reported densities are 1.56, 1.60, 1.74 and 1.67 g/cm³ for C, CB, CM and CBM, respectively [1]. No new physical experiments were conducted for this study, and density uncertainties and measurement covariances were not available for the reanalysis.

For uncollided monoenergetic transmission, the standard attenuation model is [2]:

$$T = I/I_0 = \exp(-\mu t) = \exp(-\kappa m_a),$$

where μ is the linear attenuation coefficient (cm⁻¹), t is thickness (cm), ρ is density (g/cm³), $\kappa = \mu/\rho$ is the mass attenuation coefficient (cm²/g), and $m_a = \rho t$ is areal mass (g/cm²). At a specified transmission T*, the required thickness equals $-\ln(T^*)/\mu$ and the required areal mass equals $-\ln(T^*)/\kappa$. For T* = 0.5 these reduce to the half-value thickness $t_{1/2} = \ln(2)/\mu$ and the half-value areal mass $m_{a,1/2} = \ln(2)/\kappa$. The ratio $R = \kappa_CM/\kappa_C$ compares mass efficiency: R below 1 means CM attenuates less per unit areal mass, and the corresponding required-mass ratio is 1/R. Experimental and EpiXS estimates were processed separately, since the theoretical values serve as a consistency comparison rather than as additional experimental samples.

First-order uncertainty propagation for $\kappa = \mu/\rho$ generally includes a covariance term [3]: $u^2(\kappa)/\kappa^2 \approx u^2(\mu)/\mu^2 + u^2(\rho)/\rho^2 - 2\cdot\mathrm{cov}(\mu,\rho)/(\mu\rho)$. Because the source does not provide a complete density and covariance budget, a full uncertainty interval could not be reconstructed. An illustrative sensitivity calculation was instead performed, assuming independent μ estimates, zero covariance, and an additional independent relative density standard-uncertainty component d for each of C and CM, giving $s^2 = [u(\mu_CM)/\mu_CM]^2 + [u(\mu_C)/\mu_C]^2 + 2d^2$. The displayed bounds are $\exp[\ln(R) \pm 2s]$ for assumed d values of 0% and 2%; these are model-dependent coverage-factor-2 bounds, not experimentally validated 95% confidence intervals. A second, deterministic calculation held μ fixed and perturbed the nominal densities in opposite directions —

ρ_C increased by a fraction δ while ρ_CM decreased by δ — giving $R' = R(1+\delta)/(1-\delta)$, with equality at $\delta = (1-R)/(1+R)$; this is an algebraic sensitivity threshold, not a manufacturing tolerance.

Results and their discussion. Table 1 presents the calculated mass attenuation coefficients, half-value thicknesses and half-value areal masses for all twelve material–energy combinations. CM has the highest nominal linear attenuation coefficient μ at every energy, and the experimental mass-attenuation ordering is C > CM > CBM > CB at all three energies studied.

Table 1.

Energy (keV)	Material	κ (cm²/g)	Half-value thickness (cm)	Half-value areal mass (g/cm²)
59.54	C	0.41026	1.083	1.690
59.54	CB	0.38312	1.131	1.809
59.54	CM	0.40517	0.983	1.711
59.54	CBM	0.40299	1.030	1.720
661.66	C	0.08782	5.059	7.893
661.66	CB	0.07250	5.975	9.561
661.66	CM	0.08333	4.780	8.318
661.66	CBM	0.08263	5.023	8.388
1115.54	C	0.06154	7.220	11.264
1115.54	CB	0.05875	7.374	11.798
1115.54	CM	0.06034	6.601	11.486
1115.54	CBM	0.05928	7.001	11.692

Table 2 compares the mine-waste mixture (CM) with the cement reference (C) under both constraints. A μ ratio above 1 indicates a thickness advantage for CM; a κ ratio below 1 indicates a nominal mass-efficiency disadvantage for CM, and the required-mass ratio is the reciprocal of the κ ratio.

Table 2.

Energy (keV)	Experimental μ ratio	Experimental κ ratio	EpiXS κ ratio	Required mass ratio
59.54	1.102	0.988	0.975	1.013
661.66	1.058	0.949	0.990	1.054
1115.54	1.094	0.981	0.998	1.020

At 661.66 keV, the calculated half-value thicknesses are 5.059 cm for C and 4.780 cm for CM, with corresponding areal masses of 7.893 and 8.318 g/cm². CM therefore saves about 5.5% in thickness while requiring about 5.4% more mass for the same protected area and calculated primary-photon transmission. The physical explanation is straightforward: the CM density is about 11.5% greater than that of C, while its linear attenuation coefficient is only about 5.8% greater, so the gain in attenuation per centimetre is insufficient to offset the increase in mass per centimetre — this explains the ranking reversal after density normalization without requiring a new physical mechanism.

Table 3 shows how sensitive the reversal is to an assumed density uncertainty component. At 661.66 keV the fixed-density model excludes equality (R = 1), whereas a 2% density-uncertainty component includes it; at the other two energies even the fixed-density model already includes equality. The deterministic opposite-density shifts needed to move the nominal CM/C ratio to unity are 0.62%, 2.62% and 0.98% at the three energies, respectively. These results indicate which nominal rankings deserve more precise density information, but they do not establish that the actual reported densities are in error by those amounts.

Table 3.

Energy (keV)	Assumed density uncertainty	Ratio bounds (k=2)	Includes R = 1
59.54	0%	0.868–1.124	Yes
59.54	2%	0.858–1.137	Yes
661.66	0%	0.912–0.988	No
661.66	2%	0.885–1.017	Yes
1115.54	0%	0.914–1.052	Yes
1115.54	2%	0.896–1.074	Yes

The central finding is that describing a material as the “best shield” requires a stated constraint: a denser material can perform better per centimeter of thickness without performing better for a fixed mass covering the same area. This does not contradict the original thickness-based comparison reported in [1]; it answers a different design question. The result remains conditional on the available measurements — density uncertainties and covariances are not provided in the source data, and rounded coefficients further limit interpretation, particularly for EpiXS ratios close to unity. The model concerns only uncollided primary photons; it excludes scattered-photon buildup, neutron transport, detailed source–shield geometry, mechanical strength, moisture evolution, cost and environmental performance, so the calculated rankings do not by themselves establish overall suitability for an operating facility.

Conclusion. Within the nominal experimental values of this dataset, the material identified as the leading shield changes when the design objective changes from minimizing thickness to minimizing mass per unit area. The reversal is straightforward to reproduce, but its experimental certainty is limited by the uncertainty information available in the source publication. The defensible conclusion is that shielding comparisons should report both thickness and areal mass, together with appropriate uncertainty, rather than naming a single universally superior material. The most useful extension of this work would combine repeated density and transmission measurements with a joint uncertainty analysis, which would help distinguish a genuine mass-efficiency difference from one that is compatible with measurement uncertainty alone.

Data availability. The experimental inputs used in this reanalysis are published in Tables 2 and 5 of reference [1]. Derived coefficients, half-value thicknesses and half-value areal masses were checked against independent arithmetic calculations; no new EpiXS or XCOM simulation was performed and no new physical measurements are represented as having been carried out.

REFERENCES:

1. Tunçkılıç S. Using Mine Waste and Bentonite in Cement for Enhanced Gamma Radiation Shielding / S. Tunçkılıç, A. N. Esen // Gazi University Journal of Science Part A: Engineering and Innovation. – 2025. – Vol. 12, № 1. – P. 1–14.

2. Hubbell J. H. X-Ray Mass Attenuation Coefficients. Section 2: The Mass Attenuation Coefficient / J. H. Hubbell, S. M. Seltzer. – Gaithersburg: NIST, 2004. – 15 p.

3. Evaluation of measurement data — Guide to the expression of uncertainty in measurement: JCGM 100:2008 / Joint Committee for Guides in Metrology. – Sèvres: BIPM, 2008. – 134 p.

4. Waly E.-S. A. Comparative study of different concrete composition as gamma-ray shielding materials / E.-S. A. Waly, M. A. Bourham // Annals of Nuclear Energy. – 2015. – Vol. 85. – P. 306–310.

5. Kumar S. Investigations on the gamma-ray shielding performance of green concrete using theoretical, experimental and simulation techniques / S. Kumar, K. S. Mann, T. Singh, S. Singh // Progress in Nuclear Energy. – 2021. – Vol. 134. – Art. 103654.

6. Chikkegowda A. Gamma-ray shielding characteristics of concrete containing different percentage of ceramics for different energies / A. Chikkegowda, L. A. Raj, S. B. Mohan, K. Sannathammegowda // Radiation Protection Dosimetry. – 2024. – Vol. 200, № 11–12. – P. 1153–1157.

7. Hila F. C. EpiXS: A Windows-based program for photon attenuation, dosimetry and shielding based on EPICS2017 (ENDF/B-VIII) and EPDL97 (ENDF/B-VI.8) / F. C. Hila [et al.] // Radiation Physics and Chemistry. – 2021. – Vol. 182. – Art. 109331.

8. Tyagi G. A review on sustainable utilization of industrial wastes in radiation shielding concrete / G. Tyagi, A. Singhal, S. Routroy, D. Bhunia, M. Lahoti // Materials Today: Proceedings. – 2020. – Vol. 32, part 4. – P. 746–751.

9. Nasiri F. Radiation shielding and hydro-mechanical performance of bentonite–copper slag mixtures / F. Nasiri, M. A. Rowshanzamir, H. Share Isfahani, S. M. Hejazi, S. Marri // Scientific Reports. – 2026. – Vol. 16. – Art. 23207.

10. Saleh H. M. Consistency and shielding efficiency of cement-bitumen composite for use as gamma-radiation shielding material / H. M. Saleh, I. I. Bondouk, E. Salama, H. A. Esawii // Progress in Nuclear Energy. – 2021. – Vol. 137. – Art. 103764.

UO‘K 538.971:539.12.04:66.081.6

CeO_2 ASOSIDAGI KERAMIK MEMBRANALARNI Ag VA Au IONLARI BILAN ION-NURLI MODIFIKATSIYALASHNI SRIM/TRIM USULIDA MODELLASHTIRISH

Egamberdiyev Bahrom Egamberdiyevich,
Qarshi davlat universiteti Fizika kafedrasi professori,
fizika-matematika fanlari doktori, Qarshi, O‘zbekiston
bahrom_prof@mail.ru
Asrorova Charos Baxtiyor qizi,
Qarshi davlat universiteti
Matematika kafedrasi magistranti,
Qarshi, O‘zbekiston

Annotatsiya. *Ushbu maqolada SRIM/TRIM dasturlarining fizik asosida juft to‘qnashuvlar yaqinlashuvidagi Monte-Karlo usuli bilan energiyasi 50–2000 keV bo‘lgan kumush va oltin ionlarining seriy dioksidi asosidagi keramik membranalarga implantatsiyasi modellashtirildi. Tormozlanish qobiliyatlari, proyektiv yugurish yo‘llari (Ag uchun 21–358 nm, Au uchun 17–237 nm), vakansiyalar soni, metall konsentratsiyasi va radiatsion shikastlanish profillari hamda changlanish koeffitsiyentlari olindi. Nuqson hosil bo‘lishi siljishlar kaskadlari bilan boshqarilishi, shikastlanish maksimumi esa metall maksimumiga nisbatan sirtga yaqin joylashishi ko‘rsatildi. Nanoklasterlar hosil bo‘lish chegarasi $(1–5)\cdot10^{16}$ ion/sm^2 flyuyensda erishiladi. Model e’lon qilingan SRIM/TRIM natijalari bo‘yicha verifikatsiya qilindi. Katalitik, plazmonik va antibakterial qatlamlar uchun nurlantirish rejimlari tavsiya etildi.*

Kalit so‘zlar: *seriy dioksidi, keramik membrana, ion implantatsiyasi, kumush, oltin, SRIM/TRIM, radiatsion nuqsonlar, nanoklasterlar, changlanish.*

МОДЕЛИРОВАНИЕ ИОННО-ЛУЧЕВОЙ МОДИФИКАЦИИ КЕРАМИЧЕСКИХ МЕМБРАН НА ОСНОВЕ CeO_2 ИОНАМИ Ag И Au МЕТОДОМ SRIM/TRIM

Аннотация. *Методом Монте-Карло в приближении парных столкновений на физической основе программ SRIM/TRIM смоделирована имплантация ионов серебра и золота с энергией 50–2000 кэВ в керамические мембраны на основе диоксида церия. Получены тормозные способности, проективные пробеги (21–358 нм для Ag и 17–237 нм для Au), число вакансий, профили концентрации металла и радиационного повреждения, коэффициенты распыления. Показано, что дефектообразование контролируется каскадами смещений, а максимум повреждения расположен ближе к поверхности, чем максимум металла. Порог зарождения нанокластеров достигается при флюенсах $(1–5)\cdot10^{16}$ ион/см^2. Модель верифицирована по опубликованным данным SRIM/TRIM (среднее отклонение пробегов 7,7 %). Рекомендованы режимы облучения для каталитических, плазмонных и антибактериальных слоёв.*

Ключевые слова: *диоксид церия, керамическая мембрана, ионная имплантация, серебро, золото, SRIM/TRIM, радиационные дефекты, нанокластеры, распыление.*

SRIM/TRIM SIMULATION OF ION-BEAM MODIFICATION OF CeO_2-BASED CERAMIC MEMBRANES WITH Ag AND Au IONS

Abstract. *Implantation of 50–2000 keV silver and gold ions into ceria-based ceramic membranes was simulated by the Monte Carlo method in the binary collision approximation based on SRIM/TRIM. Stopping powers, projected ranges (21–358 nm for Ag and 17–237 nm for Au), vacancy numbers, depth profiles of the implanted metal and radiation damage, and sputtering yields were obtained. Defect production is shown to be governed by displacement cascades, and the damage maximum lies closer to the surface than the metal maximum. The nanocluster nucleation threshold is reached at fluences of $(1–5)\cdot10^{16}$ ions/cm^2. Irradiation regimes are recommended for catalytic, plasmonic and antibacterial layers.*

Key words: *ceria, ceramic membrane, ion implantation, silver, gold, SRIM/TRIM, radiation defects, nanoclusters, sputtering.*

Kirish. Seriy dioksidi asosidagi keramik membranalar yuqori haroratlarda, agressiv muhitlarda va katta bosim farqlarida ishlash qobiliyatini saqlaydi, shu sababli ular katalitik membranali reaktorlarda, gazlarni yuqori haroratda ajratishda va elektrokimyoviy qurilmalarda keng qo‘llaniladi [1, 3]. CeO_2 ning o‘ziga xos xususiyati $Ce^{4+} \leftrightarrow Ce^{3+}$ o‘tishining osonligi bo‘lib, u kislorod vakansiyalarining hosil bo‘lishi bilan kechadi: nostexiometrik CeO_{2-x} kation panjarasini buzmasdan kislorodni qaytar tarzda beradi va yutadi. Aynan shu «kislorod sig‘imi» seriyning yondirish katalizida va kislorod o‘tkazuvchi membranalarda qo‘llanilishiga asos bo‘ladi [2, 3].

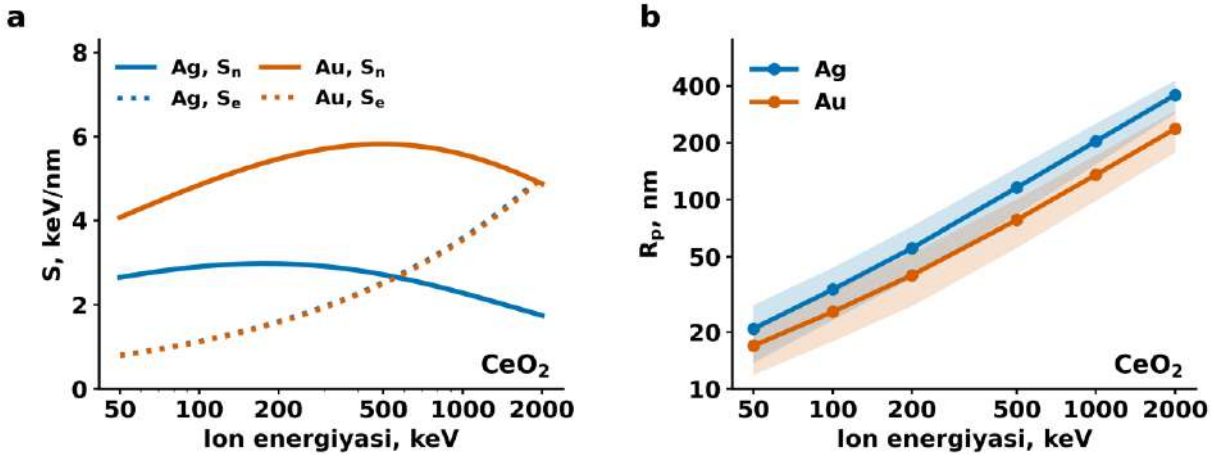
Membrananing sirt oldi qatlamiga kumush va oltin kiritilishi unga katalitik faollik, lokallashgan plazmon rezonansi va antibakterial xossalar beradi. An’anaviy usullar (shimdirish, zol-gel, kimyoviy o‘tkazish) metallning chuqurlik bo‘yicha taqsimotini yomon nazorat qiladi, o‘tqazilgan faza esa g‘ovaklar og‘zida to‘planib, o‘tkazuvchanlikni kamaytiradi. Ion implantatsiyasida metallning joylashish chuqurligi ionlar energiyasi bilan, dozasi esa flyuyens bilan belgilanadi. Buning evaziga matritsa radiatsion shikastlanadi, shuning uchun nurlantirish rejimini oldindan hisoblash zarur. Ishning maqsadi – 50–2000 keV energiya oralig‘ida Ag va Au ionlarining CeO_2 ga implantatsiyasini miqdoriy hisoblash va shu asosda membranalarni nurlantirish rejimlari bo‘yicha tavsiyalar ishlab chiqish.

Mavzuga doir adabiyotlar tahlili. Dielektrik matritsalarga Ag va Au ionlarini implantatsiya qilish orqali metall nanozarrachalarni sintez qilish shisha, SiO_2 va TiO_2 misolida batafsil o‘rganilgan: kiritilgan atomlar eruvchanlik chegarasidan oshgach, 5–12 at.% lokal konsentratsiyada nanoklasterlar hosil bo‘la boshlaydi, ularning o‘lchami flyuyens, dasta tok zichligi va harorat bilan boshqariladi [4, 5]. Qayta ion nurlantirish orqali allaqachon hosil bo‘lgan nanozarrachalarning o‘lchami va fazoviy taqsimotini o‘zgartirish mumkinligi ko‘rsatilgan [6]. Flyuorit tuzilishli oksidlar radiatsiyaga yuqori bardoshliligi bilan ajralib turadi: ular yuzlab dpa dozalarda ham amorflanmaydi [7, 8], CeO_2 esa UO_2 imitatori sifatida ion nurlantirishda chuqur tadqiq etilgan [9]. Shikastlanishni SRIM yordamida hisoblashda “Quick Damage” rejimidan foydalanish va siljish energiyalarini to‘g‘ri tanlash bo‘yicha tavsiyalar [10, 11] da, siljishlar sonini baholashning takomillashtirilgan modellari esa [12] da keltirilgan. Biroq keramik membranalarga Ag va Au implantatsiyasining keng energiya oralig‘idagi tizimli hisob-kitoblari adabiyotda deyarli uchramaydi.

Tadqiqot obyekti va metodlari. Tadqiqot obyekti – zichligi $\rho = 7{,}22$ g/sm^3 va atom zichligi $N = 7{,}58 \cdot 10^{22}$ sm^{-3} bo‘lgan CeO_2 asosidagi keramik membrananing selektiv qatlami. Hisoblash juft to‘qnashuvlar yaqinlashuvida Monte-Karlo usuli bilan TRIM va SRIM dasturlarida amalga oshirilgan fizik asosda bajarildi [13–15]; nishon amorf muhit sifatida qaraldi, kanallanish hisobga olinmadi. Sochilish burchagi Sigler–Birsak–Littmark (ZBL) universal potensiali uchun klassik sochilish integralini sonli integrallash orqali aniqlandi [13]. Elektron tormozlanish Lindhard–Sharf yaqinlashuvida [16] $\xi = 2{,}2$ masshtab ko‘paytuvchisi bilan hisoblandi; bu ko‘paytuvchi oltita tayanch tizim uchun e’lon qilingan SRIM/TRIM ma’lumotlari bo‘yicha aniqlangan (proyektiv yugurish yo‘llarining o‘rtacha chetlanishi 7,7 %). Birikma uchun Bregg additivlik qoidasidan foydalanildi.

Siljishlar soni Norgett–Robinson–Torrens talqinidagi Kinchin–Piz modeli [17, 18] bo‘yicha siljishning bo‘sag‘a energiyalari $E_d = 56$ eV (Ce) va 27 eV (O) bo‘lganda aniqlandi. Changlanish koeffitsiyenti sirt bog‘lanish energiyasi 6 eV bo‘lganda Zigmund formulasi [19] bo‘yicha baholandi. Har bir rejim uchun 1500–6000 ta trayektoriya hisoblandi. Shikastlanish atomga to‘g‘ri keladigan siljishlar soni (dpa – displacements per atom) birligida ifodalandi.

Natijalar va ularning muhokamasi. Yadroviy tormozlanish (1a-rasm) maksimumdan o‘tadi: Ag uchun 200–300 keV da 2,98 keV/nm va Au uchun 400–600 keV da 5,82 keV/nm. Elektron tormozlanish $E^{1/2}$ kabi o‘sadi va ion turiga deyarli bog‘liq emas. $S_e = S_n$ tengligi Ag uchun 548 keV da, Au uchun 1916 keV da erishiladi, ya’ni oltin uchun 2 MeV gacha bo‘lgan butun oraliqda shikastlanish kaskad xarakterida qoladi. 2 MeV da elektron tizimga o‘tadigan energiya ulushi Ag uchun 58 %, Au uchun 38 % ni tashkil etadi.



1-rasm. Ag va Au ionlarining CeO_2 dagi yadroviy (S_n) va elektron (S_e) tormozlanish qobiliyatlari (a) hamda proyektiv yugurish yo‘li R_p (b); polosalar — $\pm\Delta R_p$ oralig‘i.

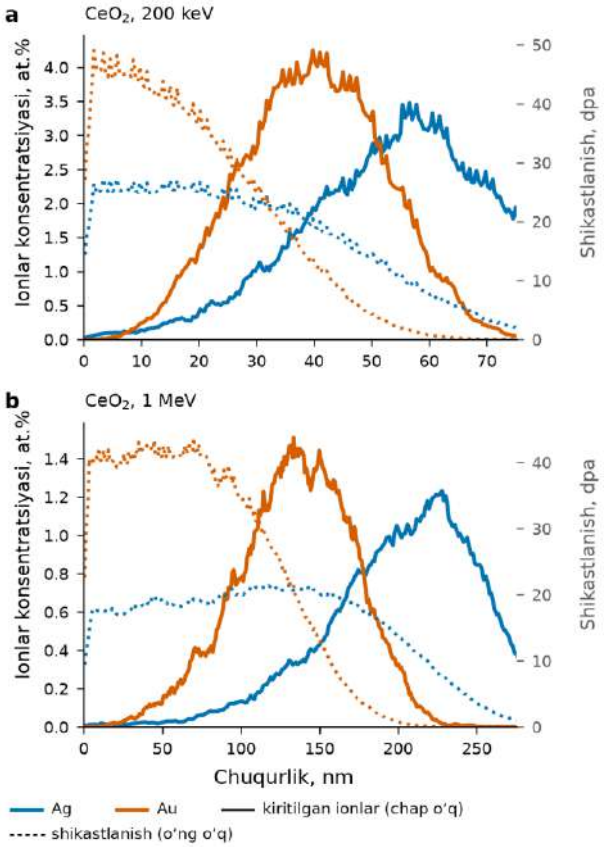
Proyektiv yugurish yo‘li (1b-rasm, 1-jadval) 20,8 nm (Ag, 50 keV) dan 358 nm (Ag, 2 MeV) gacha, Au uchun esa 16,9 dan 237 nm gacha o‘sadi; $R_p(Au)/R_p(Ag)$ = 0,66–0,81. ΔR_p sochilishi R_p ning 20–30 % ini tashkil etadi, ya’ni metall saqlovchi qatlam muqarrar ravishda o‘nlab nanometrlarga «yoyiladi».

1-jadval.

Ag va Au ning CeO_2 ga implantatsiyasini hisoblash natijalari (C_{max} va D_{max} — $1\cdot10^{16}$ ion/sm^2 flyuyens uchun)

Ion	E, keV	S_e, keV/nm	S_n, keV/nm	R_p, nm	ΔR_p, nm	N_v, 1/ion	C_{max}, at.%	D_{max}, dpa	Y, atom/ion
Ag	50	0,80	2,65	20,8	7,0	311	7,84	24	5,1
Ag	100	1,14	2,91	33,6	10,4	569	5,53	26	5,5
Ag	200	1,61	2,98	55,6	17,0	1010	3,49	29	5,6
Ag	500	2,54	2,72	115,7	32,0	2030	2,09	27	5,3
Ag	1000	3,60	2,28	203,7	49,8	3235	1,28	24	4,6
Ag	2000	5,09	1,75	358,1	70,7	4876	1,07	21	3,6
Au	50	0,80	4,07	16,9	5,0	326	10,63	36	4,8
Au	100	1,12	4,85	25,6	7,7	608	7,21	42	5,8
Au	200	1,59	5,47	40,0	12,5	1121	4,42	47	6,5
Au	500	2,52	5,82	78,2	22,4	2430	2,74	49	6,8
Au	1000	3,56	5,57	135,4	36,6	4179	1,76	47	6,2
Au	2000	5,03	4,87	237,0	59,2	6913	1,13	42	6,0

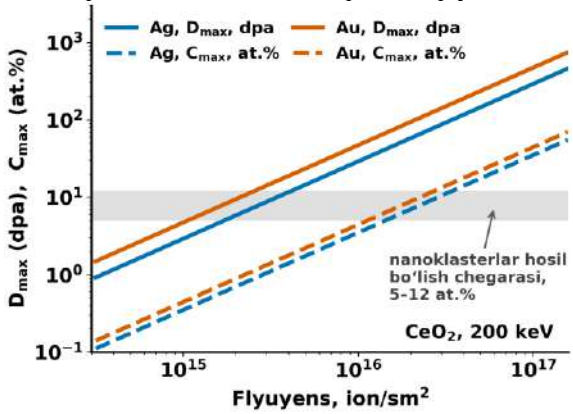
Kiritilgan ionlar profillari (2-rasm, uzluksiz chiziqlar) asimmetrik bo‘lib, sirt tomon «dum»ga ega; teskari sochilgan ionlar ulushi 1 % dan oshmaydi. $1\cdot10^{16}$ ion/sm^2 flyuyensda maksimal konsentratsiya 1,07 at.% (Ag, 2 MeV) dan 10,6 at.% (Au, 50 keV) gacha o‘zgaradi. Shikastlanish profillari (nuqtali chiziqlar) ancha keng va sirtga siljigan: ularning og‘irlik markazi 0,43–0,59 R_p chuqurlikda yotadi, chunki yadroviy tormozlanish energiyaga kuchsiz bog‘liq. Demak, membrananing sirt oldi sohasi metall joylashgan sohaga qaraganda kuchliroq shikastlanadi. Vakansiyalarning umumiy soni energiya bilan deyarli chiziqli o‘sadi – 2 MeV da 4876 (Ag) va 6913 (Au) gacha, maksimal shikastlanish esa kuchsiz maksimumdan o‘tadi (Au uchun 500 keV da 49 dpa).



2-rasm. CeO_2 da 200 keV (a) va 1 MeV (b) energiyada Ag va Au kiritilgan ionlari (uzluksiz chiziqlar, chap o‘q) va radiatsion shikastlanish (nuqtali chiziqlar, o‘ng o‘q) profillari; flyuyens $1\cdot10^{16}$ ion/sm^2.

Changlanish koeffitsiyenti 3,6–6,8 atom/ion ni tashkil etadi (1-jadval). $(3–5)\cdot10^{16}$ ion/sm^2 flyuyenslarda material yo‘qotilishi 7–45 nm ga, ya’ni qalinligi 50–100 nm bo‘lgan selektiv qatlamning 10–25 % iga yetadi; kislorod afzal changlanadi, bu esa sirtni seriy bilan boyitadi. G‘ovaklari yugurish yo‘lidan ancha kichik bo‘lgan g‘ovak membrana uchun $(P = 0,2–0,5)$ $N_{eff} = (1−P)N$, bundan $R_p(P) = R_p(0)/(1−P)$ kelib chiqadi: $P = 0,35$ da yugurish yo‘llari 1,54 marta ortadi, berilgan flyuyensdagi maksimal konsentratsiya va shikastlanish esa o‘zgarmaydi.

Hisoblashga ko‘ra (3-rasm), 500 keV da 8 at.% darajaga Au uchun $2,9\cdot10^{16}$ ion/sm^2, Ag uchun $3,8\cdot10^{16}$ ion/sm^2 flyuyensda erishiladi; bunda maksimal shikastlanish ≈142 va ≈105 dpa ni tashkil etadi. Adabiyot ma’lumotlariga ko‘ra CeO_2 bunday dozalarda amorflanmaydi, chunki kislorod vakansiyalarining yuqori harakatchanligi Frenkel juftlarining rekombinatsiyasini ta’minlaydi [7–9]; vakansiyalarning to‘planishi va katalitik xossalarga ta’sir qiluvchi $Ce^{4+} \rightarrow Ce^{3+}$ qisman qaytarilishi kutiladi.



3-rasm. 200 keV energiyada CeO_2 ga Ag va Au implantatsiyasida maksimal shikastlanish (uzluksiz chiziqlar) va metallning maksimal konsentratsiyasining (shtrix chiziqlar) flyuyensga bog‘liqligi; kulrang polosa – nanoklasterlar hosil bo‘lish chegarasi.

Profil maksimumida 5–8 at.% metallni ta’minlaydigan tavsiya etilgan rejimlar 2-jadvalda keltirilgan; g‘ovak membrana uchun chuqurliklar $1/(1−P)$ ga ko‘paytiriladi. Nanog‘ovak strukturaning qizib ketishiga yo‘l qo‘ymaslik uchun dasta tok zichligini 1–3 mkA/sm^2 bilan cheklash maqsadga muvofiq.

2-jadval.

CeO_2 ga implantatsiyaning tavsiya etilgan rejimlari (zich material)

Vazifa	Ion	E, keV	Flyuyens, 10^{16} sm^{-2}	R_p, nm	C_{max}, at.%	D_{max}, dpa
Katalitik qatlam	Au	100	1,0	26	7,2	42
Antibakterial qatlam	Ag	200	1,5	56	5,2	43
50–100 nm qatlam	Ag	500	2,5	116	5,2	68
100–150 nm qatlam	Au	1000	3,0	135	5,3	140
200–350 nm qatlam	Ag	2000	5,0	358	5,4	104

Xulosa. 1. SRIM/TRIM asosidagi juft to‘qnashuvlar yaqinlashuvida ionlar transporti modeli yugurish yo‘llarining o‘rtacha chetlanishi 7,7 % bilan verifikatsiya qilindi; CeO_2 uchun 50–2000 keV da Ag va Au implantatsiyasi parametrlarining to‘liq to‘plami olindi.

2. Butun oraliqda nuqson hosil bo‘lishi siljishlar kaskadlari bilan boshqariladi ($S_e = S_n$ Ag uchun 548 keV da va Au uchun 1916 keV da); shikastlanish maksimumi metall taqsimoti maksimumiga nisbatan sirtga yaqinroq joylashgan.

3. G‘ovak membrana uchun profillar 1/(1−P) marta cho‘ziladi, maksimal konsentratsiya va shikastlanish esa o‘zgarmaydi.

4. Nanoklasterlar hosil bo‘lish chegarasiga $(1–5)\cdot10^{16}$ ion/sm^2 flyuyensda va CeO_2 ni amorflantirmaydigan 40–150 dpa dozalarda erishiladi; katalitik, plazmonik va antibakterial membranalar uchun nurlantirish rejimlari taklif etildi.

ADABIYOTLAR:

1. Li K. Ceramic Membranes for Separation and Reaction. – Chichester: John Wiley & Sons, 2007.

2. Trovarelli A. (ed.) Catalysis by Ceria and Related Materials. – London: Imperial College Press, 2002.

3. Mogensen M., Sammes N.M., Tompsett G.A. Physical, chemical and electrochemical properties of pure and doped ceria // Solid State Ionics. – 2000. – Vol. 129, № 1–4. – P. 63–94.

4. Stepanov A.L. Synthesis of silver nanoparticles in dielectric matrix by ion implantation: a review // Reviews on Advanced Materials Science. – 2010. – Vol. 26. – P. 1–29.

5. Meldrum A., Boatner L.A., White C.W. Nanocomposites formed by ion implantation: recent developments and future opportunities // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B. – 2001. – Vol. 178, № 1–4. – P. 7–16.

6. Rizza G., Cheverry H., Gacoin T., Lamasson A., Henry S. Ion beam irradiation of embedded nanoparticles: toward an in situ control of size and spatial distribution // Journal of Applied Physics. – 2007. – Vol. 101, № 1. – 014321.

7. Sickafus K.E., Minervini L., Grimes R.W., Valdez J.A., Ishimaru M., Li F., McClellan K.J., Hartmann T. Radiation tolerance of complex oxides // Science. – 2000. – Vol. 289, № 5480. – P. 748–751.

8. Trachenko K. Understanding resistance to amorphization by radiation damage // Journal of Physics: Condensed Matter. – 2004. – Vol. 16, № 49. – P. R1491–R1515.

9. Ye B., Oaks A., Kirk M., Yun D., Chen W.-Y., Holtzman B., Stubbins J.F. Irradiation effects in UO2 and CeO2 // Journal of Nuclear Materials. – 2013. – Vol. 441, № 1–3. – P. 525–529.

10. Stoller R.E., Toloczko M.B., Was G.S., Certain A.G., Dwaraknath S., Garner F.A. On the use of SRIM for computing radiation damage exposure // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B. – 2013. – Vol. 310. – P. 75–80.

11. Weber W.J., Zhang Y. Predicting damage production in monoatomic and multi-elemental targets using stopping and range of ions in matter code: challenges and recommendations // Current Opinion in Solid State and Materials Science. – 2019. – Vol. 23, № 4. – 100757.

12. Nordlund K., Zinkle S.J., Sand A.E., Granberg F., Averback R.S., Stoller R.E., Suzudo T., Malerba L., Banhart F., Weber W.J., Willaime F., Dudarev S.L., Simeone D. Improving atomic displacement and replacement calculations with physically realistic damage models // Nature Communications. – 2018. – Vol. 9. – 1084.

13. Ziegler J.F., Biersack J.P., Littmark U. The Stopping and Range of Ions in Solids. – New York: Pergamon Press, 1985. – 321 p.

14. Ziegler J.F., Ziegler M.D., Biersack J.P. SRIM – The stopping and range of ions in matter (2010) // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B. – 2010. – Vol. 268, № 11–12. – P. 1818–1823.

15. Biersack J.P., Haggmark L.G. A Monte Carlo computer program for the transport of energetic

ions in amorphous targets // Nuclear Instruments and Methods. – 1980. – Vol. 174, № 1–2. – P. 257–269.

16.Lindhard J., Scharff M. Energy dissipation by ions in the keV region // Physical Review. – 1961. – Vol. 124, № 1. – P. 128–130.

17.Kinchin G.H., Pease R.S. The displacement of atoms in solids by radiation // Reports on Progress in Physics. – 1955. – Vol. 18. – P. 1–51.

18.Norgett M.J., Robinson M.T., Torrens I.M. A proposed method of calculating displacement dose rates // Nuclear Engineering and Design. – 1975. – Vol. 33, № 1. – P. 50–54.

19.Sigmund P. Theory of sputtering. I. Sputtering yield of amorphous and polycrystalline targets // Physical Review. – 1969. – Vol. 184, № 2. – P. 383–416.

UO‘K 678.742:678.01:537.8

PEI/PET POLIMER ARALASHMALARINING ELEKTROMAGNIT TA’SIRLARDAN HIMOYALASH VA REOLOGIK XUSUSIYATLARI

Dusiyorov Nizomiddin Zokir o‘g‘li,
O‘zbekiston Respublikasi Fanlar Akademiyasi
Polimerlar kimyosi va fizikasi instituti
“Nanokompozitsion polimer materiallari”
laboratoriyasi tayanch doktoranti
Haqberdiyev Elshod Olmosovich,
O‘zbekiston Respublikasi Fanlar Akademiyasi
Polimerlar kimyosi va fizikasi instituti
“Nanokompozitsion polimer materiallari” laboratoriya mudiri,
katta ilmiy xodim, f-m.f.n.,PhD
Berdinazarov Qodirbek Nuridin o‘g‘li,
O‘zbekiston Respublikasi Fanlar Akademiyasi
Polimerlar kimyosi va fizikasi instituti
“Nanokompozitsion polimer materiallari”
laboratoriyasi katta ilmiy xodimi, f-m.f.n.,PhD
Buzrikov Shavkat Naxalovich,
O‘zbekiston Respublikasi Vazirlar Mahkamasi huzuridagi
Sanoat, radiatsiya va yadro xavfsizligi qo‘mitasi huzuridagi
“Radiatsiya va yadro xavfsizligi
ilmiy-texnik markazi” bo‘lim boshlig‘i, f-m.f.n.,PhD
Ashurov Nigmat Rustamovich,
O‘zbekiston Respublikasi Fanlar Akademiyasi,
Polimerlar kimyosi va fizikasi instituti
“Fotovoltaika” laboratoriya mudiri, t.f.d., professor
Toshkent 100125, 7B Abdulla Qodiriy ko‘chasi
ndusiyorov@gmail.com

Annotatsiya. *Ushbu tadqiqotda poliefirimid (PEI)/polietilentereftalat (PET) polimer aralashmalarining turli tarkiblari bo‘yicha 90/10, 70/30 va 50/50 massa nisbatlarda, ikki vintli ekstruder yordamida aralashtirildi. Tayyorlangan polimer aralashmalarining elektromagnit ta’sirlardan himoyalash samaradorligi va reologik xususiyatlari o‘rganildi. PEI/PET aralashmalarida PET ning miqdori ortishi bilan kompleks qovushqoqlik qiymatlarini keskin pasayishi kuzatildi. Elektromagnit ta’sirlardan himoyalash samaradorligi PEI polimeri uchun maksimal SE_T qiymati 2,88 dB, PET uchun esa 3,73 dB ni tashkil etib, PEI/PET polimer aralashmalarida esa additivlik qonuni bo‘yicha oraliq qiymatlarini qayd etdi. Elektromagnit ta’sirlardan himoyalash samaradorligi elektr o‘tkazuvchanlik bilan bir-biriga proporsional ravishta o‘zgarishi kuzatildi, ya’ni elektromagnit ta’sirlardan himoyalash samaradorligining maksimumlari elektr o‘tkazuvchanlikning maksimum qiymatlari bilan mos kelishi kuzatildi.*

Kalit so‘zlar: *poliefirimid (PEI), polietilentereftalat (PET), polimer aralashmalar, vektor tarmoq analizatori (VTA), elektr o‘tkazuvchanlik, qovushqoqlik, reologiya, kristallanish darajasi, shishalanish harorati, morfologiya.*

ELECTROMAGNETIC INTERFERENCE SHIELDING AND RHEOLOGICAL PROPERTIES OF PEI/PET POLYMER BLENDS

Abstract. *In this study, polyetherimide (PEI)/polyethylene terephthalate (PET) polymer blends with different compositions of 90/10, 70/30, and 50/50 by weight were prepared using a twin-screw extruder. The electromagnetic interference (EMI) shielding effectiveness and rheological properties of the prepared polymer blends were investigated. A sharp decrease in complex viscosity was observed with increasing PET content in the PEI/PET blends. The maximum total EMI shielding effectiveness (SE_T) values for the individual polymers were 2.88 dB for PEI and 3.73 dB for PET, while the PEI/PET polymer blends exhibited intermediate values according to the law of additivity. It was observed that the EMI shielding effectiveness*

changed proportionally with electrical conductivity; that is, the maximum EMI shielding effectiveness values corresponded to the maximum electrical conductivity values.

Keywords: *polyetherimide (PEI), polyethylene terephthalate (PET), polymer blends, electromagnetic interference (EMI), vector network analyzer (VNA), electrical conductivity, viscosity, rheology, degree of crystallinity, glass transition temperature, morphology.*

ЭКРАНИРУЮЩИЕ И РЕОЛОГИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОЛИМЕРНЫХ СМЕСЕЙ PEI/PET ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОМЕХ

Аннотация. *В данном исследовании методом двухшнековой экструзии были получены полимерные смеси полиэфиримида (PEI) и полиэтилентерефталата (PET) различного состава в массовых соотношениях 90/10, 70/30 и 50/50. Исследованы эффективность экранирования от электромагнитных воздействий и реологические свойства полученных полимерных смесей. С увеличением содержания PET в смесях PEI/PET наблюдалось резкое снижение значений комплексной вязкости. Максимальные значения суммарной эффективности экранирования от электромагнитных воздействий (SE_T) для индивидуальных полимеров составили 2,88 dB для PEI и 3,73 dB для PET, тогда как для полимерных смесей PEI/PET были зафиксированы промежуточные значения, соответствующие закону аддитивности. Установлено, что эффективность экранирования от электромагнитных воздействий изменяется пропорционально электрической проводимости: максимальные значения эффективности экранирования от электромагнитных воздействий соответствовали максимальным значениям электрической проводимост.*

Ключевые слова: *полиэфиримид (ПЭИ), полиэтилентерефталат (ПЭТ), полимерные смеси, электромагнитные помехи (ЭМП), векторный анализатор цепей (ВАЦ), электрическая проводимость, вязкость, реология, степень кристалличности, температура стеклования, морфология.*

Kirish. So‘nggi vaqtlarda telekommunikatsiya va elektronika sohalarining tez rivojlanishi natijasida yuzaga kelayotgan elektromagnit ifloslanish sababli yuqori samarali elektromagnit shovqinlardan himoyalash (EMI) materiallarini ishlab chiqishga katta e’tibor qaratilmoqda. Amaliy EMI himoya qo‘llanmalari uchun, ayniqsa aerokosmik, avtomobilsozlik va maishiy texnika sohalarida, yengil vazn muhim texnik talab hisoblanadi [1].

5G aloqa texnologiyalari, aerokosmik texnika va dengiz tadqiqotlarining jadal rivojlanishi natijasida zamonaviy elektromagnit ekranlash materiallariga qo‘yiladigan talablar tobora ortib, ularning ko‘p funksiyali xususiyatlarni birlashtirishi dolzarb muammolardan biriga aylanmoqda . Ayniqsa, yengil va egiluvchan bo‘lishi bilan birga, gidrofil yoki gidrofob xususiyatlarga, ekstremal haroratlarga chidamlilik hamda kimyoviy korroziyaga bardoshlilikni namoyon etuvchi elektromagnit ekranlovchi kompozit materiallarni yaratish bugungi kunda tadqiqotlarning muhim yo‘nalishlaridan hisoblanadi [2,3].

Elektromagnit interferensiya ta’sirini metall asosidagi materiallardan foydalanish orqali samarali kamaytirish mumkin, chunki ular o‘ziga xos yuqori elektr o‘tkazuvchanlik va yuqori dielektrik doimiylikka ega. Biroq, ushbu materiallarning yuqori zichlikka egaligi, korroziyaga moyilligi va konstruksiyani loyihalashdagi cheklangan moslashuvchanligi kabi kamchiliklari muqobil materiallarni izlashga sabab bo‘lmoqda. Bundan tashqari, yuqori zichlik, katta hajmlilik, yuqori narx, tor yutilish diapazoni, qayta tiklanish qobiliyatining pastligi va to‘lqinlarni yutish xususiyatlarining yetarli emasligi kabi kamchiliklar metall asosidagi materiallardan EMI ekranlash qo‘llanmalarida foydalanishni cheklaydi[4].

Polimer asosidagi kompozit materiallar past zichlik, qayta ishlashning osonligi, korroziyaga chidamlilik va elektr o‘tkazuvchi to‘ldiruvchilar bilan birlashtirilganda xususiyatlarini boshqarish imkoniyati tufayli EMI ekranlash sohasida tobora katta ahamiyat kasb etmoqda [5]. Elektromagnit interferensiyadan (EMI) himoyalash uchun tayyorlanadigan polimer asosidagi kompozitlarning aksariyati poliamidlar, polistirollar, polilaktidlar, polikaprolaktonlar yoki polikarbonatlar asosida olinadi. Biroq, ushbu polimerlar past mexanik mustahkamlik hamda issiqlik va alangaga chidamlilikning yetarli emasligi kabi kamchiliklarga ega.

Polieferimid (PEI) yuqori termik barqarorlik, o‘ziga xos alangaga chidamlilik va 200 °C gacha bo‘lgan haroratlarda yaxshi mexanik xususiyatlarga ega bo‘lgan amorf konstruksion polimer bo‘lib, uni konstruksion hamda elektronika sohalaridagi qo‘llanmalar uchun istiqbolli materialga aylantiradi. Polieterimid (PEI) tarkibidagi hajmli aromatik imid guruhlar yuqori qattiqlik, sudralishga chidamlilik va termik barqarorlikni ta’minlasa, egiluvchan efir bog‘i polimerga yuqori darajadagi suyuqlanma qayta ishlanuvchanligini beradi.

Biroq uning taxminan 215 °C ga teng bo‘lgan yuqori shishalanish harorati (Tg) va buning natijasida yuzaga keladigan yuqori suyuqlanma qovushqoqligi qayta ishlash jarayonini qiyinlashtiradi [6-7].

Polietilentereftalat (PET) taxminan 78 °C ga teng bo‘lgan past shishalanish harorati (Tg) va taxminan 255 °C li suyuqlanish haroratiga ega bo‘lgan yarim kristallik polimer hisoblanadi. Shu sababli, PEI ni past Tg qiymatiga (78 °C) ega bo‘lgan yarim kristallik polietilentereftalat (PET) bilan aralashtirish PEI ning qayta ishlanuvchanligini, erituvchilarga chidamliligini va mexanik xususiyatlarini yaxshilash bilan birga, uning narxini ham kamaytirishi mumkin. Bundan tashqari, PEI/PET aralashmasi PEI ning yuqori shishalanish haroratidan foydalanadi, bu termik barqarorlikni ta’minlaydi, PET esa o‘lchamiy barqarorlik va kristallikni oshiradi [8].

Ko‘plab tadqiqotchilar PEI va PET aralashmalarini turli xil qayta ishlash usullari, jumladan, suyuqlanmada qayta ishlash va eritmada aralashtirish usullari yordamida o‘rgangan hamda PET miqdori yuqori bo‘lgan polimer aralashmalariga alohida e’tibor qaratganlar. Bundan tashqari, PEIni polietilentereftalat (PET) bilan aralashtirish orqali turli afzalliklarga erishish mumkin, chunki PET yaxshi mexanik xossalarga va yuqori erituvchi bardoshliligiga ega. Adabiyotlarda differensial skanerlovchi kalorimetriya (DSC) tahlili davomida eritilgan holatda tez sovitilganda PEI/PET aralashmalari yagona shishalanish o‘tish cho‘qqisini namoyon qilishi qayd etilgan. Shuningdek, PEI tarkibiga PET qo‘shilishi natijasida hosil bo‘lgan materialning fizik va gaz to‘sig‘i xossalari yaxshilanishi aniqlangan[8-9]. Choi va hammualliflar PEI miqdorining (PET/PEI = 100/0, 95/5, 90/10, 80/20, 70/30 massa, %) relaksatsiya, kristallanish kinetikasi, orientatsiyaning rivojlanishi hamda yakuniy mexanik va termik xususiyatlarga ta’sirini o‘rganishga qaratilgan tadqiqot olib borganlar[8].

Choi va hammualliflarning boshqa bir tadqiqotida oldindan orientatsiyalangan PET/PEI plyonkalarining cheklangan sharoitda tavlanishi o‘rganilgan bo‘lib, bunda boshqa kontekstda bo‘lsa-da, mexano-optik javobning kinetik o‘tishlariga, xususan, ikki sinish va kuchlanish o‘rtasidagi rejimlarga e’tibor qaratilgan. Avvalgi tadqiqotlarda deformatsiya jarayonida real vaqt rejimidagi ikki sinish va mexano-optik xususiyatlar ko‘proq yoritilgan bo‘lsa, Chen va hammualliflar o‘z tadqiqotlarida in situ optik-mexanik bog‘lanishdan ko‘ra termik ishlov berish (suyuqlantirish/tavlash) va kristallanish kinetikasiga asosiy e’tiborni qaratganlar[9].

Ruvolo va Borros tomonidan DSC usulida o‘rganilgan virgin va qayta ishlangan PET ning PEI bilan 0, 5, 10, 20, 25, 35 va 50 massa/massa, % nisbatlardagi aralashmalarida PEI miqdori 20 massa % dan yuqori bo‘lganda PET ning kristallanish jarayoni keskin sekinlashishi aniqlangan. Boshqa bir tadqiqotda PET/PEI aralashmalarida (PET miqdori 100, 80, 60, 40, 20 va 0 massa %) tarkibning termik-strukturaviy xususiyatlarga, xususan, shishalanish harorati va PET ning kristallanish kinetikasiga ta’siri o‘rganilgan. PEI miqdorining ortishi PET ning kristallanishini susaytirishi, natijada PET/PEI polimer aralashmalarining kristallanish kinetikasi va yakuniy morfologiyasi o‘zgarishi kuzatilgan [10-12].

Garchi adabiyotlarda PET/PEI polimer aralashmalari tizimlari keng qamrovli o‘rganilgan bo‘lsa-da, mavjud tadqiqotlar asosan o‘zaro moslik xususiyatlari va PET miqdori yuqori bo‘lgan kompozitsiyalarga qaratilgan bo‘lib, ularda termik barqarorlik, kristallanish kinetikasi va mexano-optik xususiyatlar ustuvor ravishda tadqiq etilgan. Bunga qarama-qarshi ravishda, PEI ning o‘ziga xos termik va mexanik afzalliklari hamda fazalararo ajralgan morfologiyalarning funksional xususiyatlarni ta’minlash imkoniyatiga qaramay, PEI miqdori yuqori bo‘lgan PET/PEI aralashmalari yetarlicha o‘rganilmagan.

Elektromagnit interferensiyadan (EMI) himoyalash xususiyatiga ega bo‘lgan polimer matritsali kompozitlarning elektr o‘tkazuvchanligi uglerod qora (CB), uglerod nanotubalari (CNT), grafen, ikki o‘lchamli o‘tish metallari karbidlari, nitridlari va karbonitridlari (MXene), shuningdek, nikel va zanglamaydigan po‘lat tolalari, kumush (Ag), nikel (Ni), mis (Cu) va temir (Fe) mikro- va nanozarrachalari yoki metall-uglerod gibrid to‘ldiruvchilarining kombinatsiyasi kabi elektr o‘tkazuvchi to‘ldiruvchilar yordamida shakllanadi [13].

Matritsa polimerlari aralashmalarining o‘zaro muvofiqligini ta’minlash strategiyalari va aralashma morfologiyasini nazorat qilish elektr o‘tkazuvchi to‘ldiruvchilarning bir jinsli taqsimlanishini ta’minlash hamda EMI ekranlash samaradorligini maksimal darajaga yetkazish uchun muhim ahamiyatga ega. Elektr o‘tkazuvchi to‘ldiruvchilarni o‘z ichiga olgan polimer kompozitlarda polimer matritsasini tanlash termik va mexanik xususiyatlarni, shuningdek, EMI dan himoyalanish samaradorligini optimallashtirish nuqtayi nazaridan muhim hisoblanadi [14].

Mazkur tadqiqotning maqsadi PEI miqdori yuqori bo‘lgan PEI/PET polimer aralashmalariga e’tibor qaratish hamda ularning reologik va elektromagnit interferensiyadan (EMI) himoyalash uchun potensial polimer matritsa sifatida xizmat qilishi mumkin bo‘lgan optimal tarkiblarni aniqlashdan iborat. Ushbu tadqiqotda PEI miqdori yuqori bo‘lgan PET/PEI polimer aralashmalari tarkib ta’sirida yuzaga keladigan o‘zaro nomoslikning morfologiya va fizik-mexanik xususiyatlarning shakllanishidagi rolini aniqlash

maqsadida tizimli ravishda o‘rganildi. O‘zaro nomos aralashmalarda fazalarga ajralgan strukturalarning mavjudligi fazalararo xususiyatlar va suyuqlanish jarayoniga ta’sir qilishi kutiladi. Mazkur omillar o‘tkazuvchan tarmoqlarning shakllanishi va elektromagnit energiyaning so‘nish mexanizmlarini belgilashda muhim ahamiyatga ega.

Materiallar va usullar. *Tadqiqot obyektlari.* PEI (Ultem 1000) bu amorf polimeri bo‘lib, uning shisha o‘tish harorati (Tg) 217°C ni tashkil etadi. Bundan tashqari, Ultem 1000 yanada yuqori issiqlik, kimyoviy chidamlilik va elastiklik talab qiladigan ilovalar uchun ishlab chiqilgan. PET Bu tadqiqot ishida plastik idish ikkilamchi polietilenteriftalat polimeri bo‘laklaridan foydalanildi. PET o‘zining eng barqaror holatida rangsiz, yarim kristalli hisoblanadi. Biroq, u boshqa yarim kristalli polimerlarga nisbatan tabiiy ravishda sekin kristallanadi. Ishlov berish sharoitlariga qarab, PET amorf-kristalli yoki kristalli holatda shakllantirilishi mumkin.

PEI va qayta ishlangan PET polimerining tayyorlanishi va quritish jarayoni. Polimer aralashtirish jarayonini boshlashdan oldin, ishlatiladigan polimerlarning namlik miqdorini kamaytirish va ularning qayta ishlash jarayonida degradatsiyaga uchrashining oldini olish muhim ahamiyatga ega. Shu sababli, PEI va PET polimerlari maxsus vakuumli quritish pechida 24 soat davomida quritiladi. Ushbu bosqich polimerlarning namlik ta’sirida gidrolitik degradatsiyasini oldini olishga yordam beradi, chunki yuqori harorat va namlik ta’sirida PET zanjirlari qisqarishi, o‘rtacha molekulyar massasi kamayishi va mexanik xossalarining pasayishi kuzatilishi mumkin. Quritish jarayoni 110–130°C haroratda va 50–100 Pa (≈0.5–1.0 mbar) vakuum bosimi ostida olib boriladi. Ushbu sharoit PET polimeridan so‘nggi namlik qoldiqlarini samarali tarzda bug‘latib chiqarishga imkon yaratadi.

PEI va PET termoplast polimerlari tozalangandan keyin. PEI/PET polimer aralashmalari olish optimal sharoitlari aniqlandi. Yutuvchi qatlam uchun matritsa polimer materiallari sof PEI va PEI/PET aralashmalari asosida tayyorlanadi, bunda og‘irlik nisbati 90/10, 70/30 va 50/50 bo‘lishi rejalashtirilgan. Ushbu polimer aralashmalari ikki shnekli ekstruder yordamida 235, 240, 240, 240, 240, 240, 245 ± 5 °C harorat zonalarida ekstruziya qilinadi. Ekstruziya jarayonida polimerlarning qayta ishlash xususiyatlarini optimallashtirish va aralashmalarning gomogenligini ta’minlash uchun turli texnologik parametrlar qat’iy nazorat qilinadi.[15]

Materiallarning reologik xossalarini tekshirish usuli. Reologik xususiyatlar TA instruments Anton Paar MCR 92 (Avstriya) reometrida amalga oshirildi. Reologik xususiyatlarini o‘rganishdan avval namunalar vakuumda, 80ºC haroratda, 12 soat mobaynida quritildi. Quritilgan granulalardan termopress yordamida 250ºC va 50 BAR bosim ostida diametri 2.5 sm bo‘lgan disksimon namunalar tayyorlandi va bu namunalar ham reologik o‘lchashlargacha vakuumda 80ºC haroratda saqlandi. Anton Paar MCR 92 reometri siljish tezligi parametri boshqariladigan reometr bo‘lib, barcha o‘lchashlar 240ºC da, dinamik rejimda amalga oshirildi.

Reologik xususiyatlar timesweep, strainsweep va frequency sweep rejimlarida amalga oshirildi. Bunda, murakkab qovushqoqlik, dinamik modul va yo‘qotilgan modul qiymatlarining chastotaga bog‘lanish grafigi logarifmik koordinatalar o‘qlarida grafik ravishda tasvirlangan natijalar qo‘lga kiritildi.

EMI ekranlash samaradorligi tadqiq etish usuli. EMI ekranlash samaradorligi (SE) 8–12 GHz (X-band) chastota diapazonida Agilent N5247A vektor tarmoq analizatori (VNA) va to‘g‘ri to‘rtburchakli to‘lqin yo‘riqchasi yordamida o‘lchandi. Taqdim etilgan EMI ekranlash ma’lumotlari 10 mm × 22 mm × 3 mm o‘lchamdagi polimer plastina asosida amalga oshirilgan 10 ta turli o‘lchov siklining o‘rtacha qiymati hisoblanadi.

Kompozitlarning dielektrik singdiruvchanlik qiymatlari (ε' va ε'') o‘lchangan S_{11} va S_{21} parametrlaridan Nicolson – Ross – Weir method (NRW) usuli yordamida aniqlandi; bu usul to‘lqin yo‘riqchasi asosida materiallarni tavsiflash uchun qo‘llaniladigan standart va ishonchli analitik yondashuv hisoblanadi.

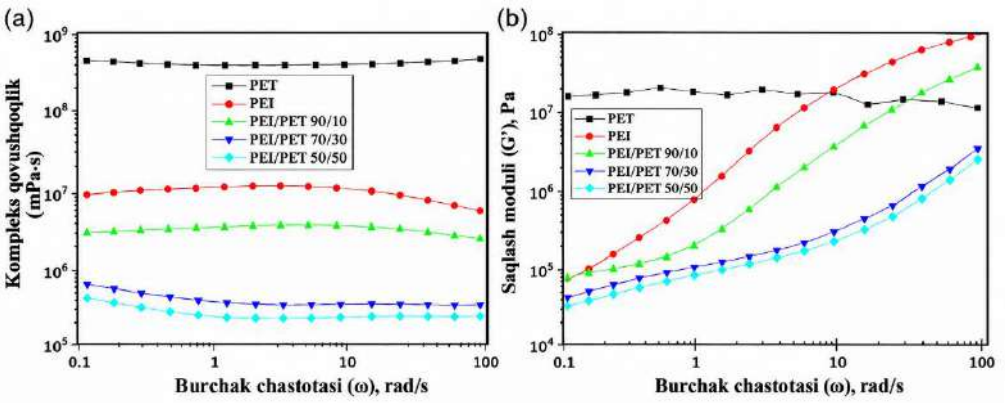
Natijalar va ularning muhokamasi. *Polimer aralashmasi reologik tadqiqot tahlili natijalari.* PEI/PET polimer aralashmalarining ekspluatatsion xususiyatlarini to‘liq baholash va ularning ishlash samaradorligini oshirish uchun reologik tadqiqotlar muhim ahamiyatga ega. Reologiya polimerlarning oqim va deformatsiya xususiyatlarini o‘rganadi, bu esa materialning qayta ishlash jarayonlarida o‘zini qanday tutishini aniqlash imkonini beradi. Ayniqsa, siljish kuchlanishi, qovushqoqlik va harorat ta’sirida yuzaga keladigan o‘zgarishlarni tahlil qilish PEI/PET aralashmalarining qayta ishlash jarayonlariga mosligini belgilaydi.

Ushbu parametrlarni batafsil o‘rganish ekstruziya jarayoni uchun optimal texnologik sharoitlarni belgilash va natijada yuqori sifatli polimer kompozitsiyalarini olish imkonini beradi. PEI va PET aralashmalarining reologik xususiyatlari tebranuvchan siljish usuli yordamida o‘rganildi. Aralashmalarning viskoelastik javobini baholash hamda aralashma tarkibining ularning mikrostrukturasi va o‘zaro aralashuvchanligiga ta’sirini tahlil qilish maqsadida chastota bo‘yicha skanerlash sinovlari amalga oshirildi.

1a-rasmda kompleks qovushqoqlik (η*)ning burchak chastotasiga (ω) bog‘liqlik egri chiziqlari keltirilgan bo‘lib, ular sof polimerlar (PEI100 va PET100) hamda ularning aralashmalari uchun siljish tezligi ortishi bilan qovushqoqlikning kamayishi xususiyatini namoyon etadi. Rasmdan ko‘rinib turibdiki, PEI/PET aralashmalarining kompleks qovushqoqligi sezilarli darajada kamayib, butun chastota diapazonida sof komponentlarnikiga nisbatan ikki–to‘rt tartib darajasiga past qiymatlarni egallaydi. Manfiy og‘ish deb ataladigan ushbu hodisa yuqori darajada nomos polimer tizimlarining muhim belgisi bo‘lib, bunday tizimlarda fazalar chegarasida interfeys bo‘ylab sirpanish va polimer zanjirlarining chigallikdan ajralishi sodir bo‘ladi.

Shunisi e’tiborliki, qayta ishlangan sof PET juda yuqori kompleks qovushqoqlik qiymatini, ya’ni 1,0 × 10^9 mPa·s gacha, namoyon qiladi. Bu holat qat’iy vakuumda quritish protokoli (110–130 °C, 24 soat) qo‘llanilgani natijasida ekstruziya jarayonida PET ning molekulyar massasi saqlanib qolganini ko‘rsatadi (1a-rasm). Ushbu yuqori boshlang‘ich qovushqoqlik PEI/PET 50/50 va 70/30 aralashmalarida kuzatilgan qovushqoqlikning keskin pasayishi polimerning degradatsiyasi yoki gidrolitik zanjir uzilishi natijasi emasligini tasdiqlaydi [13]. Aksincha, mazkur reologik xatti-harakat aralashmalarning fazaviy morfologiyasi hamda PET va PEI fazalari o‘rtasidagi o‘ziga xos o‘zaro ta’sirlar bilan izohlanadi.

1b-rasmda sof PEI va PET polimerlari hamda ularning aralashmalarining saqlash moduli (G′) keltirilgan. Sof PET (PET 100) yuqori va barqaror elastik javobni (10^4–10^5 Pa) namoyon qilgan bo‘lsa, polimer aralashmalarida G′ qiymati additiv bo‘lmagan tarzda keskin kamayib, har ikkala sof komponentga nisbatan taxminan ikki tartib darajasiga past bo‘lgan. Elastiklikdagi bunday sezilarli manfiy og‘ish fazalararo bog‘lanishning sustligini va materialning elastik energiyani saqlash qobiliyati kamayganini ko‘rsatadi. Buning sababi, o‘zaro aralashmaydigan fazalar chegarasi kuchlanishning bir fazadan ikkinchisiga uzatilishi o‘rniga fazalararo sirpanishni osonlashtirishidir.



1-rasm. (a) Sof PEI, PET va PEI/PET aralashmalarining kompleks qovushqoqligi va (b) saqlash moduli

Bundan tashqari, mos keluvchi tomchilar uchun odatda kuzatilishi kutiladigan past chastotali elastik yelkaning mavjud emasligi PEI/PET aralashmalarida fazalar morfologiyasining kuchsiz bog‘langanligini yanada tasdiqlaydi. Sof PET uchun xos bo‘lgan G′ ning yuqori boshlang‘ich qiymati bilan aralashmalardagi qiymatlar o‘rtasidagi sezilarli farq ushbu reologik pasayish termik zanjirlarning parchalanishi natijasi emas, balki aralashmaydigan fazalararo chegaraning shakllanishi bilan bog‘liq morfologik hodisa ekanligini qat’iy tasdiqlaydi.

Elektromagnit interferensiyadan (EMI) himoyalash tahlil natijalari. Ushbu tadqiqotda 8,2–12,4 GHz chastota diapazonida (X-diapazon) sochilish parametrlari (S_{11} va S_{21}) qayd etildi va ular asosida elektromagnit interferensiyadan (EMI) ekranlash samaradorligi (SE_T), qaytarilish hisobiga ekranlash samaradorligi (SE_R) hamda yutilish hisobiga ekranlash samaradorligi (SE_A) mos ravishda (1)–(3) tenglamalar yordamida hisoblandi.

$$SE_R = 10\log\left(\frac{1}{1-R}\right) = -10\log\left(\frac{1}{1-|S_{11}|^2}\right) \quad (1)$$

$$SE_A = 10\log\left(\frac{1-R}{T}\right) = -10\log\left(\frac{1-|S_{11}|^2}{|S_{21}|^2}\right) \quad (2)$$

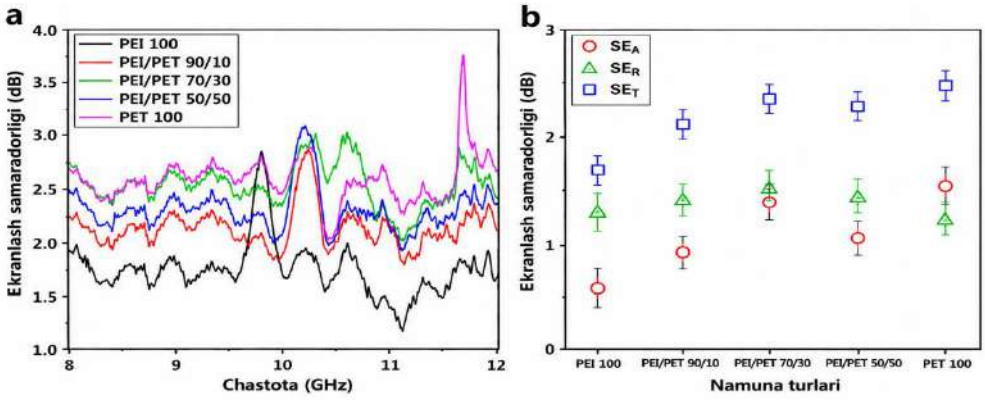
$$SE_T = SE_R + SE_A = 20\log(S_{21}) \quad (3)$$

Bu yerda R, T va A mos ravishda qaytarilgan, o‘tkazilgan va yutilgan quvvatlarni ifodalaydi.

8–12 GHz chastota diapazonida sof PEI, PET va turli massa nisbatlaridagi PEI/PET aralashmalarining EMI ekranlash samaradorligini o‘lchash natijalari 2-rasmda keltirilgan. Barcha kompozitsiyalar EMI ekranlash samaradorligi (SE_T) bo‘yicha chastotaga bog‘liq bo‘lgan deyarli bir xil xususiyatni namoyon etdi. Sof PEI polimeri uchun maksimal SE_T qiymati 9,8 GHz chastotada 2,88 dB, sof PET uchun esa 11,7 GHz chastotada 3,73 dB ni tashkil etdi. Taxminan 10,3 GHz chastotada PEI/PET polimer aralashmalarining (90/10, 70/30 va 50/50) ekranlash samaradorligi (SE_T) mos ravishda 2,89 dB, 3,00 dB va 3,13 dB qiymatlarni tashkil etdi. PEI/PET 90/10 polimer aralashmasida o‘rtacha umumiy ekranlash samaradorligining (SE_T) eng past qiymati 2,15 dB, PEI/PET 70/30 aralashmasida esa eng yuqori qiymati 2,54 dB qayd etildi.

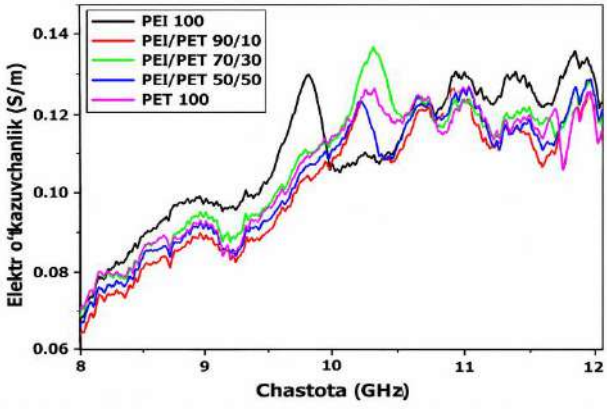
2a-rasmdan ko‘rinib turibdiki, sof PEI (PEI 100) tarkibiga 30% gacha PET qo‘shilishi SE_T qiymatlarining oshishiga olib keladi, PET miqdorini 50% gacha oshirish esa ushbu qiymatlarning kamayishiga sabab bo‘ladi. 2b-rasmda sof PEI, sof PET va PEI/PET polimer aralashmalari uchun yutilish (SE_A), qaytarilish (SE_R) va umumiy elektromagnit ekranlash samaradorligi (SE_T) ning o‘rtacha qiymatlari keltirilgan.

2b-rasmdan ko‘rinib turibdiki, sof PEI polimeri elektromagnit to‘lqinlarni qaytarish samaradorligiga, sof PET polimeri esa yutilish samaradorligiga asosiy hissa qo‘shadi. PEI polimeriga PET qo‘shilishi bilan yutilish samaradorligi bosqichma-bosqich ortib, 30 massa % PET miqdorida maksimal qiymatga erishgan. Natijada, umumiy ekranlash samaradorligi ham PEI/PET 70/30 tarkibli polimer uchun maksimal qiymatga yetgan. Biroq PET miqdorining 30 massa % dan ortiq oshirilishi yutilish samaradorligining pasayishiga va, natijada, umumiy ekranlash samaradorligi qiymatining kamayishiga olib kelgan. PEI/PET 70/30 polimeri optimal SET qiymatini namoyon qilgan bo‘lib, ushbu qiymat sof PET polimerida kuzatilgan qiymat bilan taqqoslanadigan darajada bo‘lgan.



2-rasm. a) Sof PEI, PET va u aralashmalarining X-diapazon (8–12 GHz) chastota oralig‘idagi ekranlash samaradorligi (SE_T) ning o‘zgarishi. b) Polimerlarning o‘rtacha SE_A, SE_R va SE_T qiymatlarining taqqoslanishi

Elektromagnit ekranlash samaradorligi elektr o‘tkazuvchanlik bilan chambarchas bog‘liq bo‘lganligi sababli, polimer materiallarning o‘zgaruvchan tok sharoitidagi elektr o‘tkazuvchanligi ham o‘rganilgan. 3-rasmda sof PEI, PET va PEI/PET polimer aralashmalarining chastotaga bog‘liq elektr o‘tkazuvchanlik qiymatlari keltirilgan.



3-rasm. Polimer namunalarining o‘zgaruvchan tok elektr o‘tkazuvchanligining taqqoslanishi

Ma’lum bo‘lishicha, sof polieferimid (PEI), polietilentereftalat (PET) va PEI/PET polimer aralashmalarining elektr o‘tkazuvchanlik qiymatlari chastotaga sezilarli darajada bog‘liq. Umuman olganda, sof PEI ning elektr o‘tkazuvchanligi sof PET va PEI/PET polimer aralashmalarinikiga nisbatan biroz yuqoriroq qiymatlarni namoyon qiladi. Chastota ortishi bilan elektr o‘tkazuvchanlik qiymatlarining oshishi Mohanty va hammualliflar tomonidan MWCNT bilan to‘ldirilgan PEI polimerlarida ham kuzatilgan. 9,77 GHz chastotada sof PEI polimerida 0,13 $S \cdot m^{-1}$ ga teng maksimal elektr o‘tkazuvchanlik qiymati qayd etilgan. PEI/PET polimer aralashmalari orasida PEI/PET 70/30 tarkibli aralashma 10,30 GHz chastotada 0,14 $S \cdot m^{-1}$ ga teng maksimal elektr o‘tkazuvchanlik qiymatiga erishgan bo‘lib, bu qiymat sof PEI nikidan biroz yuqori.

Xulosa. Mazkur tadqiqotda polimer kompozitlar uchun matritsa materiallari sifatida PEI/PET polimer aralashmalari ikki vintli ekstruziya usuli yordamida olindi. PEI va PET ning massa nisbatlarining polimer aralashmalarining realogik hamda elektromagnit ekranlash xususiyatlariga ta’siri o‘rganildi. Tadqiqotda olingan natijalar asosida quyidagi xulosalarga kelindi:

PEI, PET va PEI/PET kompozitlarining reologik tahlili natijasida kompleks qovushqoqlik, saqlash moduli (G′) ning burchak chastotaga bog‘liqligi aniqlandi. PEI da G′ qiymatining PET ga nisbatan yuqoriligi uning yuqori elastik-qattiq tabiatini ko‘rsatdi, kompozitlarda esa PEI ulushi ortishi bilan G′ oshib, deformatsiyaga chidamlilik kuchaydi. Kompleks qovushqoqlik bo‘yicha eng yuqori qiymat PEI da, eng past qiymat PET da kuzatildi, aralashmalarda esa PEI ulushi ortishi strukturaviy yaxlitlikni oshirdi.

Sof PEI, PET va PEI/PET polimer aralashmalarining elektromagnit ekranlash samaradorligi hamda o‘zgaruvchan tokdagi elektr o‘tkazuvchanligini tahlil qilish natijasida PEI/PET 70/30 tarkibli aralashma ekranlash samaradorligi va elektr o‘tkazuvchanligi bo‘yicha eng yaxshi natijalarni namoyon qilgani aniqlandi. PEI tarkibiga 30 massa % gacha PET qo‘shilishi uning elektromagnit ekranlash xususiyatlarini pasaytirdi. PEI/PET aralashmalarining tarkibiy nisbatlarini realogik va elektromagnit ekranlash tahlillari natijalariga asoslangan holda optimallashtirish orqali yuqori samaradorlikka ega muhandislik materiallarini ishlab chiqish hamda ekranlash samaradorligi yuqori bo‘lgan matritsa materiallarini tanlash mumkin.

Minnatdorchilik. Ushbu tadqiqot 2025–2026-yillarda O‘zbekiston Respublikasi Fanlar akademiyasi, Polimerlar kimyosi va fizikasi institutining nanostrukturali kompozit polimer materiallar laboratoriyasida olib borilayotgan “Funktsional, jumladan nanostrukturali polimer kompozit materiallar” mavzusidagi byudjetdan moliyalashtirilgan fundamental loyiha doirasida bajarilgan.

Loyiha mualliflari ushbu tadqiqot ishlarini o‘z vaqtida samarali bajarishda sharoit yaratib ko‘maklashgan institut rahbariyatiga o‘z minnatdorchiligini bildiradi.

ADABIYOTLAR:

1. Jingjing Ma, Mao-Sheng Zhan, and Kai Wang, “Ultra-lightweight Silver Nanowires Hybrid Polyimide Composite Foams for High-Performance Electromagnetic Interference Shielding” ACS Appl. Mater. Interfaces (2015) 7 (1): pp. 563–576. https://doi.org/10.1021/am5067095

2. Wan-Rong Yin, Kai Zhang, Xiao-Juan Lei, Ming Wang, “High-stability, lightweight, ultrathin structured silver/polyetherimide flexible film with Janus wettability and excellent microwave shielding” Nano Research 2026 | Vol. 19, No. 6, Article number: 94908287. doi: 10.26599/NR.2025.94908287

3. Khan MA, Syed AK, Ijaz H, et al. Experimental and numerical analysis of flexural and impact behaviour of glass/pp sandwich panel for automotive structural applications. Adv Compos Mater. 2017;1–20.

4. B. R. Kim, H.K. Lee, E. Kim, & S.H. Lee. “Intrinsic electromagnetic radiation shielding/absorbing characteristics of polyaniline-coated transparent thin films.” Synthetic Metals, vol.160, no.17-18, 2010, pp.1838-1842.

5. Abbasi H, Antunes M, Velasco JI. Effects of carbon nanotubes/graphene nanoplatelets hybrid systems on the structure and properties of polyetherimide-based foams. Polymers 2018;10(4):348.

6. M. H. Al-Saleh, U. Sundararaj, “Electromagnetic interference shielding mechanisms of CNT/polymer composites.” Carbon, vol. 47, no. 7, 2009,pp. 1738–1746.

7. Feng, D.; Liu, P.; Wang, Q. Exploiting the piezoresistivity and EMI shielding of polyetherimide/carbon nanotube foams by tailoring their porous morphology and segregated CNT networks. Composites, Part A 2019, 124, No. 105463.

8. B. Shen, W. Zhai, M. Tao, J. Ling, W. Zheng, Lightweight, multifunctional polyetherimide/graphene@Fe3O4 composite foams for shielding of electromagnetic pollution, ACS Appl. Mater. Interfaces 5 (2013) 11383–11391.

9. Choi, J.H.; Cakmak, M. Morphological evolution during thermal and strain induced crystallization in poly(ethylene terephthalate)/poly(ether imide) blend films. Polymer 2016, 84, 10–20.

10.Deeraj, B.; George, G.; Dhineshbabu, N.; Bose, S.; Joseph, K. Electrospun ZrO2@carbon Nanofiber Mats and Their Epoxy Composites as Effective EMI Shields in Ku Band. Mater. Res. Bull. 2021, 144, 111477.

11.Ajitha, A.A.; Mohammed Arif, M.P.; Aswathi, M.K.; Mathew, L.P.; Geethamma, G.; Kalarikkal, N.; Thomas, S.; Volova, T. An Effective EMI Shielding Material Based on Poly(Trimethylene Terephthalate) Blend Nanocomposites with Multiwalled Carbon Nanotubes. New J. Chem. 2018, 42, 13915–13926.

12.Kim, S.H.; Youm, J.S.; Lee, M.S.; Kim, J.C. Effect of poly(ether imide) blends on the physical properties of thermoplastic glass mat composites. Adv. Compos. Mater. 2018, 27, 637–652.

13.Se Hyun Kim, Je Sung Youm, Moo Sung Lee & Jeong Cheol Kim. "Effect of poly(ether imide) blends on the physical properties of thermoplastic glass mat composites" Advanced Composite Materials, 2018.1458512. https://doi.org/10.1080/09243046.

14.Kaftelen-Odabaşı, H., Olmosovich, E. K., Berdinazarov, Q. N. U., Dusiyorov, N. Z. U., Ashurov, N. R., Odabaşı, A., & Helhel, S. (2025, September). Investigation of Thermal, Mechanical, and EMI Shielding Response of PEI/PET Polymer Blends. In 2025 8th International Electromagnetic Compatibility Conference (EMC Turkiye) (pp. 1-6). IEEE.

15.Dusiyorov N.Z., Haqberdiyev E.O., Berdinazarov Q.N., Ashurov N.Sh., Abdurazakov M., Ashurov N.R. Poliefirimid (PEI) va polietilen tereftalat (PET) asosidagi polimer aralashmalarining rentgen strukturaviy va termik xossalari //BuxDU ilmiy axborotnomasi, 12/11 2025, 135-142 b. ISSN 2181-6875

UDC 530.122

ROTATING BLACK HOLES SOURCED BY EXPONENTIALLY LOCALIZED ANISOTROPIC MATTER FIELDS

Yovkochev Pakhlavon Navruzovich,
Samarkand State Pedagogical Institute,
Institute of Fundamental and Applied Research,
National Research University TIIAME,
Kori Niyoziy 39, Tashkent 100000, Uzbekistan
Karshiboev Shavkat Esirgapovich,
Samarkand State Pedagogical Institute
Hayitova Gulhayo Nurqobil qizi
First-year Master's student in Astronomy,
Institute of Nuclear technology,
Samarkand State University named after Sh. Rashidov,
Samarkand, 140104, Uzbekistan

Abstract. *This study investigates the anisotropic matter distribution supporting a stationary and axially symmetric black-hole spacetime based on a generalized Kerr geometry. Using a Kerr-like metric, the Einstein tensor is analyzed and the corresponding source is described as a diagonal anisotropic fluid. The field equations are simplified by applying an anisotropic equation of state, leading to an exact deformation function. The results show that the energy density remains positive, decreases rapidly with increasing distance, and develops a dependence on the polar angle due to the rotational properties of the spacetime.*

Key words: *rotating black holes, anisotropic matter, Kerr geometry, energy-momentum tensor, deformed spacetime.*

EKSPONENSIAL LOKALLASHGAN ANIZOTROP MODDA MAYDONLARI BILAN HOSIL QILINGAN AYLANUVCHI QORA O‘RALAR

Annotatsiya. *Ushbu tadqiqotda Kerr geometriyasining umumlashtirilgan ko‘rinishiga mos keluvchi statsionar va o‘qqa nisbatan simmetrik qora o‘ra fazo-vaqtini hosil qiluvchi anizotrop modda taqsimoti o‘rganiladi. Kerr tipidagi metrika asosida Eynshteyn tenzori tahlil qilinib, fazo-vaqt manbai diagonal anizotrop suyuqlik sifatida tavsiflanadi. Anizotrop holat tenglamasidan foydalanish natijasida maydon tenglamalari soddalashtiriladi va deformatsiya funksiyasining aniq yechimi olinadi. Natijalar energiya zichligining musbat ekanini, masofa ortishi bilan tez kamayishini hamda aylanish ta’sirida qutbiy burchakka bog‘liqlik yuzaga kelishini ko‘rsatadi.*

Kalit so‘zlar: *aylanuvchi qora o‘ralar, anizotrop modda, Kerr geometriyasi, energiya-impuls tenzori, deformatsiyalangan fazo-vaqt.*

ВРАЩАЮЩИЕСЯ ЧЁРНЫЕ ДЫРЫ, ПОРОЖДЁННЫЕ ЭКСПОНЕНЦИАЛЬНО ЛОКАЛИЗОВАННЫМИ АНИЗОТРОПНЫМИ ПОЛЯМИ МАТЕРИИ

Аннотация. *В данной работе исследуется распределение анизотропной материи, поддерживающее стационарное и осесимметричное пространство-время чёрной дыры, основанное на обобщённой геометрии Керра. С использованием метрики типа Керра анализируется тензор Эйнштейна, а соответствующий источник описывается как диагональная анизотропная жидкость. Применение анизотропного уравнения состояния позволяет упростить полевые уравнения и получить точную функцию деформации. Показано, что плотность энергии остаётся положительной, быстро уменьшается с расстоянием и вследствие вращения пространства-времени приобретает зависимость от полярного угла.*

Ключевые слова: *вращающиеся чёрные дыры, анизотропная материя, геометрия Керра, тензор энергии-импульса, деформированное пространство-время.*

Introduction. Black holes are among the most remarkable predictions of Einstein's general theory of relativity and provide a natural laboratory for probing gravity in the strong-field regime. Over the last decade, the detection of gravitational waves by the LIGO-Virgo-KAGRA Collaboration [1, 2] and the direct

imaging of black-hole shadows by the Event Horizon Telescope [3-5] have turned black-hole physics into an observational science. These developments have renewed interest in exact solutions that extend the standard vacuum geometries and can be confronted with astrophysical data [6, 7].

Astrophysical black holes are never truly isolated: they reside in environments populated by plasma, magnetic fields, accreting gas, dark matter, and dark energy. Consequently, considerable effort has been devoted to black-hole solutions supported by non-vacuum sources [8-11], which provide a phenomenological framework for studying deviations from the Schwarzschild and Kerr geometries while remaining within Einstein gravity. Among the available matter models, anisotropic fluids constitute one of the most natural generalizations of a perfect fluid. Unlike an isotropic fluid, for which the radial and tangential pressures coincide, anisotropic matter is characterized by

$$p_{\hat{r}} \neq p_{\hat{\theta}}. \tag{1}$$

Stress-energy tensors of this type arise in compact stars, electromagnetic fields, nonlinear electrodynamics, effective descriptions of dark matter, and quantum-inspired black-hole models [12-15].

A further motivation comes from the no-hair conjecture. Stationary black holes in Einstein-Maxwell theory are completely characterized by mass, electric charge, and angular momentum. When additional matter fields are present, this simplicity may fail, and the black hole can carry extra "hair" associated with the surrounding distribution [7, 17-19]. Of particular interest is matter that is localized in the strong-field region yet decays faster than any power of r : such a source leaves no imprint in the asymptotic multipole expansion and is therefore invisible to a distant observer, while still modifying the near-horizon geometry appreciably. This possibility has been realized explicitly in the rotating solution recently constructed by Kim and Lee [16], in which the deviation from Kerr is governed by an exponentially decaying stress tensor.

The static, spherically symmetric limit of that spacetime has been analyzed in detail in Ref. [25], where the energy density, pressure components, anisotropy factor, and energy conditions were obtained in closed form, and its horizon structure and parameter space were subsequently mapped in Ref. [26]. The present work is devoted to the corresponding rotating configuration. While Ref. [16] focused on the construction of the solution and on its thermodynamic properties, a systematic characterization of the anisotropic matter source that sustains the rotating geometry has not been presented. That is the purpose of this paper.

The paper is organized as follows. Section II introduces the rotating spacetime and its limiting cases. Section III derives the anisotropic stress-energy tensor from the Einstein equations. Section IV presents the exact solution for the deformation function. Section V analyzes the properties of the matter source. We summarize our findings in Sec. VI. Throughout, we adopt geometrized units $G=c=1$ and the signature (-+++).

Rotating spacetime with anisotropic matter

We consider a stationary and axially symmetric spacetime written in Boyer-Lindquist-type coordinates as

$$ds^2=-\frac{\Delta(r)}{\Sigma(r,\theta)}\left(dt-a\sin^2\theta d\varphi\right)^2+\frac{\Sigma(r,\theta)}{\Delta(r)}dr^2+\Sigma(r,\theta)d\theta^2+\frac{\sin^2\theta}{\Sigma(r,\theta)}\left[\left(r^2+a^2\right)d\varphi-adt\right]^2, \tag{2}$$

where $a=J/M$ is the rotation parameter and

$$\Sigma(r,\theta)=r^2+a^2\cos^2\theta. \tag{3}$$

The line element (2) is the general form obtained from a static, spherically symmetric seed metric through the Newman-Janis algorithm supplemented by the non-complexification procedure [20, 21], and it is precisely the form in which the energy-momentum tensor becomes diagonal in the associated orthonormal frame [22, 23].

The function $\Delta(r)$ is left undetermined at this stage. Requiring the stress tensor to have no off-diagonal $\hat{r}\hat{\theta}$ component - the condition appropriate for a fluid undergoing pure rotational motion about the symmetry axis - fixes the remaining freedom in the metric ansatz and forces the angular structure to be exactly the Kerr one, $\Gamma(r)=r^2+a^2$, as shown in Ref. [16]. We therefore write

$$\Delta(r)=r^2-2Mr+a^2+v(r), \tag{4}$$

where M is the ADM mass and the deformation function $v(r)$ encodes the entire deviation from the Kerr geometry induced by the surrounding matter. Equivalently, Eq. (4) may be recast as $\Delta(r)=r^2-2m(r)r+a^2$ with the radial mass function

$$m(r)=M-\frac{v(r)}{2r}, \tag{5}$$

so that the geometry belongs to the Gürses-Gürsey class [22]. Several limits are worth recording. Setting

$$v(r)=0 \tag{6}$$

recovers the Kerr spacetime, whereas a constant $v(r)=Q^2$ reproduces the Kerr-Newman solution with charge Q. A term linear in r,$v(r)=v_1 r$, leaves the Einstein tensor unchanged and merely renormalizes the mass, $M\to M+v_1/2$. Importantly, the limits $a\to 0$ and $v(r)\to 0$ are independent; taking $a\to 0$ at fixed $v(r)$ reduces Eq. (2) to the static spacetime

$$ds^2=-f(r)dt^2+\frac{dr^2}{f(r)}+r^2\left(d\theta^2+\sin^2\theta d\varphi^2\right), f(r)=1-\frac{2M}{r}+\frac{v(r)}{r^2}, \tag{7}$$

studied in Refs. [25, 26]. The spacetime (2) is thus the rotating counterpart of Eq. (7). The event horizons are located at the positive roots of

$$\Delta(r_H)=0, \tag{8}$$

Our objective is to determine the particular $v(r)$ generated by an exponentially localized anisotropic matter field.

Einstein equations and the anisotropic source

To identify the matter distribution supporting the geometry (2), we solve the Einstein field equations

$$G_{\mu\nu}=8\pi T_{\mu\nu} \tag{9}$$

for the source. It is convenient to work in the orthonormal tetrad adapted to the locally non-rotating observers [16, 22, 23],

$$e^{\mu}_{\hat{t}}=\frac{\left(r^2+a^2,0,0,a\right)}{\sqrt{\Sigma\Delta}}, e^{\mu}_{\hat{r}}=\frac{\sqrt{\Delta}(0,1,0,0)}{\sqrt{\Sigma}}, e^{\mu}_{\hat{\theta}}=\frac{(0,0,1,0)}{\sqrt{\Sigma}}, e^{\mu}_{\hat{\phi}}=-\frac{\left(a\sin^2\theta,0,0,1\right)}{\sqrt{\Sigma}\sin\theta}. \tag{10}$$

In this frame the Einstein tensor is diagonal,

$$G_{\hat{t}\hat{t}}=-G_{\hat{r}\hat{r}}=\frac{v(r)-rv'(r)}{\Sigma^2(r,\theta)}, G_{\hat{\theta}\hat{\theta}}=G_{\hat{\varphi}\hat{\varphi}}=\frac{\frac{1}{2}\Sigma(r,\theta)v''(r)+v(r)-rv'(r)}{\Sigma^2(r,\theta)}, \tag{11}$$

where a prime denotes differentiation with respect to r. The matter content is therefore that of an anisotropic fluid,

$$T^{\hat{\mu}}{}_{\hat{\nu}}=\mathrm{diag}\left(-\varepsilon,p_{\hat{r}},p_{\hat{\theta}},p_{\hat{\varphi}}\right), \tag{12}$$

with

$$\varepsilon=-p_{\hat{r}}=\frac{v(r)-rv'(r)}{8\pi\Sigma^2(r,\theta)}, \tag{13}$$

and

$$p_{\hat{\theta}}=p_{\hat{\varphi}}=\frac{\frac{1}{2}\Sigma(r,\theta)v''(r)+v(r)-rv'(r)}{8\pi\Sigma^2(r,\theta)}. \tag{14}$$

Equations (13) and (14) show that the entire matter distribution is controlled by the single function $v(r)$ appearing in the metric, exactly as in the static case [25], the only difference being the replacement $r^2\to\Sigma(r,\theta)$ in the denominators and in the coefficient of v''. The radial equation of state

$$w_{\hat{r}}\equiv\frac{p_{\hat{r}}}{\varepsilon}=-1 \tag{15}$$

holds identically for any choice of $v(r)$, mirroring the behavior of the electromagnetic field in the Kerr-Newman spacetime. The system is not yet closed: one additional relation for the tangential pressure is required.

Following the anisotropic matter model of Ref. [16], we impose

$$p_{\hat{\theta}}=p_{\hat{\varphi}}=\left(1+\frac{v_c\Sigma(r,\theta)}{2}\right)\varepsilon, \tag{16}$$

where $v_c>0$ is a constant with dimensions of inverse length squared that controls the spatial localization of the field. Equation (16) is the minimal deformation of the Kerr-Newman equation of state $w_{\hat{\theta}}=w_{\hat{\varphi}}=1$: the tangential barotropic index acquires a single correction linear in Σ. We emphasize that the angular dependence of $w_{\hat{\theta}}$ is not an artifact of this particular choice. As is evident from Eq. (11), the ratio $G_{\hat{\theta}\hat{\theta}}/G_{\hat{t}\hat{t}}$ depends on θ for any non-constant $v(r)$, so an angle-independent tangential equation of state is possible only in the Kerr, Kerr-Newman, and rotating global monopole cases [16].

As in the static case, Eq. (16) should be understood as an effective phenomenological description of an anisotropic distribution rather than as a consequence of a specific matter Lagrangian. Comparable stress-energy tensors appear in nonlinear electrodynamics, anisotropic fluids, and effective dark-matter models [12-14]. Its virtue here is that it simultaneously produces an exponentially localized source and preserves the analytic solvability of the field equations.

Analytical solution

Substituting Eqs. (13) and (14) into the equation of state (16) gives

$$\frac{\frac{1}{2}\Sigma v''(r)+v(r)-rv'(r)}{8\pi\Sigma^2}=\left(1+\frac{v_c\Sigma}{2}\right)\frac{v(r)-rv'(r)}{8\pi\Sigma^2}. \tag{17}$$

The factors of Σ^2 cancel and the terms proportional to $v-rv'$ combine, leaving a single factor of $\Sigma/2$ on both sides. Remarkably, the angular dependence drops out completely and Eq. (17) reduces to the ordinary differential equation

$$v''(r)=v_c\left[v(r)-rv'(r)\right], \tag{18}$$

which is identical to the equation governing the static configuration [25]. This is the technical reason why the rotating problem remains exactly solvable: the equation of state (16) has been tailored so that the θ dependence introduced by rotation cancels between the two sides of the field equations.

To integrate Eq. (18), introduce the auxiliary function

$$F(r)=v(r)-rv'(r),\ F'(r)=-rv''(r). \tag{19}$$

Combining with Eq. (18) yields the first-order linear equation

$$F'(r)=-v_crF(r), \tag{20}$$

whose immediate integration gives

$$F(r)=v_2e^{-v_cr^2/2}, \tag{21}$$

with v_2 an integration constant measuring the strength of the anisotropic field. Substituting back into Eq. (19) leaves

$$v(r)-rv'(r)=v_2e^{-v_cr^2/2}, \tag{22}$$

which is solved by

$$v(r)=v_1r+v_2\left[e^{-v_cr^2/2}+r\sqrt{\frac{\pi v_c}{2}}\left(\operatorname{erf}\left(\sqrt{\frac{v_c}{2}}r\right)-1\right)\right], \tag{23}$$

where v_1 is a second integration constant and $\operatorname{erf}(x)$ denotes the error function. Since the linear term merely rescales the ADM mass, we set

$$v_1=0, \tag{24}$$

so that M in Eq. (4) is the physical mass. The deformation function is then

$$v(r)=v_2\left[e^{-v_cr^2/2}+r\sqrt{\frac{\pi v_c}{2}}\left(\operatorname{erf}\left(\sqrt{\frac{v_c}{2}}r\right)-1\right)\right], \tag{25}$$

and the horizon function becomes

$$\Delta(r)=r^2-2Mr+a^2+v_2\left[e^{-v_cr^2/2}+r\sqrt{\frac{\pi v_c}{2}}\left(\operatorname{erf}\left(\sqrt{\frac{v_c}{2}}r\right)-1\right)\right]. \tag{26}$$

Equations (2), (3), and (26) constitute the complete solution. The Kerr geometry is recovered for $v_2\to0$, and the static solution of Refs. [25, 26] for $a\to0$. In the weak-localization limit $v_c\to0$ the bracket in Eq. (25) tends to unity, so $v(r)\to v_2$ and the metric approaches the Kerr-Newman geometry with effective charge $Q^2=v_2$. Conversely, for $v_c\to\infty$ the deformation is squeezed to the origin and Kerr is recovered everywhere outside it.

Properties of the anisotropic matter field

A. Energy density and pressures

Using Eq. (21), the energy density (13) takes the compact form

$$\varepsilon(r,\theta)=\frac{v_2}{8\pi\Sigma^2(r,\theta)}e^{-v_cr^2/2}=\frac{v_2e^{-v_cr^2/2}}{8\pi(r^2+a^2\cos^2\theta)^2}, \tag{27}$$

while the pressures follow from Eqs. (15) and (16),

$$p_{\hat{r}}=-\varepsilon,\ p_{\hat{\theta}}=p_{\hat{\varphi}}=\left(1+\frac{v_c\Sigma(r,\theta)}{2}\right)\varepsilon. \tag{28}$$

The trace of the stress-energy tensor is

$$T=-\varepsilon+p_{\hat{r}}+2p_{\hat{\theta}}=v_c\Sigma(r,\theta)\varepsilon, \tag{29}$$

which vanishes in the limit $v_c\to 0$, consistently with the traceless electromagnetic source of the Kerr-Newman solution.

Equation (27) is the central result of this section. The density is positive definite for $v_2>0$, which we assume henceforth, and is suppressed at large distances by the Gaussian factor $e^{-v_c r^2/2}$, decaying faster than any inverse power of r. As a consequence, the asymptotic multipole structure of the spacetime is that of Kerr to all orders: the matter field constitutes hair that is invisible to an asymptotic observer, yet modifies the near-horizon geometry at a level that local measurements can resolve. This is precisely the class of solution sought in Ref. [16].

Two features distinguish Eq. (27) from its static counterpart $\varepsilon=v_2 e^{-v_c r^2/2}/\left(8\pi r^4\right)$ [25]. First, the density now depends on the polar angle through Σ. Evaluating Eq. (27) on the axis and in the equatorial plane gives

$$\varepsilon(r,0)=\frac{v_2 e^{-v_c r^2/2}}{8\pi(r^2+a^2)^2},\ \varepsilon\left(r,\frac{\pi}{2}\right)=\frac{v_2 e^{-v_c r^2/2}}{8\pi r^4} \tag{30}$$

so that

$$\frac{\varepsilon(r,\pi/2)}{\varepsilon(r,0)}=\left(1+\frac{a^2}{r^2}\right)^2\geq 1. \tag{31}$$

The matter is therefore concentrated towards the equatorial plane and depleted along the rotation axis, the contrast growing as the horizon is approached and vanishing as r^{-2} at large radii. Second, and more strikingly, the equatorial profile in Eq. (30) coincides exactly with the static energy density, for any value of a. The rotation parameter does not appear in $\varepsilon(r,\pi/2)$ at all, because $\Sigma(r,\pi/2)=r^2$ identically. The whole dependence of the source on the spin is thus carried by the polar direction; rotation redistributes the matter in θ without altering the equatorial distribution.

The singularity structure is likewise modified. In the static limit the r^{-4} prefactor produces a central point singularity. For $a\neq 0$ the density (27) diverges only where $\Sigma=0$, that is on the ring $r=0,\theta=\pi/2$, while it remains finite on the disk $r=0,\theta\neq\pi/2$, where $\varepsilon=v_2/\left(8\pi a^4\cos^4\theta\right)$. As in Kerr, the singularity is a ring rather than a point, and for the parameter ranges admitting horizons it is hidden behind r_H and does not affect the exterior geometry.

B. Horizon structure and admissible parameters

Since $\Delta(r)$ contains the error function, Eq. (8) must be solved numerically. The deformation term in Eq. (26) is positive for $v_2>0$ and therefore always raises $\Delta(r)$, which shifts the outer horizon inward relative to Kerr. Denoting by r_c the radius at which $\Delta'(r_c)=0$, one has $\Delta(r_c)=a^2-r_c^2+v_2 e^{-v_c r_c^2/2}$, so that an outer horizon exists only if

$$v_2<\left(r_c^2-a^2\right)e^{v_c r_c^2/2}. \tag{32}$$

Beyond this bound the two horizons merge and then disappear, leaving a naked singularity. In particular, because of the matter field an extremal configuration can be reached before $a=M$, so that rotation and anisotropic matter compete in the same way that charge and rotation do in the Kerr-Newman family.

In what follows we use the dimensionless parameters

$$\tilde{v}_2=\frac{v_2}{M^2},\ \tilde{v}_c=v_c M^2,\ \tilde{a}=\frac{a}{M} \tag{33}$$

and set $M=1$ in all numerical evaluations.

C. Radial profiles

Figure 1 displays the radial behavior of the energy density for representative parameter values. Panel (a) shows the effect of the field strength. Since ε is strictly linear in v_2, increasing $\tilde{v}_2$ rescales the profile without changing its shape, while the horizon contracts from $r_H=1.81M$ at $\tilde{v}_2=0.2$ to $r_H=1.60M$ at $\tilde{v}_2=0.8$. All these values lie below the Kerr radius $r_+=1.87M$ for $a/M=0.5$, confirming that the anisotropic field always reduces the horizon size.

Panel (b) isolates the role of the localization parameter. Increasing $\tilde{v}_c$ steepens the Gaussian cutoff and confines the matter closer to the black hole; the profiles for $\tilde{v}_c=0.1,0.3$, and 0.5 become progressively narrower, and beyond $r\simeq 3M$ the density is already negligible for the most localized case. At the same time the horizon expands, $r_H/M=1.78,1.83,1.85$, approaching the Kerr value 1.87 from below. This behavior is easily understood from Eq. (25): the deformation function decreases monotonically with v_c at fixed r, so a

more localized field contributes less to $\Delta(r)$ in the horizon region and the geometry reverts to Kerr. In the limit $\tilde{v}_c \to \infty$ the horizon radius tends exactly to the Kerr value, while the near-origin region retains the full effect of the matter.

Panel (c) shows the dependence on the rotation parameter along the symmetry axis. Increasing a suppresses the polar density through the factor $\left(r^2+a^2\right)^{-2}$ in Eq. (30), the suppression being most pronounced at small radii where a^2 competes with r^2. The equatorial profiles, by contrast, would be indistinguishable for all four values of a, which is why only the polar direction is displayed. The horizon shrinks from r_H=1.94M at a=0 to r_H=1.45M at a/M=0.8. It is instructive to compare these values with the corresponding Kerr radii 2.00M,1.92M,1.80M, and 1.60M : the deficit induced by the matter field grows from 0.06M at a=0 to 0.15M at a/M=0.8. Rotation therefore amplifies the influence of the anisotropic field on the horizon, even though it does not affect the equatorial density profile at all.

Panel (d) exhibits the angular structure directly. At fixed a/M=0.8 the density increases monotonically from the pole to the equator at every radius, in accordance with Eq. (31). Evaluated at the horizon r_H=1.45M, the ratio (31) gives $\varepsilon(r_H,\pi/2)/\varepsilon(r_H,0)$=1.70, so the matter density on the horizon in the equatorial plane exceeds its polar value by roughly 70%. The four curves converge rapidly beyond $r \simeq 2.5M$, where $r^2 \gg a^2$ and the source becomes effectively spherical. We note that the $\theta=\pi/2$ curve of panel (d) coincides identically with the a=0 curve of panel (c), providing a useful consistency check on the angular structure of Eq. (27).

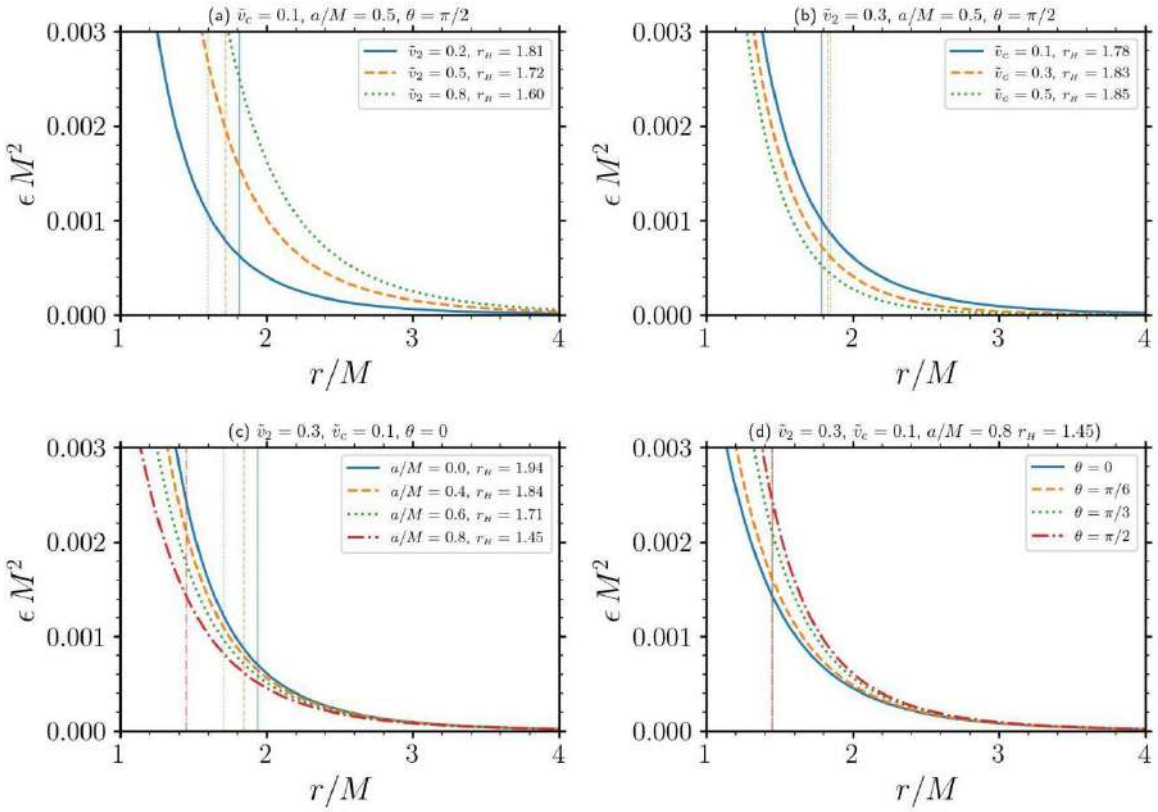


Figure. 1. Radial behavior of the energy density εM^2 of the rotating anisotropic black hole. (a) Dependence on the field strength $\tilde{v}_2$ at fixed $\tilde{v}_c$=0.1,a/M=0.5, in the equatorial plane. (b) Dependence on the localization parameter $\tilde{v}_c$ at fixed $\tilde{v}_2$=0.3, a/M=0.5, in the equatorial plane. (c) Dependence on the rotation parameter a/M at fixed $\tilde{v}_2$=0.3,$\tilde{v}_c$=0.1, along the symmetry axis θ=0; the corresponding equatorial profiles are independent of a and are not shown. (d) Dependence on the polar angle at fixed $\tilde{v}_2$=0.3,$\tilde{v}_c$=0.1,a/M=0.8. The vertical lines mark the outer event horizon $r=r_H$ obtained from Eq. (8) for the corresponding parameter set.

Conclusions. In this work we have characterized the anisotropic matter source that sustains a rotating black-hole spacetime generalizing the Kerr geometry. Starting from a Kerr-like line element whose horizon function carries a deformation term $v(r)$, we computed the Einstein tensor in the orthonormal frame adapted to locally non-rotating observers and found a diagonal, anisotropic stress-energy tensor obeying $\varepsilon=-p_{\hat{r}}$ with $p_{\hat{\theta}}=p_{\hat{\varphi}}$. Imposing the anisotropic equation of state $p_{\hat{\theta}}=(1+v_c\Sigma/2)\varepsilon$ closed the system and, remarkably, eliminated the angular dependence from the field equations, leaving the same ordinary differential equation

$v''=v_c(v-rv')$ that governs the static case. Its exact solution is the error-function profile (25), and the resulting geometry is characterized by three parameters: the mass M, the spin a, and the pair (v_2,v_c) describing the strength and localization of the matter field. The energy density $\varepsilon=v_2e^{-v_cr^2/2}/(8\pi\Sigma^2)$ is positive for $v_2>0$ and decays faster than any power of r, so the field is invisible in the asymptotic multipole expansion while modifying the near-horizon geometry appreciably. Our analysis of the radial profiles established the following. The parameter v_2 rescales the density linearly and shrinks the horizon; the parameter v_c controls the localization and drives the horizon back towards its Kerr value as it increases; and the rotation parameter leaves the equatorial density strictly unchanged while suppressing the polar density by $(1+a^2/r^2)^{-2}$, so that the matter is systematically concentrated towards the equatorial plane. For $\tilde{v}_2=0.3,\tilde{v}_c=0.1$, and $a/M=0.8$, the equatorial density on the horizon exceeds the polar value by about 70%. We further found that although rotation does not affect the equatorial profile, it amplifies the influence of the matter field on the horizon radius, the deficit relative to Kerr growing from $0.06M$ at $a=0$ to $0.15M$ at $a/M=0.8$. Finally, unlike the static solution, which possesses a central point singularity, the rotating configuration has a ring singularity at $\Sigma=0$, hidden behind the horizon whenever Eq. (32) is satisfied.

REFERENCES:

1. LIGO Scientific Collaboration, Virgo Collaboration. Observation of gravitational waves from a binary black hole merger // Physical Review Letters. – 2016. – Vol. 116, No. 6. – Art. 061102. – DOI: 10.1103/PhysRevLett.116.061102.

2. Abbott R. et al. GWTC-3: Compact binary coalescences observed by LIGO and Virgo during the second part of the third observing run // Physical Review X. – 2023. – Vol. 13, No. 4. – Art. 041039. – DOI: 10.1103/PhysRevX.13.041039. – arXiv:2111.03606 [gr-qc].

3. Event Horizon Telescope Collaboration. First M87 Event Horizon Telescope results. I. The shadow of the supermassive black hole // The Astrophysical Journal Letters. – 2019. – Vol. 875, No. 1. – Art. L1. – DOI: 10.3847/2041-8213/ab0ec7.

4. Event Horizon Telescope Collaboration. First M87 Event Horizon Telescope results. VI. The shadow and mass of the central black hole // The Astrophysical Journal Letters. – 2019. – Vol. 875, No. 1. – Art. L6. – DOI: 10.3847/2041-8213/ab1141.

5. Event Horizon Telescope Collaboration. First Sagittarius A Event Horizon Telescope results. I. The shadow of the supermassive black hole in the center of the Milky Way // The Astrophysical Journal Letters. – 2022. – Vol. 930, No. 2. – Art. L12. – DOI: 10.3847/2041-8213/ac6674.*

6. Berti E., Barausse E., Cardoso V. et al. Testing general relativity with present and future astrophysical observations // Classical and Quantum Gravity. – 2015. – Vol. 32, No. 24. – Art. 243001. – DOI: 10.1088/0264-9381/32/24/243001.

7. Cardoso V., Gualtieri L. Testing the black hole "no-hair" hypothesis // Classical and Quantum Gravity. – 2016. – Vol. 33, No. 17. – Art. 174001. – DOI: 10.1088/0264-9381/33/17/174001.

8. Kiselev V. V. Quintessence and black holes // Classical and Quantum Gravity. – 2003. – Vol. 20, No. 6. – P. 1187–1198. – DOI: 10.1088/0264-9381/20/6/310.

9. Toshmatov B., Ahmedov B., Abdujabbarov A., Stuchlik Z. Rotating regular black hole solution // Physical Review D. – 2014. – Vol. 89, No. 10. – Art. 104017. – DOI: 10.1103/PhysRevD.89.104017.

10. Perlick V., Tsupko O. Yu. Light propagation in a plasma on Kerr spacetime: Separation of the Hamilton–Jacobi equation and calculation of the shadow // Physical Review D. – 2017. – Vol. 95, No. 10. – Art. 104003. – DOI: 10.1103/PhysRevD.95.104003.

11. Cunha P. V. P., Herdeiro C. A. R. Shadows and strong gravitational lensing: A brief review // General Relativity and Gravitation. – 2018. – Vol. 50, No. 4. – Art. 42. – DOI: 10.1007/s10714-018-2361-9.

12. Bowers R. L., Liang E. P. T. Anisotropic spheres in general relativity // The Astrophysical Journal. – 1974. – Vol. 188. – P. 657–665. – DOI: 10.1086/152760.

13. Herrera L., Santos N. O. Local anisotropy in self-gravitating systems // Physics Reports. – 1997. – Vol. 286, No. 2. – P. 53–130. – DOI: 10.1016/S0370-1573(96)00042-7.

14. Visser M., Wiltshire D. L. Stable gravastars – an alternative to black holes? // Classical and Quantum Gravity. – 2004. – Vol. 21, No. 4. – P. 1135–1151. – DOI: 10.1088/0264-9381/21/4/027.

15. Kim H.-C., Lee B.-H., Lee W., Lee Y. Rotating black holes with an anisotropic matter field // Physical Review D. – 2020. – Vol. 101, No. 6. – Art. 064067. – DOI: 10.1103/PhysRevD.101.064067.

16. Kim H.-C., Lee W. Dressing rotating black holes with anisotropic matter // The European Physical Journal C. – 2025. – Vol. 85, No. 11. – Art. 1245. – DOI: 10.1140/epjc/s10052-025-15008-w.

17. Ruffini R., Wheeler J. A. Introducing the black hole // Physics Today. – 1971. – Vol. 24, No. 1. – P. 30–41. – DOI: 10.1063/1.3022513.

18. Bekenstein J. D. Black hole hair: Twenty-five years after // Proceedings of the Second International A. D. Sakharov Conference on Physics, Moscow, 20–23 May 1996 / ed. by I. M. Dremin, A. M. Semikhatov. – Singapore: World Scientific, 1997. – P. 216–219. – arXiv/9605059.

19. Herdeiro C. A. R., Radu E. Asymptotically flat black holes with scalar hair: A review // International Journal of Modern Physics D. – 2015. – Vol. 24, No. 9. – Art. 1542014. – DOI: 10.1142/S0218271815420146.

20. Newman E. T., Janis A. I. Note on the Kerr spinning-particle metric // Journal of Mathematical Physics. – 1965. – Vol. 6, No. 6. – P. 915–917. – DOI: 10.1063/1.1704350.

21. Azreg-Aïnou M. Generating rotating regular black hole solutions without complexification // Physical Review D. – 2014. – Vol. 90, No. 6. – Art. 064041. – DOI: 10.1103/PhysRevD.90.064041.

22. Gürses M., Gürsey F. Lorentz covariant treatment of the Kerr–Schild geometry // Journal of Mathematical Physics. – 1975. – Vol. 16, No. 12. – P. 2385–2390. – DOI: 10.1063/1.522480.

23. Bambi C., Modesto L. Rotating regular black holes // Physics Letters B. – 2013. – Vol. 721, No. 4–5. – P. 329–334. – DOI: 10.1016/j.physletb.2013.03.025.

24. Hawking S. W., Ellis G. F. R. The Large Scale Structure of Space-Time. – Cambridge: Cambridge University Press, 1973. – 391 p. – ISBN 978-0-521-20016-5.

25. Yovkochev P. Static spherically symmetric black holes sourced by exponentially localized anisotropic matter fields // Journal of Fundamental and Applied Research. – 2026. – Vol. 6, No. 1. – Art. 20260002.

26. Yovkochev P. Geometrical properties of static black holes surrounded by localized anisotropic matter // Journal of Fundamental and Applied Research. – 2026. – Vol. 6, No. 1. – Art. 20260005.

УДК 621.039.8; 539.183.2

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ОЦЕНКА РАДИАЦИОННОЙ ОБСТАНОВКИ В ОБЪЕКТАХ ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЫ НА ОСНОВЕ КВАНТОВО-МЕХАНИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК РАДИОНУКЛИДОВ В ЦЕПОЧКЕ РАСПАДА УРАНА

Тошев Ойбек Сулаймонович,
самостоятельный исследователь кафедры «Общая физика» Навоийского государственного университета, г. Навои, Республика *Узбекистан*
0009-0008-6458-8102
sulaymonovichoybek@gmail.com
Аллаберганова Гулчехра Машариповна,
доцент Навоийского государственного горно-технологического университета, (PhD) по химическим наукам, г. Навои, Республика Узбекистан
0009-0000-3591-1910
allaberganovagulchehra4@gmail.com
Музафаров Амрулло Мустафоевич,
профессор Навоийского государственного горно-технологического университета, доктор химических наук, г. Навои, Республика Узбекистан
0000-0003-3856-9342
a.muzaffarov@ngmk.uz

Аннотация. *В работе выполнена теоретическая оценка радиационной обстановки в объектах окружающей среды на основе квантово-механических характеристик радионуклидов цепочки распада урана. Исследованы передача энергии и импульса α-частиц, процессы ионизации, а также влияние плотности, состава, пористости и влажности среды на поглощение энергии. Число актов ионизации определено с учётом энергии α-частиц и электронной структуры вещества. Расчётные результаты сопоставлены с экспериментальными значениями мощности экспозиционной дозы. Предложенный подход позволяет оценивать радиационную обстановку, годовую эффективную дозу и особенности поглощения и перераспределения энергии α-частиц в различных экологических средах.*

Ключевые слова: *величин энергии α-частиц, электронная структура среды, теоретическое изучение, радионуклиды цепочки распада урана, экспериментальное определениезначении мощности экспозиционной дозы, объекты окружающей среды, радиационная обстановка, физические закономерности процессов ионизации.*

URAN YEMIRILISH ZANJIRIDAGI RADIONUKLIDLARNING KVANT-MEXANIK TAVSIFLARI ASOSIDA ATROF-MUHIT OBYEKTLARIDAGI RADIATSION VAZIYATNI NAZARIY BAHOLASH

Annotatsiya. *Ushbu ishda uran yemirilish zanjiri radionuklidlarining kvant-mexanik tavsiflari asosida atrof-muhit obyektlaridagi radiatsion vaziyat nazariy jihatdan baholandi. Unda α-zarrachalarning energiya va impuls uzatishi, ionlanish jarayonlari, shuningdek, muhit zichligi, tarkibi, g‘ovakligi hamda namligining energiya yutilishiga ta’siri tadqiq etildi. Ionlanish aktlari soni α-zarrachalar energiyasi va moddaning elektron tuzilishi inobatga olingan holda aniqlandi. Hisoblash natijalari ekspozitsion doza quvvatining tajribaviy qiymatlari bilan qiyoslandi. Taklif etilayotgan yondashuv turli ekologik muhitlarda radiatsion vaziyatni, yillik samarador dozani hamda α-zarrachalar energiyasining yutilishi va qayta taqsimlanishi xususiyatlarini baholash imkonini beradi.*

Kalit so‘zlar: *α-zarrachalar energiyasi miqdori, muhitning elektron tuzilishi, nazariy o‘rganish, uran yemirilish zanjiri radionuklidlari, ekspozitsion doza quvvati qiymatlarini tajribaviy aniqlash, atrof-muhit obyektlari, radiatsion vaziyat, ionlanish jarayonlarining fizik qonuniyatlari.*

THEORETICAL ASSESSMENT OF THE RADIATION STATE OF ENVIRONMENTAL OBJECTS BASED ON THE QUANTUM-MECHANICAL CHARACTERISTICS OF RADIONUCLIDES IN THE URANIUM DECAY CHAIN

Abstract. *This study presents a theoretical assessment of radiation conditions in environmental media based on the quantum-mechanical characteristics of radionuclides in the uranium decay chain. Energy and momentum transfer of α-particles, ionization processes, and the effects of medium density, composition, porosity, and moisture on energy absorption were investigated. The number of ionization events was determined by considering α-particle energy and the electronic structure of matter. The calculated results were compared with experimentally measured exposure dose rates. The proposed approach enables assessment of radiation conditions, annual effective dose, and the absorption and redistribution of α-particle energy in different environmental media.*

Keywords: *α-particle energy magnitude, electronic structure of the medium, theoretical investigation, radionuclides of the uranium decay chain, experimental determination of exposure dose rate values, environmental objects, radiation state, physical regularities of ionization processes.*

Введение. Взаимодействие α-частиц радионуклидов - **^{234}U, ^{230}Th, ^{226}Ra, ^{222}Rn, ^{218}Po, ^{214}Pb, ^{214}Po, ^{210}Pb,** образующихся в процессе распада материнского ядер **- ^{238}U**, с веществом природной среды представляет собой сложный процесс передачи энергии, сопровождающийся ионизацией атомов данной среды. Альфа-частицы, сталкиваясь именно с атомами химических элементов среды, передают свою энергию в них неравномерно. В результате формируются локальные зоны повышенной плотности поглощённой энергии и с высокой значений радиации.

Энергии альфа-частиц радионуклидов **- ^{234}U, ^{230}Th, ^{226}Ra, ^{222}Rn, ^{218}Po, ^{214}Pb, ^{214}Po, ^{210}Pb** и радиационная обстановка местности взаимосвязаны и имеет ключевое значение для ядерной физики, радиационной физики и прикладных задач радиоэкологии. В настоящей работе процесс взаимодействия α-частиц с электронами веществ природной среды рассматривается в рамках теоретического подхода с использованием квантово-механических представлений.

Основное внимание уделено определению удельной активности каждого радионуклида цепочки распада урана, связанной с процессом распада материнского ядер - **^{238}U** в зависимости от высокой ионизирующий способности альфа-частиц и их малой длины свободного пробега.

Определение вклада радиационного воздействия альфа-частиц радионуклидов - **^{234}U, ^{230}Th, ^{226}Ra, ^{222}Rn, ^{218}Po, ^{214}Pb, ^{214}Po, ^{210}Pb** на значения мощности экспозиционной дозы в данной локальной точке необходимо рассматривать на уровне закона микромира частиц.

Природный уран, состоящий из материнских ядер - **^{238}U,** начинает цепочку радиоактивного распада, в ходе которого испускаются альфа-частицы с энергией - **^{234}U -** 4,859**, ^{230}Th -** 4,770**, ^{226}Ra -** 4,784**, ^{222}Rn -** 5,489**, ^{218}Po -** 6,115**, ^{214}Pb -** 7,833**, ^{210}Pb -** 5,305 МэВ. В результате альфа-распад одного ядра урана приводит к выделению энергии - E≈4,27 МэВ.

На основе закона микромира α-частицы взаимодействуют (закон Кулона) с веществом и передают свой импульс и энергии на атомы химических элементов, ионизируя их. Ионизация атомов химических элементов взаимосвязана с увеличением значений мощности экспозиционной дозы в данной локальной точке. Данный процесс подтверждает правильность существующих известных физических законов и позволяет оценить состояние радиационной обстановки исследуемого района.

Техники и методы физических экспериментов. Альфа-частицы являются сильно ионизирующим излучением атомов и молекул химических элементов природных веществ. В процессе ионизации атомов и молекул химических элементов в малых объёмах накапливается в огромном количестве электрических зарядов. На микроуровне происходят структурные преобразования.

Теоретический анализ показывает, что энергия альфа-частиц поглощается в веществе кластеризованным образом. На данный процесс влияют следующие факторы - плотность среды, уровень влажности, степень пористости (отношение объёма пор к общему объёму материала), а также количество межфазных границ. В результате в плотных средах энергия преимущественно расходуется на ионизационные процессы.

Полученные результаты и их обсуждение. Для понимания процесса преимущественного расхода энергия альфа-частиц на ионизации атомов и молекул химических элементов в средах с различным показателям влажности и пористостью природных сред, ниже рассмотрены некоторые вещества по степени поглощения энергии в зависимости от влажности, пористости и плотности.

Различие природных сред по уровню влажности, пористости и плотности позволяет проанализировать степень поглощения энергии альфа-частиц, что наглядно представлено в таблице 1.

Таблица 1.

Поглощение энергии альфа-частиц в зависимости от влажности, пористости и плотности различных сред

Окружающая среда	Плотность	Пористость	Главный канал	Энерго-эффективность
Барит	высокая	низкая	Ионизация	высокая
Бетон (сухой)	средняя	средняя	Ударная	средняя
Бетон (влажный)	средняя	средняя	Радиолиз	высокая
Почва	низкая	высокая	Разбросанный	низкая

Как видно из приведённых в таблице 1 данных, традиционно применяемые сухие бетоны вследствие внутренней пористости и низкой влажности обладают пониженной эффективностью поглощения энергии. В пористых средах, таких как почвы, на местах хранения радиоактивных отходов, энергия альфа-частиц затухает быстрее, однако при этом усиливается выделение радона. В связи с этим рекомендуется обеспечивать замкнутую пористость материала и поддерживать стабильный уровень влажности. При стабильном уровне влажности почв хвостохранилищ радиоактивных отходов поры будет заполнены водой. Бетон с добавлением барита в сочетании с контролируемой влажностью является одним из наиболее оптимальных решений от вредного виляния ионизирующего излучения.

Кроме процесса расхода энергии альфа-частиц на ионизации атомов и молекул химических элементов, введена универсальная величина характеризующего влияние свойств вещества на ионизационные процессы, так называемый универсальный параметр среды, условно обозначенный

$$L = \frac{\rho}{Z \cdot A}$$

который выражен через плотность вещества, атомный номер и массовое число химического элемента данного вещества в таблице 2.

Таблица 2.

Расчётные параметры среды - L, характеризующие влияние свойств вещества на ионизационные процессы, выраженные через её плотность, атомный номер и массовое число

Среда	**ρ, (кг/м^3)**	**Z**	**A, (г/моль)**	**L, (моль/м^3)**
воздух	1,29	≈7,3	29	6,09
вода	1000	10	18	5556
алюминий	2700	13	27	7692
свинец	11340	82	207	668

Как видно из приведённых в таблице 2 данных, основание параметра среды - L, выраженного через плотность, атомный номер и массовое число, можно характеризовать влияние свойств вещества на ионизационные процессы.

Кроме вышеприведённых данных можно проводить расчёты числа ионизаций альфа-частиц радионуклидов в цепочке распада урана на единицу расстояния в различных природных средах (таблица 3).

Таблица 3.

Результаты расчёта числа ионизаций на единицу длины для α-частиц радионуклидов цепочке распада урана в различных средах (воздух, вода, алюминий и свинец)

Нуклид	Выделяемая энергия, МэВ	Воздух	Вода	Алюминий	Свинец
^{238}U	4,27	3565	3252927	4503512	391100
^{234}U	4,77	3191	2911949	4031446	350104
^{230}Th	4,86	3133	2858612	3957604	343692
^{226}Ra	4,87	3125	2851570	3947854	342845

^{222}Rn	5,59	2723	2484794	3440071	298747
^{218}Po	6,12	2489	2271463	3144726	273098
^{214}Po	7,88	1931	1762019	2439426	211848
^{210}Po	5,41	2815	2568892	3556500	308858

Как видно из приведённых в таблице 3 цифр, данные носят оценочный характер, однако корректно отражают качественную зависимость числа ионизаций от энергии α-частицы. В воздухе число ионизации атомов составляет от 1931 до 3565, в воде число ионизации атомов составляет от 1762019 до 3252927 при энергии альфа-частиц, в алюминии число ионизации атомов составляет от 2439426 до 4503512, в свинце число ионизации атомов составляет от 211848 до 391100 при энергии альфа-частиц от 4,27 МэВ до 7,88 МэВ. Во всех случаях, с уменьшением энергии альфа-частиц увеличивается их ионизационные способности. Данный процесс объясняется тем, что чем выше энергия α-частицы, тем выше её скорость, а чем выше скорость, тем меньше время взаимодействия с электронами атомов и меньше ионизаций на единицу длины.

На основании вышеприведённых утверждений построены графики, показывающие зависимость числа ионизации атомов от энергии альфа-частиц в воздухе, воде, алюминии и свинце (рисунок 1).

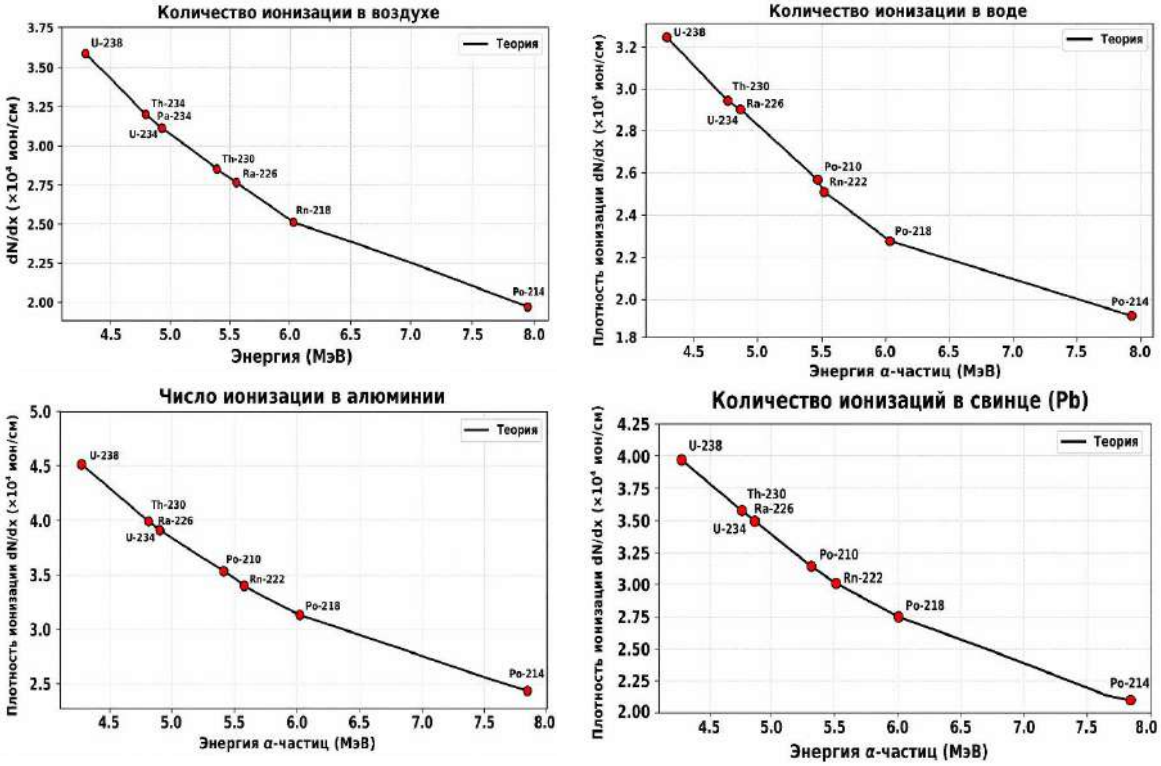


Рисунок 1. Зависимость между числом ионизации атомов от энергии альфа-частиц, испускаемых нуклидами в цепочке урана, в воздухе, воде, алюминии и свинце

Из графиков, приведённых на рисунке 1. а), б), в), г), видно, что число ионизации атомов имеет обратно пропорциональное взаимосвязи. То есть с уменьшением энергии альфа-частиц увеличивается их ионизационные способности.

На основании построенных зависимостей между числом ионизации атомов воздуха, воды, алюминия и свинца от энергии альфа-частиц, испускаемых нуклидами в цепочке распада урана можно проверить их отклонения от реальных значений.

То есть рассмотрим соответствие наших теоретических расчётов результатам, полученным с помощью международной программы - SRIM (Stopping and Range of Ions in Matter - Остановка и дальность действия ионов в веществе). Данный программный комплекс представляет собой моделирование взаимодействий заряженных частиц с веществом на основе численных методов. На графике рисунка 2. показано сопоставление результатов полученных в ходе теоретических расчётов с результатами полученных с помощью программы SRIM.

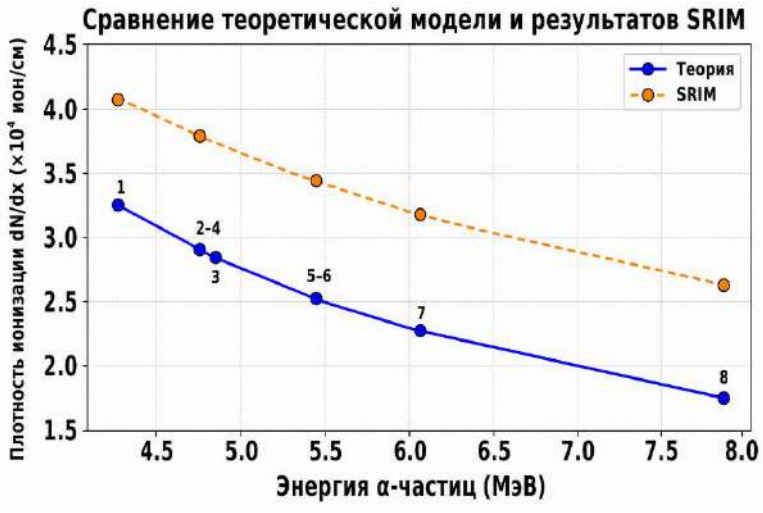


Рисунок 2. Сопоставление результатов полученных в ходе теоретических расчётов с результатами полученных с помощью программы SRIM

Относительное отклонение теоретических результатов, полученных в ходе теоретических расчётов, от данных SRIM составляет несколько процентов. Процесс ионизации при взаимодействии альфа-частиц с веществом находится в рамках приближения, где начальная кинетическая энергия частиц полностью расходуется на взаимодействие с атомами среды. Количество актов ионизации на единицу длины пути определяется скоростью потери энергии частицы и средней энергией ионизации среды.

Тормозная способность в основном обусловлена механизмом электронного торможения, при котором энергия затрачивается на возбуждение и ионизацию атомов. Такой подход является эффективным упрощённым аналитическим методом для первичной оценки процессов ионизации в разреженных средах с низкой плотностью. Однако в реальных условиях, особенно в плотных средах с высоким атомным номером (Z), процесс потери энергии не ограничивается только ионизацией. Значительная часть энергии распределяется между упругими и неупругими столкновениями с ядрами, многократным рассеянием, созданием дефектов кристаллической решетки и образованием вторичных частиц.

Теоретические оценки радиационной обстановки в объектах окружающей среды, на основе квантово-механических характеристик радионуклидов цепочки распада урана, показало, что факторы - плотность, пористость и влажность природных сред оказывает влияние на поглощение энергии альфа-частиц и формирование зон с высоких значений радиации.

Проведены теоретические расчёты число ионизации α-частицы, нуклидов цепочки распадов урана, в различных средах (воздух, вода, алюминий и свинец). Они показали, что увеличение плотности и атомного номера химического элемента среды приводит к резкому возрастанию число ионизационных актов на единицу длины и, как следствие, к уменьшению пробега частиц.

Построены графики зависимости число ионизации атомов воздуха, воды, алюминия и свинца от энергии альфа-частиц, испускаемых нуклидами в цепочке распада урана. Найдено, что число ионизации атомов воздуха, воды, алюминия и свинца от энергии альфа-частиц имеет обратно пропорциональные взаимосвязи, то есть с уменьшением энергии альфа-частиц увеличивается их ионизационные способности.

Сопоставлены теоретические расчёты, проведённые в рамках данного исследования с результатами полученные с помощью международной программы - SRIM.

ЛИТЕРАТУРА:

1. Мухин, К. Н. Экспериментальная ядерная физика: Учеб. для физ. спец. ВУЗов: В 2 т. - М.: Лань. Физика ядерных реакций. - Изд. 7-е. - 2009. - 318 с. ISBN: 978-5-8114-0740-8

2. Сивухин Д.В. Общая физика. Т. V. Ядро и элементарные частицы, М.: Наука, 2008. ISBN: 978-5-02-036337-3

3. Шпольский Э.В. Атомная физика. Том 1. Введение в атомную физику: учебник СПб: Лань, 2010 // ЭБ ISBN: 978-5-8114-1010-1 https://e.lanbook.com/book/442

4. National Institute of Standards and Technology (NIST) (2022), NIST Stopping-Power & Range Tables for Electrons, Protons, and Helium Ions - SRD 124: Metadata Updated July 29, 2022. https://doi.org/10.18434/T4NC7P

5. Berger, M. J., Hubbell, J. H., Seltzer, S. M., Chang, J., Coursey, J. S., Sukumar, R., Zucker, D. S. va Olsen, K. (2010), XCOM: Photon Cross Section Database (version 1.5). https://doi.org/10.18434/T48G6X

6. Бекман И. Радиоактивность, радионуклиды и радиация. - М.: PALMARIUM, 2014. - 498 с.

7. Музафаров А.М., Аллаберганова Г.М., Кулматов Р.А. Оценка радиационной опасности урановых предприятий для объектов окружающей среды // XXI век. Техносферная безопасность. Москва, Том 6. №1., 2021. - С. 94-102

8. Музафаров А.М., Аллаберганова Г.М., Турабджанов С.М., Аллаяров Р.М. Новый способ рекультивации загрязненных радионуклидами почв участков подземного выщелачивания урана // Universum: Технические науки. Москва. Выпуск: 6(75). Июнь. 2020. Часть 2. - С. 91-96.

9. Музафаров А.М., Аллаберганова Г.М., Кулматов Р.А. Оценка радиационной опасности урановых предприятий для объектов окружающей среды // XXI век. Техносферная безопасность. Москва, Том 6. №1., 2021. - С. 94-102 https://doi.org/10.21285/2500-1582-2021-1-94-102

10. Музафаров А.М., Аллаберганова Г.М., Турабджанов С.М., Аллаяров Р.М. Новый способ рекультивации загрязненных радионуклидами почв участков подземного выщелачивания урана // Universum: Технические науки. Москва. Выпуск: 6(75). Июнь. 2020. Часть 2. - С. 91-96. https://7universum.com/ru/tech/archive/item/9793

11.Бекман И.Н. «Атомная и ядерная физика: радиоактивность и ионизирующие излучения» - М.: PALMARIUM, 2020. - 493 с.

12. Qutbedinov A. K., Muzafarov A. M. et al. Quantitative determination of radum and radon contents in natural waters of the uranium-bearing region //AIP Conference Proceedings. - AIP Publishing LLC, 2025. - Т. 3268. - №. 1. - С. 040014.

13. Soliyev T. I., Muzafarov A. M., Izbosarov B. F. Experimental determination of the radioactive equilibrium coefficient between radionuclides of the uranium decay chain //Theoretical & Applied Science" International scientific journal. - 2021.

14. Soliyev T. I., Muzafarov A. M. Investigation of the causes of violations of the radioactive balance between radionuclides of the uranium decay chain //International Journal of Multicultural and Multireligious Understanding. - 2021. - Т. 8. - №. 7.

15. Тошев О.С., Аллаберганова Г.М., Музафаров А.М. Взаимозависимости радиационной обстановки с перераспределением энергии альфа-частиц радионуклидов естественной цепочке распада урана // Universum: технические науки: Электронный научный журнал. 2026. 2(143). https://7universum.com/ru/tech/archive/item/22018

16. Музафаров А.М., Аллаберганова Г.М., Кулматов Р.А. Оценка радиационной опасности урановых предприятий для объектов окружающей среды. XXI век. Техносферная безопасность. 2021;6(1).

17. Музафаров А.М., Аллаберганова Г.М., Турабджанов С.М., Аллаяров Р.М. Новый способ рекультивации загрязненных радионуклидами почв участков подземного выщелачивания урана. Universum: Технические науки. 2020;6(75).

18. Soliyev T. I., Muzafarov A. M., Sherkulov U. D. Determination of mixing factors of daughter radionuclides in the uranium decay chain //NeuroQuantology. - 2022. - Т. 20. - №. 11. - С. 2722.

19. Schinner, A., Sigmund, P., & Paul, H. (2015). Improved stopping power calculations for ions in matter. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B, 354, 184-189. https://doi.org/10.1016/j.nimb.2014.08.013

20. IAEA (2017). Stopping Power and Range of Charged Particles in Matter. Vienna: International Atomic Energy Agency

21. Liamsuwan, T., & Nikjoo, H. (2019). Track structure and stopping power of charged particles in matter. Radiation Measurements, 128, https://doi.org/106-114. 10.1016/j.radmeas.2019.106096

22. Zhang, R., & Chen, Y. (2020). Ionization and energy deposition of alpha particles in matter. Radiation Physics and Chemistry, 168, https://doi.org/108-113. 10.1016/j.radphyschem.2019.108613

23. Tran, H. N., & Nguyen, T. T. (2021). Energy loss and ionization processes of alpha particles in different materials. Journal of Radiation Research and Applied Sciences, 14(1), 1-8. https://doi.org/10.1080/16878507.2021.1874235

UO‘K 538.915:539.12

GRAFENDA IKKI O‘LCHAMLI TESHIK TIPIDAGI ELEKTROSTATIK POTENSIAL MUHITDA TO‘LQIN PAKETI SOCHILISHI

Avazov Mirzabek Normaxmat o‘g‘li,
O‘zbekiston Respublikasi Fanlar Akademiyasining
Materialshunoslik instituti, Toshkent
avazovmirzabek954@gmail.com
Xayitov Nodir Nurmamat o‘g‘li,
O‘zbekiston Respublikasi Fanlar Akademiyasining
Materialshunoslik instituti, Toshkent
Xajiyeva Dilfuza Xamdamovna,
M. Ulugbek nomidagi O‘zbekiston Milliy Universiteti,
akademik P.Q. Habibullaev nomidagi Fizika fakulteti
Bobojonov Komiljon Abdusharipovich,
Abu Rayhon Beruniy nomidagi Urganch davlat universiteti,
H. Olimjon ko‘chasi, 14, Urganch sh., Xorazm v.
Butanov Xakimjan Turamuratovich,
O‘zbekiston Respublikasi Fanlar Akademiyasining
Materialshunoslik instituti, Toshkent
Raximov Xamdam Yuldashevich,
O‘zbekiston Respublikasi Fanlar Akademiyasining
Materialshunoslik instituti, Toshkent

Annotatsiya. *Grafen monoqatlamida ikki o‘lchamli teshik tipidagi elektrostatik potensial muhitda elektron to‘lqin paketining sochilishi va o‘tishi nazariy jihatdan o‘rganildi. Modelda chekli elektrostatik potensial sohasi ichida davriy joylashtirilgan doiraviy V=0 sohalar potensial landshaftidagi teshiklarni ifodalaydi. Elektron dinamikasi nostasionar Dirak tenglamasi asosida tavsiflanib, to‘lqin paketining vaqt bo‘yicha evolyutsiyasi operatorlarni ajratish usulida hisoblandi. V=20–300 meV potensial qiymatlarida teshik radiuslari 10 va 17 nm uchun o‘tish ehtimolligi tahlil qilindi. Natijalar potensial ortishi bilan o‘tish jarayoni sekinlashishi va yuqori potensiallarda o‘tish ehtimolligi kamayishini ko‘rsatdi. Teshik radiusining ortishi esa kuchli potensiallarda yakuniy o‘tish ehtimolligining nisbatan yuqori saqlanishiga olib keladi.*

Kalit so‘zlar: *grafen, elektron to‘lqin paketi, elektrostatik potensial, teshik tipidagi potensial, davriy struktura, operatorlarni ajratish usuli, Dirak tenglamasi.*

РАССЕЯНИЕ ВОЛНОВОГО ПАКЕТА В ГРАФЕНЕ В ДВУМЕРНОЙ СРЕДЕ С ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИМ ПОТЕНЦИАЛОМ ДЫРОЧНОГО ТИПА

Аннотация. *Теоретически исследованы рассеяние и прохождение электронного волнового пакета в монослое графена в двумерной среде с электростатическим потенциалом дырочного типа. В модели периодически расположенные круглые области с V=0 внутри конечной области электростатического потенциала представляют собой отверстия в потенциальном ландшафте. Динамика электронов описывалась нестационарным уравнением Дирака, а временная эволюция волнового пакета рассчитывалась методом расщепления операторов. Вероятность прохождения анализировалась при V=20–300 мэВ для радиусов отверстий 10 и 17 нм. Результаты показали, что с увеличением потенциала процесс прохождения замедляется, а при высоких значениях потенциала вероятность прохождения уменьшается. Увеличение радиуса отверстий приводит к сохранению относительно более высокой конечной вероятности прохождения при сильных потенциалах.*

Ключевые слова: *графен, электронный волновой пакет, электростатический потенциал, потенциал дырочного типа, периодическая структура, метод расщеплённого оператора, уравнение Дирака.*

WAVE-PACKET SCATTERING IN GRAPHENE IN A TWO-DIMENSIONAL HOLE-TYPE ELECTROSTATIC POTENTIAL LANDSCAPE

Abstract. *The scattering and transmission of an electron wave packet in monolayer graphene with a two-dimensional hole-type electrostatic potential landscape were theoretically investigated. In the model, periodically arranged circular regions with V=0 inside a finite electrostatic potential region represent holes*

in the potential landscape. The electron dynamics were described by the time-dependent Dirac equation, and the temporal evolution of the wave packet was calculated using the split-operator method. The transmission probability was analyzed for V=20–300 meV and hole radii of 10 and 17 nm. The results show that increasing the potential slows down the transmission process and reduces the transmission probability at high potential values. Increasing the hole radius leads to a relatively higher final transmission probability at strong potentials.

Keywords: *graphene, electron wave packet, electrostatic potential, hole-type potential, periodic structure, split-operator method, Dirac equation.*

Kirish. Grafen o‘zining noyob elektron tuzilishi va zaryad tashuvchilarining massasiz Dirak fermionlari sifatida harakatlanishi tufayli kvant transport hodisalarini o‘rganish uchun istiqbolli ikki o‘lchamli material hisoblanadi [1–3]. Past energiyalarda energiya spektrining chiziqli dispersiyasi va zaryad tashuvchilarning psevdospin xususiyatlari Klein tunnellanishi, orqaga sochilishning susayishi hamda elektrostatik potensial to‘siqlari orqali anomal o‘tish kabi o‘ziga xos transport hodisalarini yuzaga keltiradi [4–7]. Grafendagi zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi va lokal Fermi sathini tashqi elektr maydon yordamida boshqarish mumkinligi elektron transportni grafen kristall panjarasini strukturaviy o‘zgartirmasdan nazorat qilish imkonini beradi [8–10].

Davriy elektrostatik potensiallar Dirak fermionlari transportini boshqarish uchun qo‘shimcha imkoniyatlar yaratadi. Bir va ikki o‘lchamli grafen superpanjaralarida potensialning qiymatlari, davriyligi va fazoviy simmetriyasi elektronlarning energetik spektri va transport xususiyatlarini sezilarli darajada o‘zgartirishi mumkin [11–15]. Bunday sistemalarda ketma-ket joylashgan potensial chegaralar elektron to‘lqinlarining ko‘p marotaba sochilishi va faza yig‘ilishiga olib keladi. Natijada konstruktiv va destruktiv interferensiya o‘tish ehtimolining murakkab, energiya va geometriyaga bog‘liq xususiyatlarini shakllantirishi mumkin. Shu nuqtai nazardan, fotonik kristallarga o‘xshash davriy elektrostatik strukturalar grafenda elektron oqimini boshqarishning istiqbolli usullaridan biri sifatida qaralmoqda [16–18].

To‘lqin paketining vaqt bo‘yicha evolyutsiyasini o‘rganish bunday sistemalardagi transport jarayonlarini tahlil qilishda alohida ahamiyatga ega, chunki bu yondashuv fazoviy lokalizatsiyalangan elektron holatining tarqalishi, qaytishi, interferensiyasi va potensial sohadan o‘tishini bevosita vaqt bo‘yicha kuzatish imkonini beradi. Dirak kontinuum modeli doirasida ushbu yondashuv turli shakldagi elektrostatik to‘siqlar, geometrik strukturalar hamda davriy joylashtirilgan potensial sohalardagi elektron transportini tadqiq qilishda muvaffaqiyatli qo‘llanilgan [19–24]. Xususan, avvalgi tadqiqotlarimizda davriy joylashtirilgan doiraviy elektrostatik sohalar orqali Gauss to‘lqin paketining o‘tishi potensial sohalarning o‘lchami, ular orasidagi masofa va fazoviy joylashuviga kuchli bog‘liq ekanligi ko‘rsatildi [20–23]. Shuningdek, elektrostatik strukturaning geometriyasi va simmetriyasi ko‘p marotaba sochilish hamda interferensiya shartlarini o‘zgartirib, elektron to‘lqin paketining transport xususiyatlarini samarali boshqarishi mumkinligi aniqlandi [20,23,24]. Biroq ko‘pchilik avvalgi modellarda chekli elektrostatik potensialga ega lokal sohalar V=0 bo‘lgan grafen fonida joylashtirilgan. Ushbu ishda esa teskari fazoviy konfiguratsiya qaraladi: grafenning chekli ikki o‘lchamli sohasi musbat elektrostatik potensial V ta’sirida bo‘lib, uning ichida davriy joylashtirilgan doiraviy V=0 sohalar mavjud. Ushbu doiraviy sohalar elektrostatik potensial landshaftidagi “teshiklar” sifatida qaraladi. Bunda ular grafendagi haqiqiy fizik teshiklar yoki antidotlar emas: grafen kristall panjarasi uzluksiz saqlanadi, “teshik” atamasi faqat shu doiraviy sohalarda elektrostatik potensialning nolga tengligini anglatadi. Shunday qilib, qaralayotgan sistema ikki o‘lchamli teshik tipidagi elektrostatik potensial sifatida tavsiflanadi.

Bunday teskari potensial geometriyasi alohida doiraviy potensial to‘siqlar sistemasidan fizik jihatdan farq qiladi. Bu holda elektron to‘lqin paketi V=0 fonida joylashgan alohida potensial sohalardan sochilish o‘rniga, chekli potensialga ega uzluksiz muhit ichidagi davriy V=0 sohalar orqali tarqaladi. Natijada to‘lqin paketi dinamikasi potensialli fon orqali tarqalish, $V\neq0$ va V=0 sohalar chegaralaridagi takroriy sochilish hamda qo‘shni teshiklar bilan bog‘liq turli tarqalish yo‘llari orasidagi kogerent interferensiyaning birgalikdagi ta’siri bilan belgilanadi. Shu sababli potensial qiymatlari va teshiklar geometriyasini o‘zgartirish elektron to‘lqin paketining o‘tishini boshqarish uchun qo‘shimcha imkoniyat yaratishi mumkin.

Ushbu ishda monoqatlamli grafenda ikki o‘lchamli teshik tipidagi elektrostatik potensial mavjud bo‘lgan holda Gauss to‘lqin paketining vaqt bo‘yicha dinamikasi tadqiq qilinadi. Potensial qiymati, V=20–300 meV oralig‘ida o‘zgartiriladi, davriy joylashtirilgan doiraviy teshiklarda esa V=0. Nostasionar Dirak tenglamasi va operatorlarni ajratish usulidan foydalanib, to‘lqin paketining vaqt bo‘yicha evolyutsiyasi va o‘tish ehtimolining elektrostatik potensial qiymatiga hamda teshik strukturasining geometrik parametrlariga bog‘liqligi o‘rganiladi. Asosiy e’tibor $V\neq0$ va V=0 chegaralaridagi takroriy sochilish, potensial ta’sirida faza yig‘ilishi va kogerent interferensiyaning elektron transportiga ta’siriga qaratiladi. Ushbu tadqiqot natijalari

grafendagi Dirak fermionlari transportini ikki o‘lchamli teshik tipidagi elektrostatik strukturalar yordamida boshqarishning fizik mexanizmlarini aniqlashga xizmat qiladi.

Nazariy qism. Ushbu tadqiqotda qaralayotgan model tizim o‘lchamlari L=128 nm va W=4096 nm bo‘lgan monoqatlamli grafendan iborat. Grafenning markaziy qismida o‘lchami 128×128 nm bo‘lgan kvadratik elektrostatik potensial sohasi joylashtirilgan. Ushbu soha ichida davriy ravishda joylashtirilgan doiraviy V=0 hududlar mavjud bo‘lib, ular elektrostatik potensial landshaftidagi teshiklarni ifodalaydi. Grafenning potensial sohadan tashqaridagi qismlarida ham elektrostatik potensial nolga teng deb qabul qilinadi. Tushuvchi elektron Gauss to‘lqin paketi grafenning potensialsiz qismidan $+x$ yo‘nalishi bo‘ylab harakatlanib, markaziy teshik tipidagi elektrostatik potensial sohasi bilan ta’sirlashadi.

Ushbu tadqiqotda qaralayotgan model tizimning sxematik tasviri 1-rasmda keltirilgan. Tizim monoqatlamli grafendan iborat bo‘lib, uning markaziy qismida ikki o‘lchamli teshik tipidagi elektrostatik potensial sohasi joylashtirilgan. Ushbu sohada elektrostatik potensial mavjud bo’lib, uning ichida davriy ravishda joylashtirilgan doiraviy V=0 sohalar mavjud. Shunday qilib, doiraviy sohalar grafen strukturasidagi fizik teshiklar emas, balki elektrostatik potensial mavjud bo‘lmagan oddiy grafen sohalarini ifodalaydi. Grafen kristall panjarasi butun sistema bo‘ylab uzluksiz saqlanadi.

Potensial sohaning bunday tuzilishi an’anaviy davriy doiraviy potensial to‘siqlar sistemasidan farq qiladi. Bunda alohida potensial to‘siqlar V=0 grafen fonida joylashtirilmaydi, aksincha, V>0 bo‘lgan uzluksiz elektrostatik potensial sohasi ichida davriy V=0 doiraviy teshiklar hosil qilinadi. Natijada tushuvchi elektron to‘lqin paketi potensial sohaga kirgandan so‘ng $V\neq0$ va V=0 sohalar orasidagi ko‘p sonli chegaralar bilan ta’sirlashadi. Ushbu chegaralarda yuzaga keladigan takroriy sochilish va interferensiya jarayonlari to‘lqin paketining keyingi dinamikasi va o‘tish ehtimolligiga sezilarli ta’sir ko‘rsatishi mumkin.

Doiraviy V=0 sohalar x va y o’qi yo‘nalishlari bo‘yicha davriy ravishda joylashtiriladi. Ularning radiusi R, qo‘shni teshiklar markazlari orasidagi masofa esa d = 32 nm bilan belgilanadi. Elektrostatik potensial qiymatining elektron transportiga ta’sirini aniqlash maqsadida potensial energiya qiymati V=20-300 meV oralig‘ida o‘zgartiriladi. Bunda barcha doiraviy teshiklarda potensial V=0 ga teng bo‘lib qoladi. Shu tariqa potensial qiymatini o‘zgartirish orqali bir xil geometriya uchun elektron to‘lqin paketining tarqalishi va o‘tish xususiyatlarining o‘zgarishi o‘rganiladi.

Grafendagi past energiyali elektronlarning dinamikasi Dirak kontinuum modeli doirasida tavsiflanadi. K va K' vodiylari yaqinida zaryad tashuvchilarning vaqt bo‘yicha evolyutsiyasi nostasionar Dirak tenglamasi orqali ifodalanadi:

$$i\hbar\,\frac{\partial\Psi(r,t)}{\partial t} = H\,\Psi(r,t), \tag{1}$$

bu yerda $\Psi(r,t)$ – ikki komponentli spinor to‘lqin funksiyasi, H esa sistema Hamiltoniani. Elektrostatik potensial mavjud bo’lgan monoqatlamli grafen uchun Hamiltonian

$$H = v_F(\vec{\sigma}\cdot\vec{p}) + V(x,y)\,I, \tag{2}$$

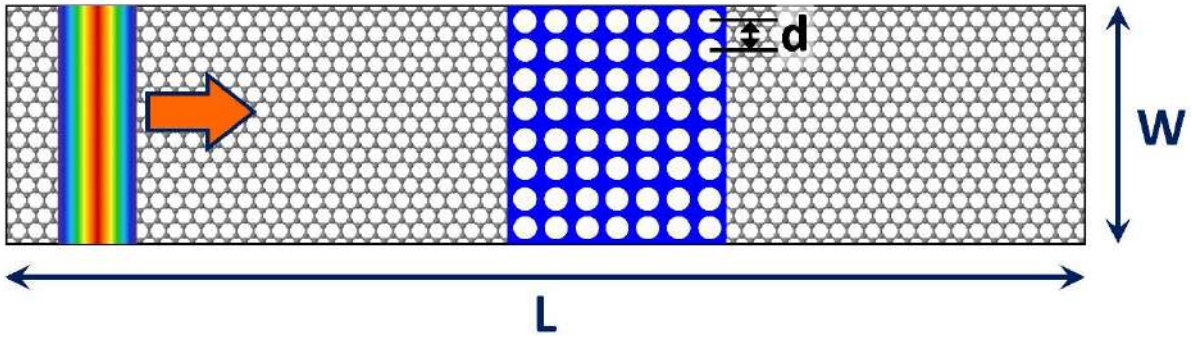
ko‘rinishda yoziladi. Bu yerda v_F – grafendagi Fermi tezligi, $\vec{\boldsymbol{\sigma}} = (\vec{\sigma}_x, \vec{\sigma}_y)$ – Pauli matritsalari, $\boldsymbol{p}$=(p_x,p_y) – impuls operatori, I – birlik matritsa va $V(x,y)$ – fazoviy bog‘liq elektrostatik potensial.

Qaralayotgan teshik tipidagi struktura uchun potensial funksiyasi umumiy holda

$$V(x,y) = \begin{cases} 0, & (x,y) \in \text{doiraviy teshiklar}, \\ V, & (x,y) \in \text{potensial sohasi}, \\ 0, & (x,y) \notin \text{potensial sohasi} \end{cases} \tag{3}$$

ko‘rinishida aniqlanadi. Demak, tushuvchi to‘lqin paketi dastlab potensialsiz grafen bo‘ylab harakatlanadi, so‘ngra davriy V=0 teshiklarni o‘z ichiga olgan chekli V potensial sohasi bilan ta’sirlashadi va undan keyin yana potensialsiz grafen sohasiga chiqadi.

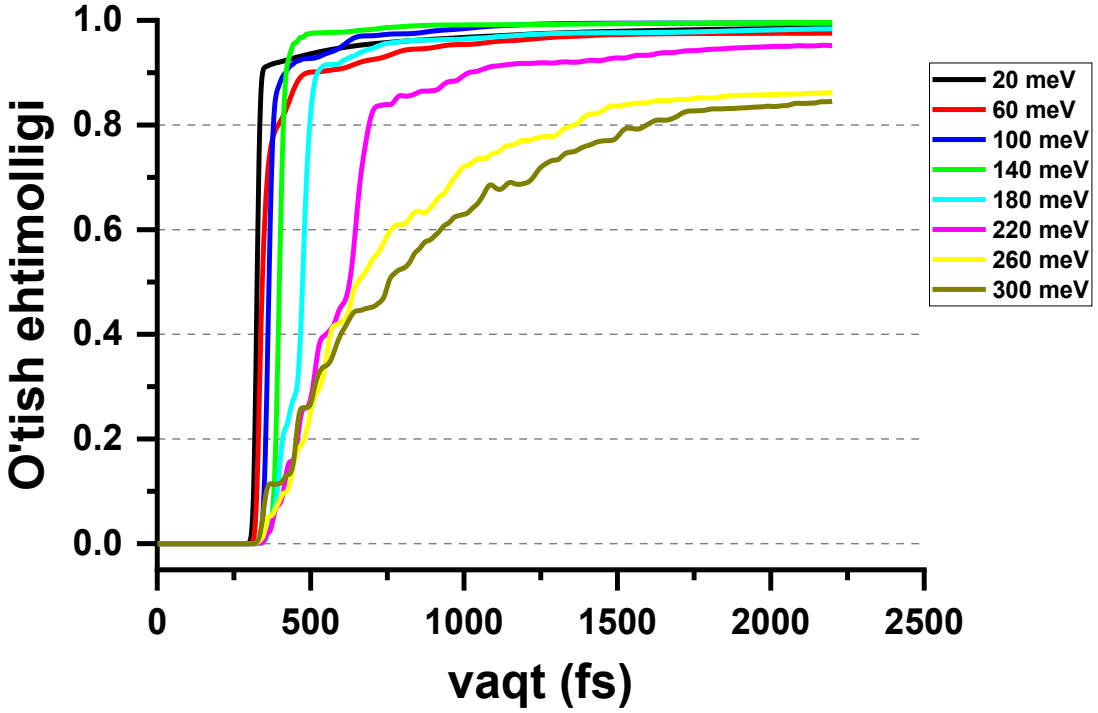
Boshlang‘ich elektron holati $+x$ yo‘nalishida harakatlanuvchi Gauss to‘lqin paketi ko‘rinishida tanlanadi. Uning fazoviy lokalizatsiyasi va markaziy impulsi mos ravishda paket kengligi hamda berilgan elektron energiyasi orqali aniqlanadi. To‘lqin paketining vaqt bo‘yicha evolyutsiyasi operatorlarni ajratish usuli yordamida hisoblanadi. Ushbu yondashuv elektron to‘lqin paketining potensial sohaga kirishi, $V\neq0$ va V=0 chegaralarida sochilishi, teshiklar orasida tarqalishi va interferensiyasi hamda potensial sohadan o‘tishini real vaqt rejimida kuzatish imkonini beradi.



1-rasm. Monoqatlamli grafenda ikki o‘lchamli teshik tipidagi elektrostatik potensial orqali elektron to‘lqin paketining tarqalish sxemasi. Ko‘k rangli kvadrat soha chekli elektrostatik potensial mavjud bo‘lgan hududni, uning ichidagi oq doiralar esa V=0 bo‘lgan davriy joylashtirilgan grafen sohalarini ifodalaydi. Rangli to‘lqin fronti elektron to‘lqin paketini, o‘q esa uning +x yo‘nalishidagi harakatini ko‘rsatadi. Doiraviy sohalar grafendagi fizik teshiklarni emas, balki elektrostatik potensialdagi teshiklarni ifodalaydi

Dirak kontinuum modelining amal qilish sohasi, ya’ni Dirak konusi yaqinidagi past energiyalar doirasida qolishni ta’minlash uchun to‘lqin paketining energiyasi E=100 meV va fazoviy kengligi va a_x=10 nm deb tanlandi. Boshlang‘ich holat relativistik kvazizarra uchun Gauss to‘lqin paketi ko‘rinishida olindi.

Natijalar va muhokama. Grafenda ikki o‘lchamli teshik tipidagi elektrostatik potensial muhitda elektron to‘lqin paketining tarqalishini tavsiflash uchun, avvalo teshik radiusining transport xususiyatlariga ta’siri o‘rganildi. Hisoblashlarda teshik radiusining ikki xil qiymati, ya’ni R = 10 nm va 17 nm qaraldi. Mos ravishda, turli potensial qiymatlarida P o‘tish ehtimolligining vaqt bo‘yicha evolyutsiyasi 2- va 3-rasmlarda keltirilgan.

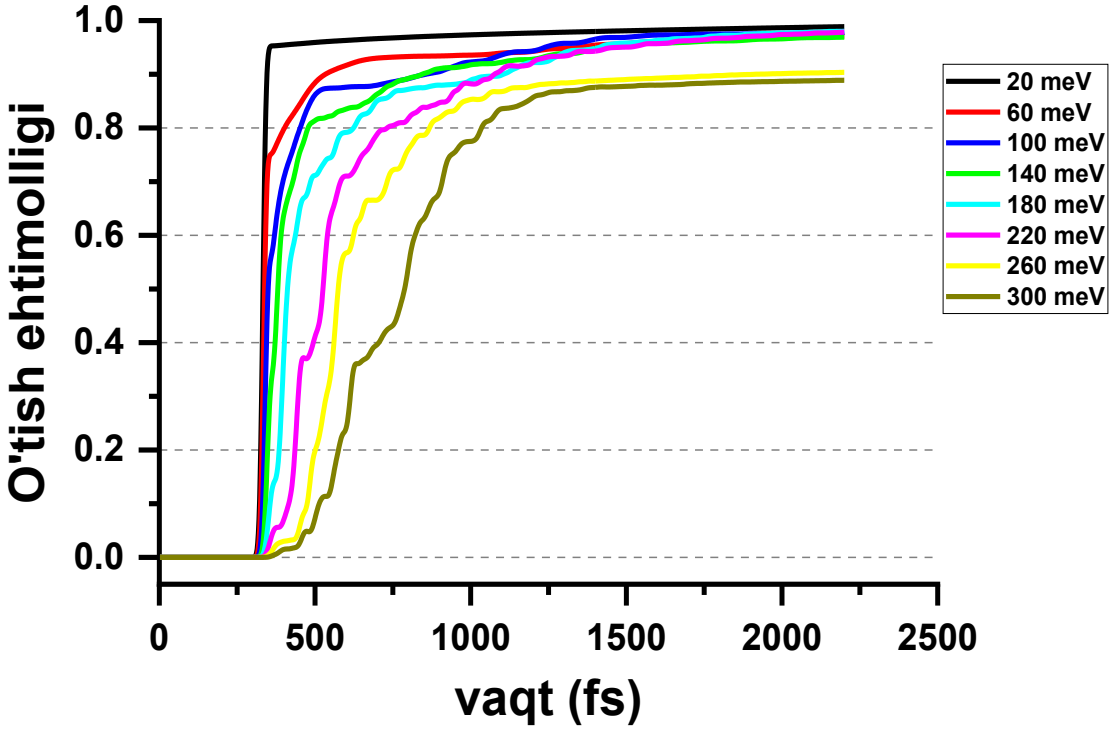


2-rasm. R =10 nm bo‘lgan ikki o‘lchamli teshik tipidagi elektrostatik potensial muhitda elektron to‘lqin paketining o‘tish ehtimolligining vaqtga bog‘liqligi. Elektrostatik potensial qiymatlari V=20–300 meV oralig‘ida olindi

2-rasmda R = 10 nm bo‘lgan hol uchun natijalar tasvirlangan. Barcha egri chiziqlarda dastlabki davrda, ya’ni taxminan t < 300 fs oralig‘ida, o‘tish ehtimolligi deyarli nolga teng bo‘lib qoladi. Bu vaqt oralig‘i to‘lqin paketining potensialli sohaga yetib borishi uchun zarur bo‘lgan uchish vaqtiga mos keladi. So‘ngra P keskin ortib, vaqt o‘tishi bilan to‘yinish rejimiga yaqinlashadi. Past va o‘rta potensiallarda V = 20,

60, 100, 140 va 180 meV o‘tish ehtimolligi juda katta bo‘lib, yakuniy qiymatlar deyarli birlikka yaqinlashadi. Ayniqsa, V = 100 va 140 meV holatlarida sistemaning deyarli shaffof bo‘lib qolishi kuzatiladi. Bu esa teshik tipidagi potensial struktura kichik radiusli teshiklar uchun ham ma’lum potensial oralig‘ida elektron to‘lqin paketining yuqori darajada o‘tishini ta’minlashini ko‘rsatadi.

Biroq potensial qiymati yanada oshirilganda transport xususiyati sezilarli o‘zgaradi. Xususan, V = 220 meV da o‘tish ehtimolligi keskin bosqichli tarzda o‘sib, so‘ng yuqori, ammo oldingi holatlarga nisbatan kichikroq to‘yinish qiymatiga erishadi. V = 260 va 300 meV holatlarida esa P ning ortishi ancha sekinlashadi va yakuniy o‘tish ehtimolligi mos ravishda taxminan 0.86 va 0.84 atrofida bo‘ladi. Demak, kichik radiusli teshiklar uchun kuchli potensiallarda o‘tish ehtimolligi sezilarli ravishda kamayadi. Bunday xulq V ortishi bilan teshiklar chegaralarida ko‘p marotaba sochilish va interferensiya kuchayishi bilan izohlanadi. Natijada to‘lqin paketining bir qismi potensialli sohada uzoqroq ushlanib qoladi va o‘tish jarayoni sekinlashadi.



3-rasm. R = 17 nm bo‘lgan ikki o‘lchamli teshik tipidagi elektrostatik potensial muhitda elektron to‘lqin paketining o‘tish ehtimolligining vaqtga bog‘liqligi. Elektrostatik potensial qiymatlari V=20–300 meV oralig‘ida olindi

3-rasmda R = 17 nm bo‘lgan hol uchun P ning vaqt bo‘yicha o‘zgarishi ko‘rsatilgan. Bu holda ham barcha egri chiziqlar uchun o‘tish ehtimolligi dastlab nolga yaqin bo‘lib, keyinchalik o‘sib boradi. Ammo R =10 nm holatiga nisbatan muhim farq shundaki, katta radiusli teshiklarda ayrim potensiallar uchun o‘tish ehtimolligining o‘sishi yanada cho‘zilgan va bosqichli xarakterga ega bo‘ladi. Ayniqsa, V = 180, 220, 260 va 300 meV qiymatlarida bu holat yaqqol namoyon bo‘ladi. Shunga qaramay, past va o‘rta potensiallarda $V \leq$ 220 meV yakuniy o‘tish ehtimolligi yuqori bo‘lib, ko‘pchilik holatlarda 0.95-0.99 oralig‘ida qoladi. Faqat kuchliroq potensiallarda, ya’ni V=260 va 300 meV da, o‘tish ehtimolligi sezilarli kamayib, taxminan 0.90 va 0.89 qiymatlarga tushadi.

2- va 3-rasmlar natijalarini o‘zaro solishtirish teshik radiusining transport xususiyatlariga muhim ta’sir ko‘rsatishini ko‘rsatadi. Bir tomondan, R=17 nm holatida yuqori potensiallarda P ning vaqt bo‘yicha ortishi kichik radiusli holatga qaraganda sekinroq kechadi, ya’ni sistemada kuchliroq vaqtinchalik ushlanish va ko‘p marotaba sochilish mavjud. Ikkinchi tomondan esa, katta radiusli teshiklar uchun yakuniy o‘tish ehtimolligi, ayniqsa katta potensiallarda, kichik radiusli holatdagiga qaraganda biroz kattaroq bo‘lib chiqadi. Bu holat shuni anglatadiki, teshik radiusining ortishi bir tomondan interferensiya va ko‘p marotaba sochilish jarayonlarini kuchaytirsa, ikkinchi tomondan V=0 bo‘lgan sohalar orqali samaraliroq transport kanallarini ham yuzaga keltiradi. Natijada to‘lqin paketining potensialli sohadan o‘tishi uchun qulayroq yo‘llar shakllanadi.

Shunday qilib, olingan natijalar teshik tipidagi elektrostatik potensial muhitda elektron to‘lqin paketining o‘tishi nafaqat potensial qiymatiga, balki teshik geometriyasiga ham kuchli bog‘liq ekanligini ko‘rsatadi. Past va o‘rta potensiallarda sistema yuqori shaffoflikni saqlab qoladi, ya’ni to‘lqin paketi deyarli yo‘qotishsiz potensial sohadan o‘tadi. Katta potensiallarda esa ko‘p marotaba sochilish va interferensiya kuchayib, o‘tish ehtimolligi kamayadi hamda to‘yinishga yetish vaqti ortadi. Bundan tashqari, teshik radiusining ortishi o‘tish jarayonining vaqt bo‘yicha xarakterini sezilarli o‘zgartiradi va kuchli potensiallarda transportni nisbatan qulaylashtirishi mumkin. Bu esa ikki o‘lchamli teshik tipidagi elektrostatik strukturalar yordamida grafendagi kvant transportini geometriya orqali boshqarish mumkinligini ko‘rsatadi.

Umuman olganda, 2- va 3-rasmlarda olingan natijalar teshik tipidagi elektrostatik potensial muhit grafenda elektron to‘lqin paketlari uchun samarali boshqariluvchi sochilish muhitini hosil qilishini ko‘rsatadi. Potensial qiymati va teshik radiusini tanlash orqali sistema yuqori shaffof rejimdan qisman bostirilgan transport rejimiga o‘tkazilishi mumkin. Shu sababli bunday strukturalar grafen asosidagi elektron-optik elementlar va geometriya orqali boshqariluvchi kvant transport sistemalarini loyihalashda istiqbolli model sifatida qaralishi mumkin.

Xulosa. Ushbu ishda monoqatlamli grafenda ikki o‘lchamli teshik tipidagi elektrostatik potensial muhitda elektron to‘lqin paketining sochilishi va o‘tish xususiyatlari vaqtga bog‘liq Dirak tenglamasi asosida o‘rganildi. Qaralayotgan sistemada chekli musbat elektrostatik potensial sohasi ichida davriy ravishda joylashtirilgan V=0 doiraviy sohalar mavjud bo‘lib, ularning radiusi R=10 va 17 nm qiymatlarida tahlil qilindi. Elektrostatik potensial qiymatlari V=20–300 meV oralig‘ida o‘zgartirildi.

Hisoblash natijalari elektron to‘lqin paketining o‘tish ehtimolligi potensial qiymati va teshik radiusiga sezilarli darajada bog‘liq ekanligini ko‘rsatdi. Past va o‘rta potensial qiymatlarida sistema yuqori shaffoflikni namoyon qiladi va to‘lqin paketining yakuniy o‘tish ehtimolligi birlikka yaqin qiymatlarga erishadi. Potensial qiymati ortishi bilan o‘tish jarayoni sekinlashadi, vaqt bo‘yicha evolyutsiya yanada bosqichli tus oladi va yuqori potensiallarda yakuniy o‘tish ehtimolligi kamayadi. Bu holat $V\neq0$ va V=0 sohalar chegaralarida yuzaga keladigan takroriy sochilish va kogerent interferensiya jarayonlarining kuchayishi bilan bog‘liq.

Teshik radiusining ortishi transport jarayonining vaqt bo‘yicha xarakterini ham sezilarli o‘zgartiradi. R=17 nm bo‘lgan holatda, ayniqsa, katta potensial qiymatlarida, to‘lqin paketining o‘tishi R=10 nm holatiga nisbatan sekinroq kechadi va kuchliroq vaqtinchalik ushlanish kuzatiladi. Shu bilan birga, katta radiusli teshiklar uchun yuqori potensiallarda yakuniy o‘tish ehtimolligi kichik radiusli holatga qaraganda biroz yuqoriroq bo‘lib qoladi. Bu natija V=0 bo‘lgan doiraviy sohalar o‘lchamining ortishi potensial muhit ichida samaraliroq o‘tish yo‘llarining shakllanishiga yordam berishi mumkinligini ko‘rsatadi.

Shunday qilib, ikki o‘lchamli teshik tipidagi elektrostatik potensial muhit grafenda elektron to‘lqin paketining sochilishi va o‘tishi ehtimolligini potensial qiymati hamda teshik geometriyasi orqali boshqarish imkonini beradi. Olingan natijalar bunday strukturalarda yuqori shaffoflik rejimidan qisman bostirilgan transport rejimiga o‘tish mumkinligini ko‘rsatadi va ular grafen asosidagi boshqariluvchi kvant-transport hamda elektron-optik strukturalarni shakllantirish uchun istiqbolli model bo‘lishi mumkin.

ADABIYOTLAR:

1. H. Castro Neto, F. Guinea, N. M. R. Peres, K. S. Novoselov, A. K. Geim, “The electronic properties of graphene,” Rev. Mod. Phys. 81, 109–162 (2009).

2. N. M. R. Peres, “Colloquium: The transport properties of graphene: An introduction,” Rev. Mod. Phys. 82, 2673–2700 (2010).

3. K. Geim, K. S. Novoselov, “The rise of graphene,” Nat. Mater. 6, 183–191 (2007).

4. M. I. Katsnelson, K. S. Novoselov, A. K. Geim, “Chiral tunnelling and the Klein paradox in graphene,” Nat. Phys. 2, 620–625 (2006).

5. V. V. Cheianov, V. I. Fal’ko, “Selective transmission of Dirac electrons and ballistic magnetoresistance of n-p junctions in graphene,” Phys. Rev. B 74, 041403(R) (2006).

6. F. Young, P. Kim, “Quantum interference and Klein tunnelling in graphene heterojunctions,” Nat. Phys. 5, 222–226 (2009).

7. N. Stander, B. Huard, D. Goldhaber-Gordon, “Evidence for Klein tunneling in graphene p-n junctions,” Phys. Rev. Lett. 102, 026807 (2009).

8. W. J. Beenakker, “Colloquium: Andreev reflection and Klein tunneling in graphene,” Rev. Mod. Phys. 80, 1337–1354 (2008).

9. V. Rozhkov, G. Giavaras, Y. P. Bliokh, V. Freilikher, F. Nori, “Electronic properties of mesoscopic graphene structures: Charge confinement and control of spin and charge transport,” Phys. Rep. 503, 77–

114 (2011).

10.J. R. Williams, L. DiCarlo, C. M. Marcus, "Quantum Hall effect in a gate-controlled p-n junction of graphene," Science 317, 638–641 (2007).

11.C.-H. Park, L. Yang, Y.-W. Son, M. L. Cohen, S. G. Louie, "New generation of massless Dirac fermions in graphene under external periodic potentials," Phys. Rev. Lett. 101, 126804 (2008).

12.C.-H. Park, L. Yang, Y.-W. Son, M. L. Cohen, S. G. Louie, "Anisotropic behaviours of massless Dirac fermions in graphene under periodic potentials," Nat. Phys. 4, 213–217 (2008).

13.M. Barbier, F. M. Peeters, P. Vasilopoulos, J. M. Pereira Jr., "Dirac and Klein-Gordon particles in one-dimensional periodic potentials," Phys. Rev. B 77, 115446 (2008).

14.M. Barbier, P. Vasilopoulos, F. M. Peeters, "Extra Dirac points in the energy spectrum for superlattices on single-layer graphene," Phys. Rev. B 81, 075438 (2010).

15.Brey, H. A. Fertig, "Emerging zero modes for graphene in a periodic potential," Phys. Rev. Lett. 103, 046809 (2009).

16.S. S. Sunku et al., "Photonic crystals for nano-light in moiré graphene superlattices," Science 362, 1153–1156 (2018).

17.Yankowitz, et al., "Emergence of superlattice Dirac points in graphene on hexagonal boron nitride," Nat. Phys. 8, 382–386 (2012).

18.T. Li, et al., "Transport anisotropy in one-dimensional graphene superlattice in the high Kronig–Penney potential limit," Phys. Rev. Lett. 132, 056204 (2024).

19.Chaves, L. Covaci, Kh. Rakhimov, G. A. Farias, F. M. Peeters, "Wave-packet dynamics and valley filter in strained graphene," Phys. Rev. B 82, 205430 (2010).

20.M. Andelkovic, et al., "Wave-packet propagation in a graphene geometric diode," Physica E 147, 115607 (2023).

21.M. Suleimanov, et al., "Wave-packet dynamics in monolayer graphene with periodic scattering potentials," Physica B 714, 417484 (2025).

22.G. Milibaeva, et al., "Wave packet propagation through square and triangular patterned circular potential scatterers in graphene," Phys. Scr. 100, 125945 (2025).

23.Kh. Rakhimov, et al., "Wave-packet rectification in graphene with alternating circular electrostatic potential barriers," J. Appl. Phys. 137, 144302 (2025).

24.Kh. Butanov, et al., "Wave-packet transport in graphene under asymmetric electrostatic arrays: Geometry-tunable confinement," Physics 8, 16 (2026).

UO‘K 539.3:534.1:519.876.5

NOMUKAMMAL ELASTIK STERJENNING BO‘YLAMA TEBRANISHLARINI MATEMATIK MODELLASHTIRISH VA UZATISH FUNKSIYASINI ANIQLASH

Dusmatov Olimjon Musurmonovich,
Samarqand davlat universiteti
Nazariy va injenerlik mexanikasi kafedrasi professori,
fizika-matematika fanlari doktori
dusmatov62@bk.ru
Qudratov Nurali Sunnat o‘g‘li,
Samarqand davlat texnika
universiteti tayanch doktoranti
nuralikudratov9700@gmail.com

Annotatsiya. *Ushbu ishda ko‘ndalang kesimi o‘zgaruvchan gisterezis tipidagi elastik dissipativ xarakteristikali sterjenning kinematik qo‘zg‘alishlardagi bo‘ylama tebranishlarini matematik modellashtirish va uzatish funksiyasini aniqlash masalasi qaralgan. Garmonik linearizatsiya usulini qo‘llab, sterjenning harakat differensial tenglamasi olingan. Sterjen dinamikasini o‘rganish maqsadida uzatish funksiyasi analitik ko‘rinishda aniqlangan.*

Kalit so‘zlar: *sterjen, o‘zgaruvchan ko‘ndalang kesim, elastik, gisterezis, bo‘ylama tebranish, kinematik qo‘zg‘alish, uzatish funksiyasi.*

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПЕРЕДАТОЧНОЙ ФУНКЦИИ ПРОДОЛЬНЫХ КОЛЕБАНИЙ НЕСОВЕРШЕННО УПРУГОГО СТЕРЖНЯ

Аннотация. *В этой работе рассмотрена задача математического моделирования и определение передаточной функции продольных колебаний стержня переменного поперечного сечения с упруго-диссипативными характеристиками гистерезисного типа при кинематических воздействиях. Используя метод гармонической линеаризации, получено дифференциальное уравнение движения стержня. Для изучения динамики стержня определена передаточная функция в аналитическом виде.*

Ключевые слова: *стержень, переменное поперечное сечение, упругий, гистерезис, продольное колебание, кинематическое воздействие, передаточная функция.*

MATHEMATICAL MODELING AND DETERMINATION OF THE TRANSFER FUNCTION OF LONGITUDINAL VIBRATIONS OF AN IMPERFECTLY ELASTIC ROD

Abstract. *This paper considers the problem of mathematical modeling and determination of the transfer function of longitudinal vibrations of a rod with a variable cross-section and elastic-dissipative characteristics of the hysteresis type under kinematic excitation. Using the harmonic linearization method, the differential equation of motion of the rod is obtained. By applying the method of expanding the solution in a series of natural vibration modes, the solution is obtained. As a result, an analytical expression for the transfer function is determined to study the dynamics of the rod.*

Keywords: *rod, variable cross-section, elasticity, hysteresis, longitudinal vibrations, kinematic excitation, transfer function.*

Kirish. Texnikaning barcha sohalarida uskuna va qurilmalarni sterjenlar tipidagi elementlarining tebranma harakatlarida materiallarning elastiklik va dissipativlik xossalarini hisobga olib dinamik xarakteristikalarini aniqlash, dinamikasi va ustuvorligini tekshirish muammolari dolzarb hisoblanadi.

[1] – ishda nomukammal elastik sterjenlarning ko‘ndalang, bo‘ylama va buralma tebranishlari ko‘ndalang kesimi o‘zgarmas va o‘zgaruvchan bo‘lgan hollarda asimptotik usullar yordamida tekshirish metodikasi ishlab chiqilgan.

[2] – ishda kinematik qo‘zg‘alishlar ta’siridagi ko‘ndalang kesimi o‘zgarmas, gisterezis tipidagi elastik dissipativ xarakteristikali sterjenlarning garmonik va tasodifiy ko‘ndalang tebranishlari masalalari qaralgan. Sterjenlarning matematik modellarini olishda garmonik va statistik linearizatsiya usullari qo‘llanilgan.

Sterjenlarning uzatish funksiyasi, ko‘chishlar va absolyut tezlanishlarning o‘rtacha kvadratik qiymatlarini aniqlash metodikasi ishlab chiqilgan.

[3-11] – ishlarda ko‘ndalang kesimi o‘zgaruvchan sterjenlarning turli tebranishlarida analitik va sonli usullar yordamida dinamik xarakteristikalarini aniqlash, tahlil qilish metodikalari keltirilgan hamda tavsiyalar ishlab chiqilgan.

Matematik modeli va yechish metodikasi. Ushbu ishda ko‘ndalang kesimi o‘zgaruvchan gisterezis tipidagi elastik dissipativ xarakteristikali sterjenning kinematik qo‘zg‘alishlardagi nochiziqli bo‘ylama tebranishlarini garmonik linearizatsiya usulini [2] qo‘llab matematik modellashtirish va uzatish funksiyasini aniqlash masalasini qaraymiz.

Sterjen materialining dissipativlik xossalarini ifodalovchi chiziqlimas bir qiymatli bo‘lmagan funksionalni chiziqli kompleks funksiya bilan almashtirib, tenglamada hisobga olamiz.

Sterjen uzunligi l, eni $b(x)$, qalinligi $h(x)$ o‘zgaruvchan bo‘lib, qo‘zg‘aluvchi asosga o‘rnatilgan bo‘lsin.

Bu holda erkin jism diagrammasidan foydalangan holda sterjenning garmonik qo‘zg‘alishlardagi bo‘ylama tebranishlari harakat differensial tenglamasini quyidagicha yozish mumkin:

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(E_* F(x)\frac{\partial w}{\partial x}\right)+\rho F(x)\frac{\partial^2 w}{\partial t^2}=-\rho F(x)W_0, \qquad (1)$$

bunda $\rho, F(x)$ – lar mos ravishda sterjen zichligi va ko‘ndalang kesim yuzi; $w=w(x,t)-$ sterjenning x masofada bo‘ylama ko‘chish funksiyasi; E_*- sterjen materialining elastiklik moduli; $E_*=E(1+(-\eta_1+j\eta_{2*})[C_0+f(\xi_o)])$; E – elastiklik moduli; $\eta_1,\eta_{2*}=\eta_2 sign(\omega)$ lar sterjen materialining dissipativlik xossalariga bog‘liq bo‘lgan doimiy koeffisientlar bo‘lib, gisterezis sirtmog‘idan aniqlanadi [2]; $j^2=-1$; ω – tebranishlar chastota; $f(\xi_o)$ – tebranishlar dekrementi bo‘lib, ξ_o nisbiy deformasiya absolyut qiymatining funksiyasi hisoblanadi,

$$f(\xi_o)=C_1\xi_o+C_2\xi_o^2\ldots+C_n\xi_o^n, \qquad (2)$$

$C_0, C_1, \ldots, C_n$ - gisterezis tugunining tajribadan aniqlanadigan parametrlari bo‘lib, sterjen materialining dempferlovchi xossalariga bog‘liq [1]; W_0- asosning tezlanishi.

Sterjen materialidagi kuchlanish va nisbiy deformasiya orasidagi quyidagi munosabatdan foydalanamiz [1]:

$$\sigma=E_*\xi\,, \qquad (3)$$

bunda ξ nisbiy deformasiya quyidagicha hisoblanadi [1]:

$$\xi=\frac{\partial w}{\partial x}. \qquad (4)$$

(1) differensial tenglamaning yechimini xususiy formalari bo‘yicha qatorga yoyish usulidan foydalanib quyidagicha izlaymiz:

$$w(x,t)=\sum_{i=1}^{\infty}u_i(x)q_i(t), \qquad (5)$$

bunda $q_i(t)$ – vaqtning funksiyasi; $u_i(x)$ -xususiy tebranishlar formalarini ifodalovchi, ortogonal funksiyalar hisoblanadi.

Ko‘ndalang kesimi o‘zgaruvchan gisterezis tipidagi elastik dissipativ xarakteristikali sterjenning kinematik qo‘zg‘alishlardagi bo‘ylama tebranishlarini uzatish funksiyasini aniqlash maqsadida (5) yechimni va (4) ifodani (1) differensial tenglamaga qo‘yamiz. Olingan differensial tenglamaning ikki tomonini $u_m(x)$ ga ko‘paytiramiz hamda $[0;l]$ intervalda integrallaymiz. Natijada ba'zi hisoblashlarni bajargandan so‘ng quyidagi differensial tenglamaga ega bo‘lamiz:

$$\ddot{q}_i(t)+p_i^2\Big[1-\frac{E(-\eta_1+j\eta_{2*})}{d_{2i}\rho p_i^2}\int_0^l u_i(x)\times$$
$$\times\frac{\partial}{\partial x}\left(F(x)\frac{\partial u_i(x)}{\partial x}\sum_{k=0}^{n}C_k\left|\frac{\partial u_i(x)}{\partial x}\right|^k q_{ia}^k(t)\right)dx\Big]q_i(t)=-d_i W_0, \qquad (6)$$

bunda $q_{ia}(t)=|q_i(t)|;\ d_i=\frac{d_{1i}}{d_{2i}};\ d_{1i}=\int_0^l F(x)u_i(x)\,dx;$

$d_{2i}=\int_0^l F(x)u_i^2(x)\,dx;\ p_i$ - sterjenning xususiy chastotasi.

Sterjenning bo‘ylama tebranishlarida uzatish funksiyasini topish maqsadida (6) differensial tenglamani $S=\frac{d}{dt}$ differensial operator orqali algebraik tenglamaga keltiramiz, ya'ni

$$\{S^2+p_i^2\Big[1-\frac{E(-\eta_1+j\eta_{2*})}{d_{2i}\rho p_i^2}\int_0^l u_i(x)\times$$

$$\times \frac{\partial}{\partial x}\left(F(x)\frac{\partial u_i(x)}{\partial x}\sum_{k=0}^{n} C_k \left|\frac{\partial u_i(x)}{\partial x}\right|^k q_{ia}^k(t)\right)dx]\}q_i(t) = -d_i W_0, \quad (7)$$

(7) tenglamadan q_i o‘zgaruvchini aniqlaymiz.

$$q_i(t) = -\frac{d_i}{N_1 + jN_2} W_0, \quad (8)$$

bunda

$$N_1 = S^2 + p_i^2[1 + \frac{E\eta_1}{d_{2i}\rho p_i^2}\int_0^l u_i(x) \times$$
$$\times \frac{\partial}{\partial x}\left(F(x)\frac{\partial u_i(x)}{\partial x}\sum_{k=0}^{n} C_k \left|\frac{\partial u_i(x)}{\partial x}\right|^k q_{ia}^k(t)\right)dx];$$
$$N_2 = -\frac{E\eta_2}{d_{2i}\rho p_i^2}\int_0^l u_i(x) \times$$
$$\times \frac{\partial}{\partial x}\left(F(x)\frac{\partial u_i(x)}{\partial x}\sum_{k=0}^{n} C_k \left|\frac{\partial u_i(x)}{\partial x}\right|^k q_{ia}^k(t)\right)dx.$$

Qaralayotgan sterjenning absolyut tezlanishini quyidagicha yozamiz:

$$W_{ia} = W_i + W_0, \quad (9)$$

bunda $W_i = \frac{\partial^2 w}{\partial t^2}$ – sterjenning nisbiy tezlanishi.

(9) absolyut tezlanish ifodasidan foydalanib, (8) ifodani hisobga olib, izlanayotgan tezlanish ifodasining asos tezlanish ifodasiga nisbatini hosil qilamiz:

$$\Phi_i(S, x) = 1 - \frac{d_i u_i(x) S^2}{N_1 + jN_2}. \quad (10)$$

$S = j\omega$ bo‘lganda (10) ifodani yozamiz.

$$\Phi_i(j\omega, x) = \frac{A_1 + jA_2}{A_3 + jA_4}. \quad (11)$$

bunda

$$A_1 = (d_i u_i(x) - 1)\omega^2 + p_i^2[1 + \frac{E\eta_1}{d_{2i}\rho p_i^2}\int_0^l u_i(x) \times$$
$$\times \frac{\partial}{\partial x}\left(F(x)\frac{\partial u_i(x)}{\partial x}\sum_{k=0}^{n} C_k \left|\frac{\partial u_i(x)}{\partial x}\right|^k q_{ia}^k(t)\right)dx];$$
$$A_2 = N_2 = -\frac{E\eta_2}{d_{2i}\rho p_i^2}\int_0^l u_i(x) \times$$
$$\times \frac{\partial}{\partial x}\left(F(x)\frac{\partial u_i(x)}{\partial x}\sum_{k=0}^{n} C_k \left|\frac{\partial u_i(x)}{\partial x}\right|^k q_{ia}^k(t)\right)dx;$$
$$A_3 = -\omega^2 + p_i^2[1 + \frac{E\eta_1}{d_{2i}\rho p_i^2}\int_0^l u_i(x) \times$$
$$\times \frac{\partial}{\partial x}\left(F(x)\frac{\partial u_i(x)}{\partial x}\sum_{k=0}^{n} C_k \left|\frac{\partial u_i(x)}{\partial x}\right|^k q_{ia}^k(t)\right)dx];$$
$$A_4 = N_2 = -\frac{E\eta_2}{d_{2i}\rho p_i^2}\int_0^l u_i(x) \times$$
$$\times \frac{\partial}{\partial x}\left(F(x)\frac{\partial u_i(x)}{\partial x}\sum_{k=0}^{n} C_k \left|\frac{\partial u_i(x)}{\partial x}\right|^k q_{ia}^k(t)\right)dx.$$

(11) ifoda garmonik qo‘zg‘alishlar ta’siridagi ko‘ndalang kesimi o‘zgaruvchan sterjenning gisterezis tipidagi elastik dissipativ xarakteristikalarini hisobga olgan holda uning bo‘ylama tebranishlarining uzatish funksiyasi hisoblanadi.

Faraz qilaylik chap uchi gorizontal o‘q bo‘yicha qo‘zg‘aluvchan asosga qistirib mahkamlangan, o‘ng uchi erkin sterjenning ko‘ndalang kesimi $F(x) = b(x) \cdot h(x) = F_0(1 + \alpha x)$ qonuniyat bilan o‘zgarsin (F_0 – sterjenning boshlang‘ich ko‘ndalang kesimi yuzi, α – doimiy koeffitsiyent).

Sterjenning materiali uchun alyumin qotishmasini olamiz [7].

$$E = 6964119 \cdot 10^4 \ {}^{N}/_{m^2};\ \rho = 2780 \ {}^{kg}/_{m^3}.$$

Sterjen o‘lchamlari va parametrlarini quyidagicha olamiz:

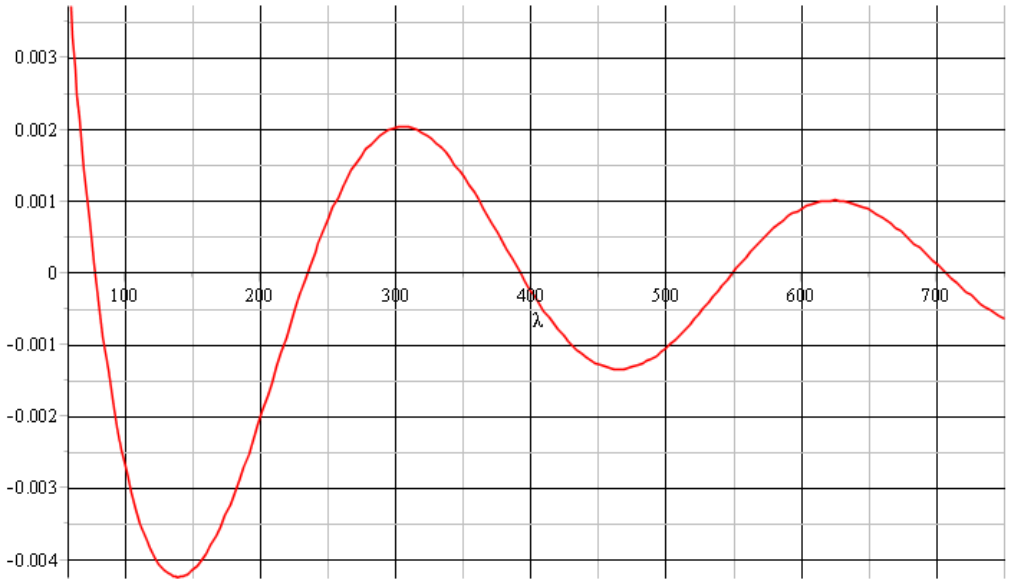
$$l = 0.2\ m; \alpha = 0.1\ m^{-1}; F_0 = 12 \cdot 10^{-6}\ m^2.$$

Chastota tenglamasi quyidagicha bo‘ladi:

$$Y_0(\lambda_i)J_1\big(\lambda_i(1.02)\big) - J_0(\lambda_i)Y_1\big(\lambda_i(1.02)\big) = 0, \qquad (12)$$

bunda J_0, Y_0, J_1, Y_1 – lar mos ravishda birinchi va ikkinchi turdagi 0-tartibli hamda birinchi tartibli Bessel funksiyalari; λ_i - chastota tenglamasidan aniqlanadigan parametrlar.

Bu tenglamani analitik jihatdan yechish murakkabligi tufayli grafik usulda yechamiz.



1-rasm. (12) chastota tenglamasining grafigi

1-rasmda (12) chastota tenglamasining grafigi keltirilgan. Bu grafikdan chastotalarni aniqlash imkonini beruvchi λ_i larning quyidagi qiymatlarini aniqlash mumkin:

1-jadval. λ_i larning qiymatlarini aniqlash

i	1	2	3	4	5
λ_i	78.38	235.57	392.65	549.76	706.84

Gisterezis tugunining tajribadan aniqlanadigan parametrlarining dastlabki to‘rttasini son qiymatini topish bilan chegaralanamiz [7].

$$\eta_1 = \frac{3}{4},\ \ \eta_{2*} = \frac{1}{\pi}, C_0 = 0;\ C_1 = 2115.999;$$
$$C_2 = -7617.599979;\ \ C_3 = 17520.479941.$$

Chastotani aniqlash uchun quyidagini yozish mumkin:

$$p_i\ = \alpha\lambda_i\sqrt{\frac{E}{\rho}} = 158.27\lambda_i\ \ \frac{rad}{s}. \qquad (13)$$

(13) chastota ifodasi va 1-jadval asosida nolinchi yaqinlashish uchun xususiy chastotalarni aniqlashimiz mumkin.

2-jadval. Nolinchi yaqinlashish uchun xususiy chastotalarni aniqlash

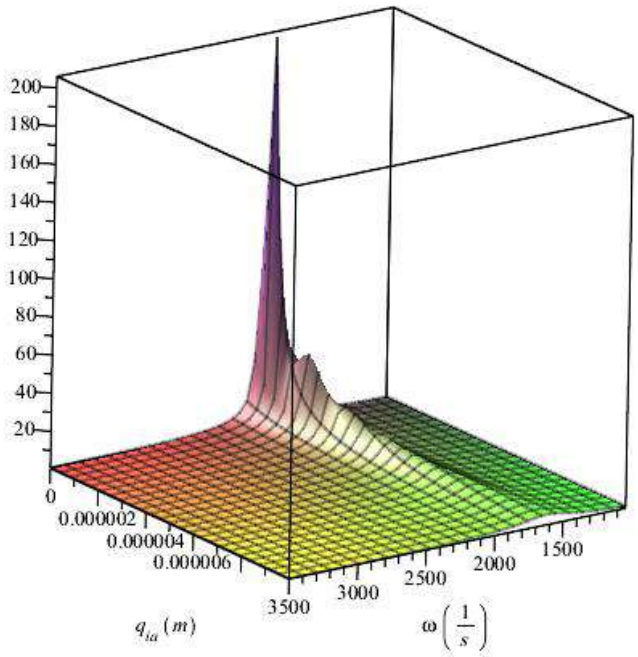
i	λ_i	$p_i\ (rad/s)$	$p_i\ (1/s)$
1	78.53	12426	1977.7
2	235.62	37299	5937.5
3	392.70	62172	9895.4
4	549.78	87045	13853.3
5	706.86	11918	17811.2

2-jadvaldan tebranishlarning dastlabki beshta tebranish formalari uchun xususiy chastotani aniqlash mumkin.

Nolinchi yaqinlashish uchun xususiy tebranish formalarini quyidagicha olamiz:

$$u_1^{(0)}(x) = Y_0(78.53)J_0\big(78.53(1+0.1x)\big) - J_0(78.53)Y_0\big(78.53(1+0.1x)\big).$$

Uzatish funksiyasini sonli tahlil qilamiz.



2-rasm. Uzatish funksiyasining grafigi

2-rasmda sterjenning bo‘ylama tebranishlarida uzatish funksiyasining grafigi tasvirlangan. Rezonans sohasida uzatish funksiyasining moduli keskin ortadi. Bu sterjenda ma’lum chastotada, ya’ni [1800; 2000 1/s] intervalda tebranishlarning kuchayishini anglatadi. Ushbu uzatish funksiyasi yordamida rezonans chastotasini [1800; 2000 1/s] va amplitudasini $[10^{-6}; 3\cdot 10^{-6}m]$ intervallarini aniqlash mumkin. Bu esa shu sohada tebranishlar asos qo‘zg‘alishining amplitudaviy qiymatiga nisbatan 200 martagacha yuqori qiymatga erishishini ko‘rsatadi.

Xulosa. Sterjenning bo‘ylama tebranishlari uchun uzatish funksiyasi analitik ko‘rinishda aniqlandi. Ushbu funksiya asos qo‘zg‘alishining sterjen bo‘ylab qanday uzatilishi, tebranishlarning qaysi chastotalarda kuchayishi yoki susayishini aniqlash imkonini berdi. Olingan harakat differensial tenglamasi va uzatish funksiyasi gisterezis tipidagi elastik dissipativ xarakteristikali ko‘ndalang kesimi o‘zgaruvchan sterjen bo‘ylama tebranishlari dinamikasini parametrlarning turli qiymatlarida tahlil qilish imkonini beradi. Bu natijalar orqali tashqi garmonik qo‘zg‘alishlarda nomukammal elastik sterjenning bo‘ylama tebranishlarining turli chegaraviy shartlarda rezonans holatlarini aniqlash va parametrlarini tanlash mumkin.

ADABIYOTLAR:

1. Писаренко Г.С., Богинич О.Е. Колебания кинематически возбуждаемых механических систем с учётом диссипации энергии. - Киев: Наук. думка, 1981. — 220 с.

2. Павловский М.А., Рыжков Л.М., Яковенко В.Б., Дусматов О.М. Нелинейные задачи динамики виброзащитных систем. – К.: Техника, 1997.-с. 204.

3. Коренев Б.Г., Резников Л.М. Динамические гасители колебаний: Теория и технические приложения. - Москва: Наука, 1988. — 304 с.

4. Павлов В.П. Поперечные колебания стержня с переменным поперечным сечением и вычисление его собственных частот методам сплайнов // Вестник УГАТУ, 2017, Т.21, №2(76). – с. 3-16.

5. Dusmatov O.M., Kasimova F.U. Vibration of Hysteresis-Type Elastic Dissipative Characteristic of Variable Cross Section // Science and Innovation. International Scientific Journal. Vol. 2, Issue 11, 2023. pp. 220–225.

6. Dusmatov O.M., Kasimova F.U. Ko‘ndalang kesimi o‘zgaruvchan elastik sterjenning chiziqlimas tasodifiy tebranishlari // Buxoro davlat universiteti ilmiy axboroti. 2024, №12 (117), - b. 21–25.

7. Писаренко Г.С., Яковлев А.П., Матвеев В.В. Вибропоглощающие свойства конструкционных материалов: Справочник. Киев: Наукова думка, 1971, 375 с.

8. Tamim S.I., Bostwick J.B. Oscillations of a soft viscoelastic drop. npj Microgravity, vol. 7, no. 1, Art. no. 42, 2021, doi: 10.1038/s41526-021-00169-1.

9. Kumar B.M., Sujith R.I. Exact solutions for the longitudinal vibration of non-uniform rods, Journal of Sound and Vibration, vol. 207, no. 5, pp. 721–729, Nov. 1997, doi: 10.1006/jsvi.1997.1146.

10. Yardimoglu B., Aydin L. Exact longitudinal vibration characteristics of rods with variable cross-sections. Shock and Vibration, vol. 18, no. 4, pp. 555–562, 2011, doi: 10.3233/SAV-2010-056

11. Xu D., Du J., Liu Z. An accurate and efficient series solution for the longitudinal vibration of elastically restrained rods with arbitrarily variable cross sections. Journal of Low Frequency Noise, Vibration & Active Control, vol. 38, no. 2, pp. 146–160, 2019, doi: 10.1177/1461348419825913

UO‘K 537.226.86:620.9

PIEZOELEKTRIK MATERIALLARDA MEXANIK ENERGIYANI ELEKTR ENERGIYASIGA AYLANTIRILISH MEXANIZMI

Qo‘chqarova Muqaddasxon Oybekovna,
Andijon davlat universiteti
Fizika kafedrasi dotsenti

Annotatsiya. *Ushbu maqolada piezoelektrik materiallarda mexanik energiyaning elektr energiyasiga aylantirilishining fizik mexanizmi nazariy jihatdan tahlil qilinadi. Piezoelektrik effektning mohiyati, mexanik deformatsiya ta’sirida materialning qutblanishi va elektr zaryadlarining hosil bo‘lish jarayoni yoritiladi. Shuningdek, piezoelektrik materiallarning kristall va molekulyar tuzilishi, to‘g‘ri piezoelektrik effektning yuzaga kelish shartlari hamda piezoelektrik koeffitsiyentlarning energiya konversiyasidagi ahamiyati ko‘rib chiqiladi. PZT, ZnO va PVDF kabi materiallarning xususiyatlari tahlil qilinib, ularning mexanik energiyani elektr energiyasiga aylantirishdagi imkoniyatlari taqqoslanadi.*

Kalit so‘zlar: *piezoelektrik effekt, mexanik energiya, elektr energiyasi, piezoelektrik material, energiya konversiyasi, mexanik deformatsiya, PVDF, ZnO, PZT, piezoelektrik nanogenerator.*

МЕХАНИЗМ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ МЕХАНИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ В ЭЛЕКТРИЧЕСКУЮ В ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛАХ.

Аннотация. *В данной статье теоретически анализируется физический механизм преобразования механической энергии в электрическую в пьезоэлектрических материалах. Рассматриваются сущность пьезоэлектрического эффекта, поляризация материала под воздействием механической деформации и процесс образования электрических зарядов. Также анализируются кристаллическая и молекулярная структура пьезоэлектрических материалов, условия возникновения прямого пьезоэлектрического эффекта и значение пьезоэлектрических коэффициентов в процессе преобразования энергии. Рассматриваются свойства таких материалов, как PZT, ZnO и PVDF, и анализируются их возможности для преобразования механической энергии в электрическую.*

Ключевые слова: *пьезоэлектрический эффект, механическая энергия, электрическая энергия, пьезоэлектрический материал, преобразование энергии, механическая деформация, PVDF, ZnO, PZT, пьезоэлектрический наногенератор.*

MECHANISM OF CONVERSION OF MECHANICAL ENERGY INTO ELECTRICAL ENERGY IN PIEZOELECTRIC MATERIALS

Abstract. *This article theoretically analyzes the physical mechanism of converting mechanical energy into electrical energy in piezoelectric materials. The nature of the piezoelectric effect, polarization of the material under mechanical deformation, and the formation of electrical charges are discussed. The crystal and molecular structures of piezoelectric materials, the conditions for the direct piezoelectric effect, and the role of piezoelectric coefficients in energy conversion are also considered. The properties of materials such as PZT, ZnO, and PVDF are analyzed, with particular attention to their ability to convert mechanical energy into electrical energy.*

Keywords: *piezoelectric effect, mechanical energy, electrical energy, piezoelectric material, energy conversion, mechanical deformation, PVDF, ZnO, PZT, piezoelectric nanogenerator.*

Kirish. Mexanik energiyani elektr energiyasiga samarali aylantirish zamonaviy sensorlar, mikroelektronika va kichik quvvatli elektron qurilmalarni rivojlantirishdagi muhim ilmiy masalalardan biridir. Atrof-muhitda mavjud bo‘lgan mexanik tebranish, bosim, deformatsiya va harakat energiyasidan foydalanish orqali qo‘shimcha elektr energiyasi hosil qilish mumkin. Shu sababli tashqi mexanik ta’sirni bevosita elektr signaliga aylantira oladigan materiallarni tadqiq etish va ularning energiya konversiyasi samaradorligini oshirish dolzarb yo‘nalishlardan biri hisoblanadi [6]. Mazkur muammoni hal etishda piezoelektrik effekt muhim fizik mexanizm sifatida qaraladi. Piezoelektrik materialga mexanik kuch yoki deformatsiya ta’sir ettirilganda unda elektr zaryadlari va potensiallar farqi hosil bo‘lishi to‘g‘ri piezoelektrik effektni ifodalaydi. Aksincha, tashqi elektr maydoni ta’sirida materialning mexanik deformatsiyalanishi

teskari piezoelektrik effekt deb ataladi. Demak, piezoelektrik materiallar mexanik va elektr kattaliklar o‘rtasida ikki tomonlama konversiyani amalga oshirish imkonini beradi. Piezoelektriklarning mexanik yuklama va elektromagnit maydon ta’siridagi kuchlanish-deformatsiya holatini aniqlash ushbu jarayonning fizik mohiyatini tushuntirishda muhim o‘rin tutadi [2].

Piezoelektrik materiallarni tanlashda ularning mexanik, elektr, termik va elektromexanik xususiyatlari muhim ahamiyatga ega. An’anaviy piezoelektrik materiallar qatorida PZT kabi keramik materiallar keng qo‘llanilsa, zamonaviy tadqiqotlarda egiluvchan va yengil piezoelektrik polimerlarga ham katta e’tibor qaratilmoqda [6,7]. PVDFning piezoelektrik xususiyatlari uning molekulyar va kristall tuzilishi bilan bevosita bog‘liq. Ushbu polimerda turli kristall fazalar mavjud bo‘lib, β-faza yuqori dipol momenti va yuqori piezoelektrik javob bilan ajralib turadi [3]. Shu sababli PVDFning kristall tuzilishini, fazaviy tarkibini va molekulyar dipollarining yo‘nalishini boshqarish uning elektromexanik xususiyatlarini yaxshilashning muhim usullaridan biri hisoblanadi [4]. 2025-yildagi keng qamrovli sharhda ham PVDF plyonkalarining fazaviy o‘zgarishlari, tayyorlash usullari va kompozitlash orqali ularning xususiyatlarini optimallashtirish masalalari alohida ko‘rib chiqilgan [9]. Bundan tashqari, piezoelektrik materiallarning funksional xususiyatlarini yaxshilash uchun nanokompozit yondashuvdan foydalanish kengayib bormoqda. Xususan, ZnO nanostrukturalari PVDF kabi piezoelektrik polimerlar bilan birlashtirilganda kompozitning piezoelektrik va elektromexanik xususiyatlarini boshqarish imkoniyati paydo bo‘ladi [5]. 2025-yildagi tadqiqotlarda PVDF/ZnO asosidagi nanokompozitlarning piezoelektrik energiya yig‘ish va o‘z-o‘zini quvvatlaydigan qurilmalardagi imkoniyatlari ham tahlil qilingan. Shu bilan birga, mavjud tadqiqotlar piezoelektrik materiallarda mexanik energiyani elektr energiyasiga aylantirish jarayoni faqat materialning o‘ziga emas, balki uning tarkibi, kristall tuzilishi, deformatsiya sharoiti, elektrod konfiguratsiyasi va qurilmaning konstruktiv parametrlariga ham bog‘liqligini ko‘rsatmoqda [4,6,7].

Piezoelektrik materiallarning mexanik energiyani elektr energiyasiga aylantirish xususiyati nafaqat energiya yig‘ish qurilmalarida, balki elektrokimyoviy jarayonlarni boshqarish va sensor tizimlarini rivojlantirishda ham muhim ahamiyat kasb etmoqda. So‘nggi tadqiqotlarda mexanik energiyaning bevosita yoki bilvosita elektrokimyoviy energiyaga aylantirilishini ifodalovchi piezoelektrokimyoviy jarayonlarga alohida e’tibor qaratilmoqda. Bunday tizimlarda mexanik deformatsiya natijasida hosil bo‘lgan piezoelektrik potensial elektrod-elektrolit chegarasidagi zaryad almashinuvi va elektrokimyoviy reaksiyalarga ta’sir ko‘rsatishi mumkin. Piezoelektrik va elektrokimyoviy jarayonlarning birlashtirilishi natijasida mexanik ta’sirni elektr signaliga, elektr signalini esa elektrokimyoviy javobga aylantirish imkoniyati yuzaga keladi. Shu sababli piezoelektrokimyoviy tizimlar energiya yig‘ish, energiyani saqlash, katalitik jarayonlar hamda o‘z-o‘zini quvvatlaydigan sensorlarni yaratishda istiqbolli yo‘nalishlardan biri sifatida qaralmoqda [8].

An’anaviy elektrokimyoviy sensorlar ko‘pincha tashqi elektr manbayi va alohida o‘lchash tizimini talab qilsa, self-powered sensor konsepsiyasida energiya manbayi va sezgir elementning funksiyalarini bir tizimda birlashtirish maqsad qilinadi. Bunday qurilmalar portativlik, miniatyuralashtirish va tashqi energiya manbasiga bo‘lgan ehtiyojni kamaytirish nuqtayi nazaridan muhim hisoblanadi. Piezoelektrik nanokompozitlar ushbu yo‘nalishda alohida qiziqish uyg‘otmoqda. Shu nuqtayi nazardan, PVDF/ZnO kabi nanokompozit tizimlar mexanik energiyani elektr signaliga aylantirish bilan bir qatorda elektrokimyoviy sensorlar uchun funksional material sifatida ham istiqbolli hisoblanadi. ZnO nanostrukturalari va PVDF polimerining kombinatsiyasi piezoelektrik javobni boshqarish, moslashuvchan qurilmalar yaratish va mexanik energiyadan foydalanadigan sensor platformalarini ishlab chiqish imkonini beradi. Piezoelektrik energiya yig‘uvchilar bo‘yicha zamonaviy tadqiqotlarda PVDF, ZnO va ularning kompozitlari mexanik tebranish, bosim, deformatsiya va boshqa mexanik ta’sirlardan energiya olish uchun keng o‘rganilmoqda. Biroq piezoelektrik materiallarning mexanik deformatsiyadan keyingi elektr javobini faqat energiya hosil bo‘lishi nuqtayi nazaridan ko‘rib chiqish ularning imkoniyatlarini to‘liq ochib bermaydi.

Shunday qilib, zamonaviy tadqiqotlarning muhim yo‘nalishlaridan biri mexanik energiyani elektr energiyasiga aylantirish mexanizmini piezoelektrik materiallarning tuzilishi, qutblanishi va elektrokimyoviy muhit bilan o‘zaro ta’siri bilan birgalikda o‘rganishdan iborat. Mazkur yondashuv piezoelektrik nanokompozitlarning nafaqat energiya yig‘ish, balki o‘z-o‘zini quvvatlaydigan elektrokimyoviy sensorlar, ekologik monitoring qurilmalari va boshqa avtonom elektron tizimlarda qo‘llanilish imkoniyatlarini kengaytiradi. Shundan kelib chiqib, piezoelektrik materiallarda mexanik energiyaning elektr energiyasiga aylanish mexanizmini alohida fizik jarayon sifatida tizimli tahlil qilish, mexanik deformatsiya bilan hosil bo‘ladigan elektr javob o‘rtasidagi bog‘liqlikni aniqlash va turli materiallarning ushbu jarayondagi rolini taqqoslash ilmiy jihatdan muhimdir. Ayniqsa, PZT, ZnO va PVDF kabi turli tabiatga ega materiallarning xususiyatlarini birgalikda ko‘rib chiqish mexanik-elektr energiya konversiyasining umumiy qonuniyatlarini tushunishga imkon beradi.

Ushbu maqolaning maqsadi – piezoelektrik materiallarda mexanik energiyaning elektr energiyasiga aylanishining fizik mexanizmini nazariy jihatdan tahlil qilish, to‘g‘ri va teskari piezoelektrik effektlarning mohiyatini yoritish, mexanik deformatsiya va elektr javob o‘rtasidagi bog‘liqlikni ko‘rsatish hamda PZT, ZnO va PVDF kabi materiallarning energiya konversiyasidagi xususiyatlarini tahlil qilishdan iborat.

Adabiyotlar tahlili. Piezoelektrik hodisa va uning amaliy qo‘llanilishi bo‘yicha tadqiqotlar uzoq yillardan beri olib borilayotgan bo‘lsa-da, so‘nggi yillarda asosiy e’tibor mexanik energiyani kichik quvvatli elektron qurilmalar uchun elektr energiyasiga aylantirishga qaratilmoqda. Piezoelektrik energiya yig‘uvchilar atrof-muhitdagi mexanik tebranish va harakatdan foydalanib, elektr energiyasi hosil qilishi sababli sensorlar, masofaviy monitoring qurilmalari va IoT tizimlarida istiqbolli texnologiya sifatida qaralmoqda [6]. Piezoelektrik materiallarning mexanik va elektr xususiyatlarini tushuntirishda to‘g‘ri va teskari piezoelektrik effektlar asosiy tushunchalar hisoblanadi. Mexanik kuch ta’sirida elektr zaryadlarining hosil bo‘lishi to‘g‘ri piezoelektrik effektni, elektr maydoni ta’sirida mexanik deformatsiyaning yuzaga kelishi esa teskari piezoelektrik effektni ifodalaydi [1,2]. Piezoelektrik materialning mexanik yuklama ostidagi kuchlanish-deformatsiya holati va elektr javobi o‘zaro bog‘liq bo‘lib, ushbu bog‘liqlik materialning piezoelektrik koeffitsiyentlari orqali tavsiflanadi [2]. Zamonaviy tadqiqotlarda piezoelektrik materiallar shartli ravishda keramik, polimer va kompozit materiallarga ajratib o‘rganilmoqda. PZT kabi piezokeramikalar yuqori piezoelektrik javob bilan ajralib tursa, PVDF kabi polimerlar egiluvchanligi va qayta ishlash qulayligi bilan e’tiborni tortmoqda [6,7].

Adabiyotlar tahlili shuni ko‘rsatadiki, mavjud tadqiqotlarda alohida materiallarning piezoelektrik xususiyatlari, energiya yig‘ish samaradorligi va qurilma konstruksiyalari keng o‘rganilgan. Biroq mexanik energiyaning elektr energiyasiga aylanish jarayonini materialning tuzilishi, deformatsiyasi, qutblanishi va elektr javobi bilan yagona fizik mexanizm sifatida tizimlashtirish masalasi alohida nazariy tahlilni talab qiladi. Shu sababli mazkur maqolada ushbu jarayonning fizik asoslarini bir tizimga keltirishga e’tibor qaratiladi.

Tadqiqot metodologiyasi. Tadqiqot nazariy-tahliliy xarakterga ega bo‘lib, piezoelektrik materiallarda mexanik energiyaning elektr energiyasiga aylanish mexanizmini o‘rganishga qaratildi. Tadqiqotning asosiy axborot bazasini piezoelektrik effekt, energiya yig‘ish texnologiyalari, PVDF va ZnO asosidagi materiallar bo‘yicha ilmiy maqolalar, o‘quv qo‘llanmalar va zamonaviy sharh maqolalari tashkil etdi [1]. Tadqiqot jarayonida birinchi bosqichda piezoelektrik effektning fizik mohiyati va uning to‘g‘ri hamda teskari ko‘rinishlari tahlil qilindi. Ikkinchi bosqichda mexanik kuch, deformatsiya, qutblanish va elektr zaryadi o‘rtasidagi bog‘liqlik o‘rganildi. Uchinchi bosqichda PZT, ZnO va PVDF kabi materiallarning asosiy piezoelektrik xususiyatlari taqqoslandi. Shuningdek, PVDF materialining kristall fazalari, ayniqsa β-fazaning piezoelektrik xususiyatlarga ta’siri tahlil qilindi [7,8]. ZnO nanostrukturalarining piezoelektrik xususiyatlari va ularni polimer materiallar bilan birlashtirish imkoniyatlari ham o‘rganildi [6]. Tadqiqotda taqqoslash, tizimlashtirish, ilmiy manbalarni tahlil qilish va umumlashtirish usullaridan foydalanildi. Natijalarni baholashda material turi, mexanik deformatsiya, piezoelektrik javob, materialning egiluvchanligi va energiya yig‘ish imkoniyati asosiy mezonlar sifatida olindi.

Natijalar va ularning tahlili. Adabiyotlarni tahlil qilish natijasida mexanik energiyaning elektr energiyasiga aylanish jarayoni quyidagi ketma-ketlikda amalga oshishi aniqlandi: mexanik ta’sir → deformatsiya → dipol/qutblanishning o‘zgarishi → elektr zaryadlari hosil bo‘lishi → elektr potensiali → tashqi zanjirda elektr toki. Ushbu ketma-ketlik piezoelektrik materiallarning mexanik ta’sirga elektr javob qaytarish mexanizmini umumlashtiradi va piezoelektrik energiya yig‘uvchi hamda sensor qurilmalarining ishlash prinsipini tushuntirish imkonini beradi [1,2]. Mexanik kuch piezoelektrik materialga ta’sir qilganda uning kristall yoki molekulyar tuzilishidagi zaryad markazlarining nisbiy holati o‘zgaradi. Natijada materialning qutblanish holati o‘zgarib, sirtlarida qarama-qarshi ishorali elektr zaryadlari hosil bo‘ladi. Elektrodlar mavjud bo‘lgan holatda ushbu zaryadlar tashqi elektr zanjirida potensiallar farqining yuzaga kelishiga va qisqa muddatli elektr toki oqimiga sabab bo‘lishi mumkin [1,2]. Demak, mexanik energiyaning elektr energiyasiga aylanishi materialning mexanik deformatsiyasi va uning elektr qutblanishi o‘rtasidagi o‘zaro bog‘liqlik bilan izohlanadi. Piezoelektrik javobning kattaligi materialga ta’sir qilayotgan mexanik yuklama, deformatsiya turi, deformatsiya tezligi, materialning geometrik shakli va kristallografik yo‘nalishiga bog‘liq bo‘lishi mumkin. Shu sababli bir xil materialdan tayyorlangan turli konstruksiyalarning elektr chiqishi ham bir xil bo‘lmasligi mumkin. Qurilma geometriyasi, elektrodlarning joylashuvi va materialning qalinligi kabi konstruktiv parametrlar ham hosil bo‘ladigan elektr signalining amplitudasi va barqarorligiga ta’sir ko‘rsatadi [4,5]. Tahlil qilingan manbalar piezoelektrik materialning samaradorligi faqat uning piezoelektrik xususiyatiga emas, balki materialning mexanik va strukturaviy parametrlariga ham bog‘liqligini ko‘rsatdi [6,7]. 2025-yilgi sharhda PVDFni cho‘zish, termik ishlov berish, poling va kompozitlash kabi usullar uning fazaviy tarkibi va funksional xususiyatlarini boshqarish imkonini berishi

ko‘rsatilgan [8]. Bu usullarni optimallashtirish orqali PVDF asosidagi materiallarning mexanik ta’sirga sezgirligini oshirish va ulardan energiya yig‘uvchi hamda sensor qurilmalarda foydalanish imkoniyatlarini kengaytirish mumkin. PVDFning yana bir muhim afzalligi uning polimer tabiatiga bog‘liq bo‘lgan mexanik egiluvchanligidir. Qattiq piezokeramik materiallardan farqli ravishda PVDF asosidagi yupqa plyonkalar bukilish, cho‘zilish va takroriy deformatsiyalarga moslashishi mumkin. Bu xususiyat uni moslashuvchan elektronika, kiyiladigan sensorlar va kichik o‘lchamli energiya yig‘uvchi qurilmalar uchun qiziqarli materialga aylantiradi [6,7]. Shu bilan birga, PVDFning elektr va mexanik xususiyatlarini muvozanatlash qurilmaning uzoq muddatli ishlashi uchun muhim hisoblanadi.

Nanokompozitlarning muhim afzalliklaridan biri shundaki, ularning xususiyatlarini faqat asosiy materialning tarkibi bilan emas, balki nanoqo‘shimchaning miqdori, o‘lchami, taqsimlanishi, morfologiyasi va polimer matritsa bilan o‘zaro ta’siri orqali ham boshqarish mumkin. Shu sababli nanokompozitning optimal tarkibini aniqlash mexanik deformatsiyadan olinadigan elektr javobini oshirish uchun muhim vazifa hisoblanadi. Biroq nanozarrachalar miqdorini haddan tashqari oshirish har doim ham ijobiy natija bermasligi mumkin; kompozitning mexanik, dielektrik va strukturaviy xususiyatlari o‘rtasidagi muvozanatni saqlash talab etiladi [6].Tadqiqotlar tahlili shuni ko‘rsatadiki, piezoelektrik materiallarning imkoniyatlari faqat energiya yig‘ish bilan cheklanmaydi. Mexanik ta’sir natijasida hosil bo‘ladigan elektr signalining mexanik yuklama bilan bog‘liqligi ushbu materiallardan sezgir element sifatida foydalanish imkonini beradi. Bosim, tebranish, deformatsiya yoki harakat natijasida hosil bo‘ladigan elektr javobni qayd etish orqali mexanik parametrlar haqida ma’lumot olish mumkin. Shu jihatdan piezoelektrik materiallar energiya manbai va sensor element funksiyalarini birlashtiruvchi tizimlarni yaratishda muhim ahamiyat kasb etadi [4,5].

Piezoelektrik materiallarning elektrokimyoviy tizimlar bilan integratsiyasi esa mazkur yo‘nalishning yangi imkoniyatlarini ochadi. Mexanik deformatsiya natijasida yuzaga keladigan piezoelektrik potensial elektrod–elektrolit chegarasidagi elektr maydoniga va zaryad almashinuvi jarayonlariga ta’sir qilishi mumkin. Bunday o‘zaro ta’sir natijasida mexanik energiya bilan boshlangan jarayon elektrokimyoviy javob bilan bog‘lanadi. Shu sababli piezoelektrik materiallar asosidagi elektrokimyoviy sensorlarda mexanik ta’sirni elektr signaliga aylantirish bilan birga, hosil bo‘lgan elektr javobdan analitik moddaning mavjudligi yoki konsentratsiyasini aniqlash uchun foydalanish imkoniyati mavjud. Ayniqsa, elektrolit tarkibidagi ionlarning elektrod yuzasidagi jarayonlarga ta’siri piezoelektrik-elektrokimyoviy sensorlar uchun muhim omil hisoblanadi. Zamonaviy tadqiqotlar aynan bitta materialning xususiyatlarini o‘rganishdan tashqari, kompozit va nanokompozit tizimlar orqali materialning elektromexanik xususiyatlarini boshqarishga yo‘nalayotganini ko‘rsatmoqda [6,8].

Xulosa. Olib borilgan nazariy-tahliliy tadqiqot natijasida piezoelektrik materiallarda mexanik energiyaning elektr energiyasiga aylanishi materialning mexanik deformatsiyasi va elektr qutblanishi o‘rtasidagi bog‘liqlikka asoslanishi aniqlandi. Mexanik kuch ta’sirida materialning ichki zaryad taqsimoti o‘zgarishi natijasida elektr zaryadlari va potensiallar farqi hosil bo‘ladi. Ushbu jarayon to‘g‘ri piezoelektrik effektning fizik asosini tashkil etadi [1, 2]. Mazkur jarayonning samaradorligi materialning kristall tuzilishi, simmetriyasi, piezoelektrik koeffitsientlari, dielektrik xususiyatlari hamda mexanik deformatsiyaga javob berish qobiliyatiga bevosita bog‘liq. Adabiyotlar tahlili PZT, ZnO va PVDF kabi materiallarning piezoelektrik energiya konversiyasida muhim o‘rin tutishini ko‘rsatdi. PZT yuqori piezoelektrik javobi bilan, PVDF esa yengilligi, egiluvchanligi, mexanik mustahkamligi va qayta ishlash imkoniyatlari bilan ajralib turadi [6,7]. ZnO mikro- va nanostrukturalari esa yuqori sirt maydoni, nanostruktura hosil qilish imkoniyati va piezoelektrik xususiyatlari sababli energiya yig‘uvchi hamda sensor qurilmalarida istiqbolli material sifatida rivojlanmoqda. Shu jihatdan, turli materiallarning afzalliklarini birlashtiruvchi nanokompozit tizimlar piezoelektrik qurilmalarning funksional xususiyatlarini yaxshilash uchun muhim yo‘nalish hisoblanadi. PVDFning piezoelektrik xususiyatlarini oshirishda uning kristall fazasi, ayniqsa β-faza miqdorini boshqarish muhim omil ekanligi aniqlandi. Materialni cho‘zish, poling, termik ishlov berish va kompozitlash kabi usullar orqali uning elektromexanik xususiyatlarini optimallashtirish mumkin [7,8].

Umuman olganda, piezoelektrik materiallar mexanik energiyani elektr energiyasiga aylantirish imkoniyati tufayli energiya yig‘uvchi qurilmalar, sensorlar, kiyiladigan elektronika va o‘z-o‘zini quvvatlaydigan elektron tizimlar uchun muhim materiallar sinfini tashkil etadi. Ayniqsa, PVDF, ZnO va ularning nanokompozitlari mexanik jihatdan moslashuvchan, funksional va kichik o‘lchamli qurilmalar yaratish nuqtayi nazaridan katta ilmiy qiziqish uyg‘otmoqda.

ADABIYOTLAR:

1. N.A.Mo‘minov., G.N.Nazarova Avtomatika asoslari va avtomatik rostlagichlar: o‘quv qo‘llanma.Toshkent: Fan va texnologiya, 2006. 216 b.

2. A.V.Umarov Polimerli kompozit materiallar fizikasi. Namangan, 2017. 287 b.

3. Z.V.Saidaxmedova., A.I.Xudayberdiyeva Fizika (elektr va magnetizm) o‘quv qo‘llanma. Toshkent: Tafakkur tomchilari, 2020. 252 b.

4. E.O.Umarov Materialshunoslik: darslik. Toshkent: Cho‘lpon nomidagi nashriyot-matbaa ijodiy uyi, 2014. 384 b.

5. M.Normurodov., B.Umurzoqov., A.Tashatov Nanotexnologiya asoslari: o‘quv qo‘llanma. Toshkent: NIF MSH, 2020. 224 b.

6. Е.А.Иванова., Я.Э.Колпаков Механика деформируемого твёрдого тела. Континуум Коссера и пьезоэлектричество: учебное пособие. Санкт-Петербург: ПОЛИТЕХ-ПРЕСС, 2019.

7. Д.К.Бахтин., С.Н.Гурбатов., М.С.Дерябин., С.А.Попков., А.В.Клемина., К.Д.Зимина Моделирование пьезоэлектрических элементов: учебно-методическое пособие. Нижний Новгород: Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, 2023. 68 с.

8. S.Mohammadpourfazeli., S.Arash., A.Ansari., S.Yang., K.Mallick., R.Bagherzadeh Future prospects and recent developments of polyvinylidene fluoride (PVDF) piezoelectric polymer; fabrication methods, structure, and electro-mechanical properties // RSC Advances. 2023.Vol. 13. — P. 370–387

UO‘K 539.23:538.915:004.942

NI(100) VA NI(110) SIRTLARIDA PAST HARORATDA GRAFENNING DASTLABKI O‘SISH MEXANIZMINI MOLEKULYAR-DINAMIK MODELLASHTIRISH

Jo‘raboyev Tursunpo‘lat Erkin o‘g‘li,
O‘zbekiston Respublikasi Fanlar Akademiyasi,
Ion-plazma va lazer texnologiyalari instituti katta ilmiy xodimi, PhD
e-mail: juraboevtursunpulat24@gmail.com
Xusanova Dilfuza Xushbaqovna,
O‘zbekiston Respublikasi Fanlar Akademiyasi,
Ion-plazma va lazer texnologiyalari instituti katta ilmiy xodimi, PhD
Xalilov Umedjon Boymamatovich,
O ‘zbekiston Respublikasi Fanlar akademiyasi,
Ion-plazma va lazer texnologiyalari instituti bosh ilmiy xodimi,
fizika-matematika fanlari doktori
Alovaddinov Diyorbek Ismatilla o‘g‘li,
Namangan davlat universiteti
Fizika mutaxassisligi 2-kurs magistratura talabasi

Annotatsiya. *Past haroratda grafenning dastlabki o‘sish bosqichlarida uglerod klasterlarining shakllanishi va nikel sirtining kristallografik orientatsiyasi ta’sirini aniqlash muhim ilmiy masalalardan biridir. Ushbu ishda PECVD jarayoniga taqlid qilgan holda Ni(100) va Ni(110) sirtlarida uglerod dimerlarining adsorbsiyasi, diffuziyasi va klasterlanishi 700 K haroratda molekulyar-dinamik (MD) modellashtirish yordamida o‘rganildi. Uglerod miqdori 3,5 ML ga yetganda to‘yinish jarayoni boshlanib, ortiqcha uglerodning sirtga qayta taqsimlanishi kuzatildi. Dastlabki C–C bog‘lanishlari Ni(100) sirtida C/Ni = 20% da, Ni(110) sirtida esa 43% da shakllandi. 1300 K dagi termik ishlovdan so‘ng Ni(100) va Ni(110) sirtlarida mos ravishda 38 va 31 ta geksagonal tuzilma hosil bo‘ldi. Natijalar Ni(100) sirtida uglerod klasterlarining dastlabki shakllanishi va ularning geksagonal konfiguratsiyalarga qayta tashkil topishi Ni(110) sirtiga nisbatan samaraliroq kechishini ko‘rsatdi. Olingan natijalar nikel sirtining kristallografik orientatsiyasi past haroratli grafen o‘sishining dastlabki bosqichlarini belgilovchi muhim omillardan biri ekanligini ko‘rsatadi.*

Kalit so‘zlar: *grafen, dimer, trimer, tetramer, pentomer, pentagon, geksagon, to‘yinish, diffuziya.*

MOLECULAR DYNAMICS SIMULATION OF THE INITIAL GRAPHENE GROWTH MECHANISM ON Ni(100) AND Ni(110) SURFACES AT LOW TEMPERATURE

Abstract. *Determining the effect of the crystallographic orientation of the nickel surface on carbon cluster formation during the initial stages of graphene growth at low temperatures is an important scientific issue. In this study, the adsorption, diffusion, and clustering of carbon dimers on Ni(100) and Ni(110) surfaces were investigated at 700 K using molecular dynamics (MD) modeling, simulating the plasma-enhanced chemical vapor deposition (PECVD) process. When the carbon content reached 3.5 ML, saturation began, accompanied by the redistribution of excess carbon toward the surface. Initial C–C bonds formed at a C/Ni ratio of 20% on Ni(100) and 43% on Ni(110). After thermal treatment at 1300 K, 38 and 31 hexagonal structures were formed on the Ni(100) and Ni(110) surfaces, respectively. The results demonstrate that the initial formation of carbon clusters and their subsequent rearrangement into hexagonal configurations are more efficient on Ni(100) than on Ni(110). These findings indicate that the crystallographic orientation of the nickel surface is an important factor governing the initial stages of low-temperature graphene growth.*

Keywords: *graphene, dimer, trimer, tetramer, pentamer, pentagon, hexagon, saturation, diffusion.*

МОЛЕКУЛЯРНО-ДИНАМИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕХАНИЗМА НАЧАЛЬНОГО РОСТА ГРАФЕНА НА ПОВЕРХНОСТЯХ Ni(100) И Ni(110) ПРИ НИЗКОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ

Аннотация. *Определение влияния кристаллографической ориентации поверхности никеля на формирование углеродных кластеров на начальных стадиях роста графена при низких*

температурах является важной научной задачей. В данной работе методом молекулярно-динамического (МД) моделирования исследованы адсорбция, диффузия и кластеризация димеров углерода на поверхностях Ni(100) и Ni(110) при температуре 700 K с имитацией процесса плазменно-усиленного химического осаждения из газовой фазы (PECVD). При достижении содержания углерода 3,5 ML начинался процесс насыщения, сопровождавшийся перераспределением избыточного углерода на поверхность. Первичные C–C связи формировались при соотношении C/Ni = 20% на поверхности Ni(100) и 43% на поверхности Ni(110). После термической обработки при 1300 K на поверхностях Ni(100) и Ni(110) образовались соответственно 38 и 31 гексагональные структуры. Полученные результаты показывают, что начальное формирование углеродных кластеров и их последующая перестройка в гексагональные конфигурации протекают эффективнее на поверхности Ni(100), чем на Ni(110). Эти результаты свидетельствуют о том, что кристаллографическая ориентация поверхности никеля является одним из важных факторов, определяющих начальные стадии роста графена при низких температурах.

Ключевые слова: *графен, димер, тример, тетрамер, пентамер, пентагон, гексагон, насыщение, диффузия.*

Kirish. Grafen o‘zining noyob xususiyatlari va keng qo‘llash imkoniyatlari tufayli butun dunyo bo‘ylab olimlar va tadqiqotchilarning katta qiziqishini uyg‘otib kelmoqda. Jumladan, grafen taxminan 5000 Vt/(m·K) issiqlik o‘tkazuvchanligi, 2630 m^2/g sirt maydoni va ~1 TPa elastiklik moduliga ega [1]. Shuningdek, grafen 1.09×10^7 S m^{-1} yuqori elektr o‘tkazuvchanlikka ega bo‘lib, bu xususiyat uni keng ko‘lamli ilovalarda qo‘llash imkonini beradi [2]. 2004-yilda Geim va Novoselov grafitdan mexanik eksfoliatsiya orqali barqaror monoqatlamli grafenni ajratib oldilar [3]. 2010-yilda Geim va Novoselov grafen bo‘yicha tadqiqotlari uchun fizika yo‘nalishida Nobel mukofotiga sazovor bo‘ldilar. Shundan so‘ng grafen dunyodagi eng ko‘p o‘rganiladigan ikki o‘lchovli materiallardan biriga aylandi.

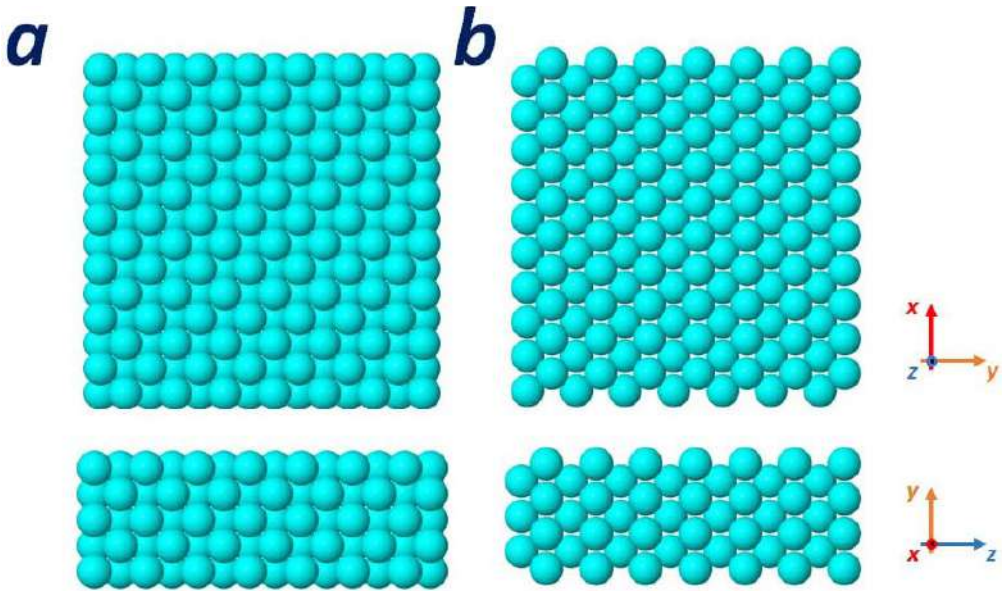
Grafen so‘nggi yillarda shaffof elektrodlar [4], tranzistorlar [5], sensorlar [6] va optoelektronik qurilmalar [7] kabi istiqbolli ilovalar uchun katta qiziqish uyg‘otmoqda. Hozirgi vaqtda grafendan elektrokimyo [8], energiya saqlash [9], geliotexnika [10], nanoelektronika [11], tibbiyot [12], suvni tozalash [13] kabi ko‘plab sohalarda qo‘llanilmoqda. Shu sababli, grafen sintezining samarali usullarini ishlab chiqishga bo‘lgan talab ortib, bu yo‘nalishda keng ko‘lamli tadqiqotlar olib borilmoqda [14].

So‘nggi yillarda grafen sintezida epitaksial o‘sish [15], suyuq fazali eksfoliatsiya [16], elektrokimyoviy eksfoliatsiya [17], mexanik eksfoliatsiya [18], SiC ning parchalanishi [19] kabi turli usullar qo‘llanilmoqda. Shuningdek, impuls lazerli cho‘ktirish (Pulsed Laser Deposition - PLD) [20], kimyoviy bug‘larni cho‘ktirish (Chemical Vapor Deposition - CVD) [21], plasma muhitida kimyoviy bug‘larni cho‘ktirish usuli (Plasma Enhanced CVD - PECVD) [22] usullari ham grafen sintezida keng qo‘llaniladi. Ushbu usullar yordamida grafen olish bo‘yicha nazariy [23], eksperimental [24] va modellashtirish [25] yo‘nalishlarida izchil tadqiqotlar olib borilmoqda. Ushbu usullar orasida PECVD, PLD va CVD usullari grafen sintezi uchun samarali usullar hisoblanadi. Biroq, grafenning shakllanishi va sirtida o‘sish jarayonini boshqarish imkoniyati tufayli PECVD va CVD usullari PLD ga nisbatan qulayroq hisoblanadi [26,27]. An’anaviy CVD usulida grafenning yuqori sifatli qatlamlarini olish odatda yuqori haroratni talab qiladi, bu esa energiya sarfini oshiradi [28]. Masalan, SiC ning parchalanishi orqali grafen ishlab chiqarish harorati odatda 1200 ℃ dan yuqori bo‘ladi [29]. Shuningdek, Ni sirtida uglerodning metall–uglerod qattiq eritmasidan segregatsiyasi orqali grafen o‘sishi uglerodning erishi va keyingi ajralishi jarayonlari sababli 1000 °C dan yuqori haroratlarni talab qilishi mumkin [30]. Bundan tashqari, CVD usulida grafen sintezi odatda 800 ℃ dan yuqori haroratni talab qiladi [31]. Past haroratda grafen sintez qilish energiya sarfini kamaytirish imkonini beradi. Biroq, bunday sharoitda grafen o‘sishining dastlabki bosqichlari, xususan, uglerod atomlarining diffuziyasi, o‘zaro birikishi va klasterlar hosil qilishi hali to‘liq aniqlashtirilmagan. Shu sababli, Ni sirtining kristallografik orientatsiyasi uglerod klasterlarining shakllanishi va geksagonal tuzilmalarga qayta tashkil topishiga qanday ta’sir ko‘rsatishini aniqlash muhim ilmiy masala hisoblanadi. Shu sababli, ushbu ishda PECVD usuliga taqlid qilgan holda, Ni(100) va Ni(110) sirtlarida grafenning past haroratda o‘sish jarayoni molekulyar dinamika (MD) usuli yordamida o‘rganildi.

Modellashtirish usuli va tafsilotlari. Ushbu tadqiqotda grafen sintezi jarayonining atomistik mexanizmlarini o‘rganish uchun molekulyar dinamika (MD) modellashtirish usulidan foydalanildi. Hisoblashlar LAMMPS [32] dasturliy paketi yordamida amalga oshirildi. Termodinamik tizimdagi Ni va C atomlari o‘rtasidagi o‘zaro ta’sirni ifodalash uchun ReaxFF potensialining Zou [33] va hamkasblari tomonidan ishlab chiqilgan ReaxFF reaktiv kuch maydoni parametrlari [34].

Tanlangan Ni(100) va Ni(110) kristallar VESTA 3D dasturi [35] yordamida qurildi (1-rasm). Modellashtiriluvchi fazo o‘lchamlari ushbu Ni(100) va Ni(110) sirtli nikel kristallar uchun mos ravishda har

ikkala sirt uchun 25×25 Å^2 ga teng bo‘lib, ikkala sirt fazoning (x va y) yo‘nalishi bo‘yicha davriylik shartlari qo‘llanilgan. (100) va (110) sirtli Ni kristallarining z yo‘nalishi bo‘yicha joylashgan har bir qavati mos ravishda 98 va 70 ta atomdan iborat bo‘lib, 1(ML) monolayerga tenglashtirib olindi. Har ikkala sirtlar Ni(100) va Ni(110) mos ravishda 5 va 7 ML dan iborat.



1-rasm. Grafen sintezi uchun foydalanilgan (a) Ni(100) va (b) Ni(110) sirtlarning yuqori va yon tomondan ko‘rinishi.

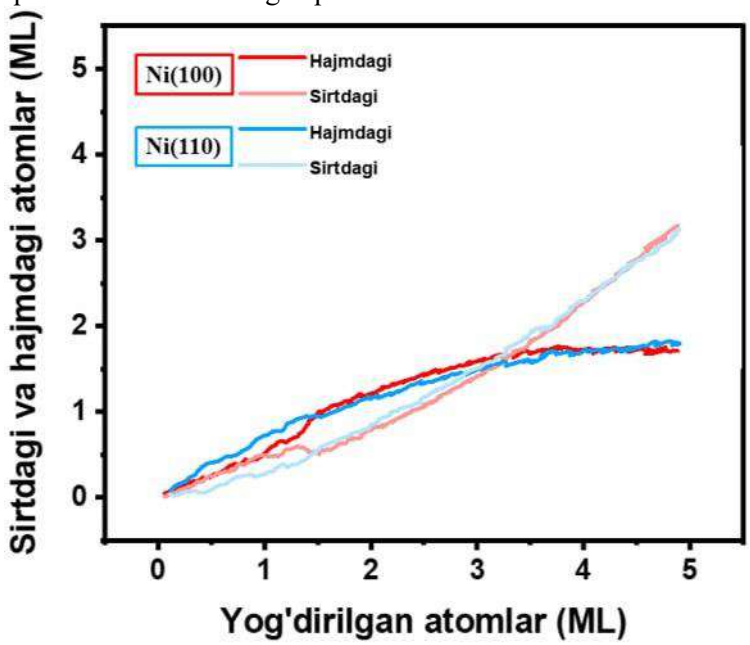
Hisoblashlarda integratsiya uchun 0.25 fs vaqt qadami tanlandi. Dastlab, Ni(100) va Ni(110) sirtlarining boshlang‘ich tuzilmalari Nose–Hoover termostati yordamida 1 K/ps tezlikda xona harorati (300 K) gacha qizdirildi va keyinchalik 0.1 K gacha sovutildi. Shundan so‘ng, tizimlarning potensial energiyasi keskin tushish va birlashgan gradient usullaridan ketma-ket foydalanish orqali minimallashtirildi. Termodinamik tizimni isitish va sovutish paytida tizimdagi bosim 0 atm da saqlandi. Tizim energiyasi minimallashtirilgandan keyin har ikkala sirtlar 700 K haroratga 1 K/ps tezlik bilan qizdirildi.

So‘ngra, grafen sintezini modellashtirish uchun uglerod dimerlari (C_2) sirtning yuqori chegarasidan 7–10 Å masofada, tasodifiy lateral koordinatalarda joylashtirildi. C_2 dimerlari sirtga normal yo‘nalishda, 700 K haroratga mos o‘rtacha kvadratik (RMS) tezlik bilan yog‘dirildi. Dimerlar 30 ps interval bilan kiritildi. C_2 dimerlarini yog‘dirish jarayonida har ikkala sirt 700 K haroratda NVT ansambli yordamida saqlandi. Uglerod klasterlari va halqalarining keyingi strukturaviy evolyutsiyasini o‘rganish uchun tizim 1300 K haroratda 1,25 ns davomida termik ishlovdan o‘tkazildi.

Natijalar va ularning muhokamasi. Ni(100) va Ni(110) sirtida past haroratda grafenning o‘sish mexanizmini aniqlash uchun har ikkala sirtga 700 K haroratda PECVD usuliga taqlid qilgan holda uglerod dimerlari yog‘dirildi (2-rasm). Sirtga tushgan uglerod dimerlari dastlab adsorbsiyalanib, keyinchalik dissotsiatsiyalanib, nikel hajmida diffuziyalandi. Bu jarayon uglerodning nikel hajmidagi nisbatan past diffuziya to‘sig‘i (~0,6 eV [36]) bilan izohlanishi mumkin. Har ikkala sirtda uglerod miqdori 3,5 ML ga yetgandan so‘ng, to‘yinish (saturation) jarayoni boshlandi. Bunda nikel hajmida uglerodning to‘planishi cheklanib, qo‘shimcha uglerodning sirtga qayta taqsimlanishi kuchaydi. Bu kuzatuv Neyts va hammualliflarining [37] Ni(100) sirtida yuqori uglerod oqimi sharoitida olib borilgan MD/MC modellashtirish natijalari bilan sifat jihatdan mos keladi. Ularning hisoblarida ham uglerodning dastlab sirtga, keyinchalik esa nikel hajmiga diffuziyalanishi, hajmda uglerod konsentratsiyasi ortishi bilan to‘yinish yuzaga kelishi va qo‘shimcha uglerodning asosan sirtga to‘planishi kuzatilgan. Natijada sirt yaqinidagi uglerod atomlari va kichik klasterlarning o‘zaro uchrashish ehtimoli ortib, C–C bog‘larining hosil bo‘lishi va dastlabki yadrolanish jarayonlari faollashdi [36]. Keyinchalik uglerod atomlari va klasterlarning o‘zaro birikishi natijasida pentagon, geksagon va geptagon shaklidagi halqali tuzilmalar shakllandi.

Dastlab Ni(100) va Ni(110) sirtlarida C/Ni nisbati mos ravishda 20% va 43% ga yetganda, dimerlar shakllana boshladi (3 va 4(a)-rasmlar). Bu natija Ni(100) sirtida C–C bog‘lanishining dastlabki bosqichi Ni(110) sirtiga nisbatan pastroq C/Ni nisbatida boshlanishini ko‘rsatadi. Ushbu farq sirt kristallografik orientatsiyasining uglerod atomlarining sirt va sirt ostidagi taqsimlanishi hamda ularning o‘zaro uchrashish ehtimoliga ta’siri bilan bog‘liq bo‘lishi mumkin. Shuningdek adabiyotlarda C atomlarining konsentratsiyasi

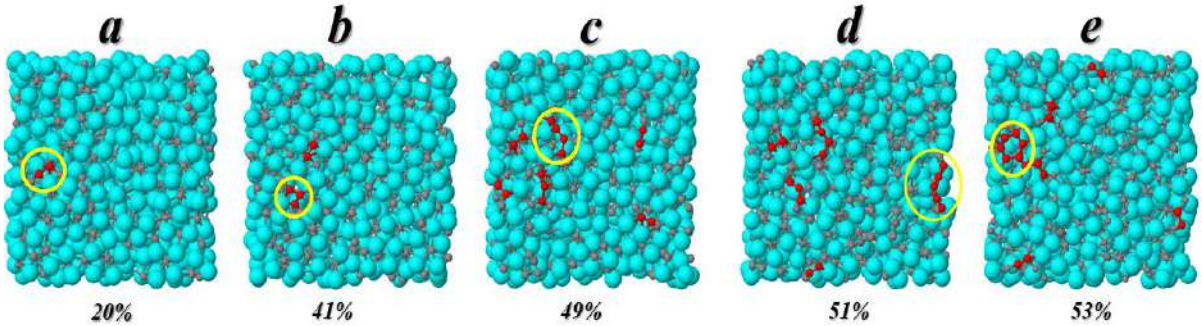
ortishi bilan dastlab sirt yoki katalizator hajmida alohida C atomlari o‘zaro ta’sirlasha boshlashi va keyinchalik sirt bo‘ylab uglerod zanjirlari shakllanishini ko‘rsatgan [38]. Shuningdek, ushbu hisoblarida kichik C_2 va C_3 klasterlari yuqori harakatchanlikka ega ekani qayd etilgan. Shu nuqtai nazardan, mazkur ishda Ni(100) sirtida dimerlarning pastroq C/Ni nisbatida paydo bo‘lishi ushbu sirt sharoitida dastlabki C–C o‘zaro ta’sirlarining ertaroq faollashishi bilan bog‘liq bo‘lishi mumkin.



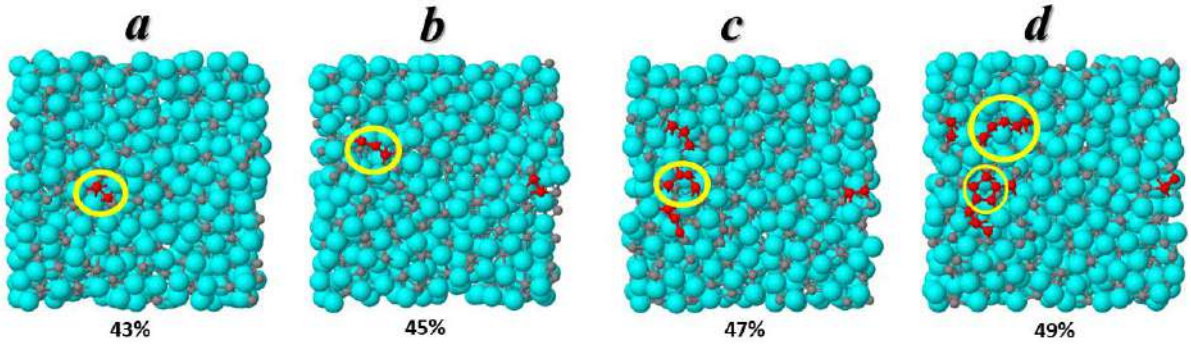
2-rasm. Ni(100) va Ni(110) sirtlarida yog‘dirilgan uglerod atomlarining sirt va hajm bo‘yicha taqsimlanishining yog‘dirilgan atomlar miqdoriga bog‘liqligi

Keyingi bosqichda C/Ni nisbati mos ravishda 41% va 45% ga yetganda, trimerlar ham shakllana boshladi (3 va 4(b)-rasmlar). C/Ni nisbati mos ravishda 49% va 47% ga yetgach, tetramerlar shakllandi. Dimerlardan keyin trimer, tetramer va pentamerlarning ketma-ket shakllanishi uglerod atomlari o‘rtasidagi C–C bog‘lanishlarning bosqichma-bosqich kuchayib, kichik klasterlarning kattalashib borayotganini ko‘rsatadi. Ushbu natija Amara va hammualliflari tomonidan taklif qilingan uglerodning alohida atomlardan zanjirli va keyinchalik uch koordinatali sp^2 konfiguratsiyalarga o‘tish ketma-ketligi bilan umumiy jihatlarga ega [39]. Bundan tashqari, Gao, Yuan, Hu, Zhao va Dinglarning DFT hisoblarida Ni(111) sirtida kichik uglerod klasterlari uchun zanjir konfiguratsiyasi halqasimon konfiguratsiyaga nisbatan afzal bo‘lib, uglerod atomlari soni ortishi bilan bir o‘lchamli zanjirli tuzilmalardan ikki o‘lchamli sp^2 tarmoqqa o‘tish kuzatilgan [38,40,41]. Bu natijalar biz kuzatgan dimer–trimer–tetramer–pentamer ketma-ketligi uglerod klasterlarining bosqichma-bosqich o‘sishi va keyinchalik halqasimon hamda sp^2 tuzilmalarga qayta tashkil topishi bilan bog‘liq ekanligini qo‘llab-quvvatlaydi.

C/Ni nisbati mos ravishda 51% va 49% ga yetganda, Ni(100) va Ni(110) sirtlarida pentamerlar shakllandi. Ni(110) sirtining muhim xususiyati shundaki, pentamerning shakllanishi bilan bir vaqtda pentagon ham hosil bo‘ldi. Aksincha, Ni(100) sirtida dastlab pentamer shakllandi, pentagon esa C/Ni nisbati 53% ga yetganda kuzatildi (3(d,e) va 4(d)-rasmlar).



3-rasm. Ni(100) sirtida grafen shakllanishining dastlabki bosqichlari: (a) dimer, (b) trimer, (c) tetramer, (d) pentamer va (e) pentagonlarning shakllanishi. Ko‘k — Ni atomlari, kulrang — C atomlari, qizil — uglerod klasterlari va halqalar.



4-rasm. Ni(110) sirtida grafen shakllanishining dastlabki bosqichlari: (a) dimer, (b) trimer, (c) tetramer va (d) pentamer hamda pentagonlarning shakllanishi

Termik ishlovdan keyingi uglerod klasterlari va halqalarining strukturaviy evolyutsiyasi 5-rasmda keltirilgan.

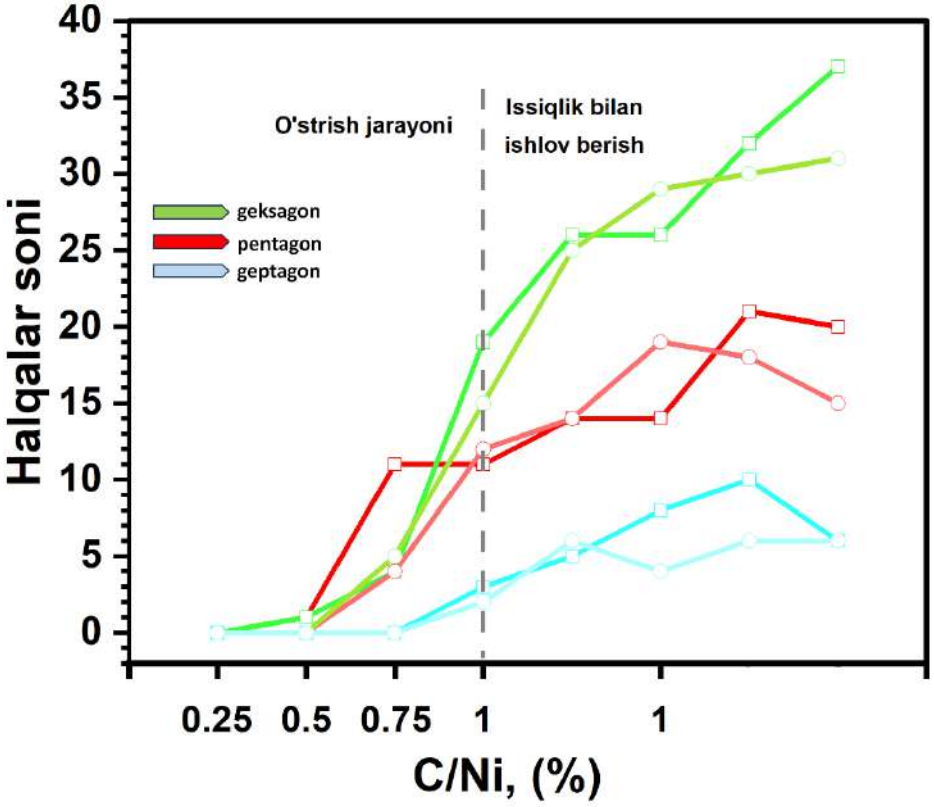
O‘sish bosqichida C/Ni nisbati 75% ga yetganda, pentagonlar sonida sezilarli farq kuzatildi. Xususan, pentagonlar soni Ni(100) sirtida 12 ta, Ni(110) sirtida esa 3 tani tashkil etdi (5-rasm). Ushbu bosqichda ikkala sirtda ham 4 tadan geksagon kuzatildi, geptagon esa aniqlanmadi. C/Ni nisbati 100% ga yetganda, Ni(110) sirtida pentagonlar soni 3 tadan 12 tagacha ortib, ikkala sirtda ham 12 taga yetdi. Shu bilan birga, geksagonlar soni Ni(100) va Ni(110) sirtlarida mos ravishda 20 va 15 taga yetdi. Geptagonlar esa har ikkala sirtda ham 3 tadan kuzatildi.

Ushbu natijalar uglerod miqdorining ortishi bilan kichik klasterlarning o‘zaro birikishi va halqali tuzilmalarning shakllanishi kuchayishini ko‘rsatadi. Ideal FCC geometriya uchun Ni(100) va Ni(110) sirtlarining atom zichligi mos ravishda taxminan 16,1 va 11,4 atom/nm^2 ni tashkil etadi. Ni(100) sirtidagi atomlarning yuqori zichlikdagi va yuqori simmetriyali joylashuvi uglerod atomlari hamda kichik klasterlarning sirt bo‘ylab o‘zaro yaqinlashishi uchun zichroq lokal muhitni hosil qiladi. Ni(110) sirtining nisbatan ochiq va anizotrop geometrik tuzilishi esa uglerod atomlarining sirt bo‘ylab joylashishi va harakatlanish yo‘llarining boshqacha bo‘lishiga olib keladi. Natijada uglerod atomlari va kichik klasterlarning o‘zaro uchrashishi, C–C bog‘larining hosil bo‘lishi va keyinchalik halqasimon tuzilmalarga qayta tashkil topishi uchun sirtga bog‘liq turli geometrik sharoitlar yuzaga keladi. Bunday farq bizning MD natijalarimizda Ni(100) sirtida dastlabki C–C bog‘lanishining C/Ni = 20% da, Ni(110) sirtida esa C/Ni = 43% da kuzatilishi bilan ham namoyon bo‘ladi. Shu sababli, Ni(100) sirtidagi zichroq va yuqori simmetriyali atomik tuzilish uglerod klasterlarining dastlabki birikishi va halqali tuzilmalarning shakllanishi bilan bevosita bog‘liq strukturaviy omil sifatida qaraladi.

Termik ishlovning davom etishi bilan ikkala sirt uchun ham geksagonlar sonining sezilarli ortishi kuzatildi (5-rasm). Xususan, Ni(100) sirtida geksagonlar soni 38 taga, pentagonlar soni 19 taga yetdi, geptagonlar soni esa 5 tani tashkil etdi. Ni(110) sirtida esa mos ravishda 31 ta geksagon, 15 ta pentagon va 5 ta geptagon shakllandi. Demak, yakuniy bosqichda Ni(100) sirtida Ni(110) sirtiga nisbatan 7 taga ko‘proq geksagon va 4 taga ko‘proq pentagon hosil bo‘ldi, geptagonlar soni esa ikkala sirtda bir xil bo‘lib qoldi.

Termik ishlov davomida geksagonlar sonining sezilarli ortishi uglerod atomlari va kichik klasterlarning sirt bo‘ylab qayta taqsimlanishi hamda mavjud uglerod strukturalarining qayta shakllanishi kuchayganini ko‘rsatadi. 1300 K haroratda yuqori termik harakatchanlik uglerod atomlari va klasterlarning sirt bo‘ylab diffuziyasini faollashtirib, dastlabki noto‘liq yoki nuqsonli konfiguratsiyalarning energetik jihatdan qulayroq sp^2 tuzilmalarga aylanishiga imkon beradi. Ushbu hodisa boshqa MD tadqiqotlarida ham kuzatilgan. Bunda yuqori harorat va uzoqroq termik ishlov yuqori sifatli grafen qatlamining shakllanishiga yordam berishini hamda pentagonning geksagonga va 5|7 juftligining 6|6 konfiguratsiyaga aylanishi kabi nuqsonlarni kamayishi kuzatgan. Yana bir maqolada esa, yuqori haroratda uglerod atomlarining sirt va katalizator hajmida ortishi hamda nikelning nuqsonlarni tiklashdagi katalitik rolini ta’kidlagan. Ularning hisoblarida yuqori haroratlarda grafensimon qatlamlarning shakllanishi osonlashgan.

Ni(100) sirtida geksagonlarning Ni(110) sirtiga nisbatan ko‘proq hosil bo‘lishi ushbu kristallografik orientatsiyada uglerod klasterlarining geksagonal sp^2 konfiguratsiyalarga qayta tashkil topish ehtimoli yuqoriroq ekanligini ko‘rsatadi.



5-rasm. Ni(100) va Ni(110) sirtlarida pentagon, geksagon va geptagonlarning evolyutsiyasi: chapda – o‘sish jarayonida C/Ni nisbatining o‘zgarishi; o‘ngda – C/Ni = 1.0 (100%) doimiy bo‘lgan sharoitda termik ishlov jarayoni

Bunday orientatsiyaga bog‘liq farq sirt atomlarining geometrik joylashuvi va C–Ni hamda C–C o‘zaro ta’sirlarining farqlanishi bilan bog‘liq bo‘lishi mumkin. Shu bilan birga, ushbu ishda adsorbsiya energiyalari yoki diffuziya to‘siqlari alohida hisoblanmaganligi sababli, bu farqning aniq energetik mexanizmini qat’iy belgilash mumkin emas.

Shu bilan birga, termik ishlovdan so‘ng pentagon va geptagonlarning saqlanib qolishi nuqsonlarni tiklash jarayoni to‘liq yakunlanmaganini ko‘rsatadi. Ding va hammualliflari yuqori haroratda pentagonlarning geksagonlarga aylanishi va 5|7 konfiguratsiyalarning qayta tashkil topishini ko‘rsatgan bo‘lsalar-da [42], bunday qayta tashkil topish jarayonlari barcha nuqsonlarning bir xil vaqtda yo‘qolishini anglatmaydi. Bizning natijalarimizda 1300 K dagi 1,25 ns termik ishlovdan keyin ham pentagon va geptagonlarning mavjudligi ushbu vaqt oralig‘ida to‘liq ideal geksagonal tarmoq shakllanmaganini ko‘rsatadi.

Ni(100) sirtida geksagonlar sonining ko‘proq bo‘lishi ushbu sirtda uglerod klasterlarining geksagonal konfiguratsiyalarga qayta tashkil topish tendensiyasi Ni(110) sirtiga nisbatan kuchliroq ekanligini ko‘rsatadi. Biroq ikkala sirt uchun ham pentagon va geptagonlarning saqlanib qolishi termik ishlovdan keyin ham topologik nuqsonlarning to‘liq bartaraf etilmaganligini ko‘rsatadi.

Xulosa. Ushbu tadqiqotda Ni(100) va Ni(110) sirtlarida past haroratda grafenning dastlabki shakllanishi va uglerod klasterlarining strukturaviy evolyutsiyasi molekulyar-dinamik modellashtirish usuli yordamida o‘rganildi. 700 K sharoitida uglerod dimerlarining nikel sirtlari bilan o‘zaro ta’siri, nikel hajmiga diffuziyasi va sirt yaqinida klasterlanish jarayonlari tahlil qilindi. Uglerod miqdori 3,5 ML ga yetganda nikel hajmida to‘yinish boshlanib, ortiqcha uglerodning sirt tomon qayta taqsimlanishi kuzatildi.

Ni(100) sirtida dastlabki C–C bog‘lanishlari C/Ni = 20% da, Ni(110) sirtida esa 43% da kuzatildi. Uglerod miqdorining ortishi bilan klasterlarning dimer, trimer, tetramer va pentamer bosqichlari orqali rivojlanishi hamda keyinchalik pentagonal va geksagonal tuzilmalarning shakllanishi aniqlandi. 1300 K dagi termik ishlovdan so‘ng Ni(100) va Ni(110) sirtlarida mos ravishda 38 va 31 ta geksagonal tuzilma hosil bo‘ldi.

Olingan natijalar Ni(100) orientatsiyasiga ega nikel sirtlari past haroratli grafen sintezining dastlabki bosqichlarida uglerodning erta klasterlanishi va geksagonal tuzilmalarning shakllanishi uchun qulay strukturaviy sharoit yaratishini ko‘rsatadi. Shu jihatdan, Ni(100) orientatsiyasiga ega katalizatorlardan foydalanish past haroratli grafen o‘sishida geksagonal uglerod tuzilmalarini shakllantirishni boshqarish uchun istiqbolli yo‘nalish sifatida qaralishi mumkin.

ADABIYOTLAR:

1. Urade A. R., Lahiri I., Suresh K. S. Graphene Properties, Synthesis and Applications: A Review: Urade, Lahiri, and Suresh //Jom. – 2023. – T. 75. – №. 3. – C. 614-630.

2. Cooper D. R. et al. Experimental review of graphene //International Scholarly Research Notices. – 2012. – T. 2012. – №. 1. – C. 501686.

3. Baines S. From 2D to 3D: the story of graphene in objects //Science Museum Group Journal. – 2018.

4. Woo Y. S. Transparent conductive electrodes based on graphene-related materials //Micromachines. – 2018. – T. 10. – №. 1. – C. 13.

5. Srivastava A., Banadaki Y. M. Graphene transistors—present and beyond //Chapter 4 in Nano-CMOS and Post-CMOS Electronics: Devices and Modeling. – IET Press, 2016.

6. Wang Y. Application of graphene as sensors: a review //Journal of Physics: Conference Series. – IOP Publishing, 2023. – T. 2608. – №. 1. – C. 012022.

7. Janavika K. M., Thangaraj R. P. Graphene and its application: A review //Materials Today: Proceedings. – 2023.

8. Ambrosi A. et al. Electrochemistry of graphene and related materials //Chemical reviews. – 2014. – T. 114. – №. 14. – C. 7150-7188.

9. Graphene in Energy Storage [Electronic resource] // The Graphene Council. — URL: https://www.thegraphenecouncil.org/page/EnergyStorage15JUL.

10. Raccichini R., Varzi A., Passerini S., Scrosati B. The Role of Graphene for Electrochemical Energy Storage // Nature Materials. — 2015. — Vol. 14. — P. 271.

11. Sato S. Graphene for Nanoelectronics // Japanese Journal of Applied Physics. — 2015. — Vol. 54. — 040102.

12. Graphene Production and Biomedical Applications: A Review // Crystals. — 2023. — Vol. 13. — 1413. — URL: https://www.mdpi.com/2073-4352/13/10/1413.

13. Nupearachchi C. N., Mahatantila K., Vithanage M. Application of Graphene for Decontamination of Water; Implications for Sorptive Removal // Groundwater for Sustainable Development. — 2017. — Vol. 5. — P. 206.

14. Santhiran A., Iyngaran P., Abiman P., Kuganathan N. Graphene Synthesis and Its Recent Advances in Applications—A Review // C. — 2021. — Vol. 7. — P. 4.

15. Ambrosi A. et al. Electrochemistry of graphene and related materials //Chemical reviews. – 2014. – T. 114. – №. 14. – C. 7150-7188.

16. Xu Y. et al. Liquid-phase exfoliation of graphene: an overview on exfoliation media, techniques, and challenges //Nanomaterials. – 2018. – T. 8. – №. 11. – C. 942.

17. Liu F. et al. Synthesis of graphene materials by electrochemical exfoliation: Recent progress and future potential //Carbon Energy. – 2019. – T. 1. – №. 2. – C. 173-199.

18. Yi M., Shen Z. A Review on Mechanical Exfoliation for the Scalable Production of Graphene // Journal of Materials Chemistry A. — 2015. — Vol. 3. — P. 11700.

19. Kang H.-K., Kang S. Thermal Decomposition of Silicon Carbide in a Plasma-Sprayed Cu/SiC Composite Deposit // Materials Science and Engineering: A. — 2006. — Vol. 428. — P. 336.

20. Bleu Y. et al. Review of graphene growth from a solid carbon source by pulsed laser deposition (PLD) //Frontiers in chemistry. – 2018. – T. 6. – C. 572.

21. Muñoz R., Gómez-Aleixandre C. Review of CVD Synthesis of Graphene // Chemical Vapor Deposition. — 2013. — Vol. 19. — P. 297.

22. Li N., Zhen Z., Zhang R., Xu Z., Zheng Z., He L. Nucleation and Growth Dynamics of Graphene Grown by Radio Frequency Plasma-Enhanced Chemical Vapor Deposition // Scientific Reports. — 2021. — Vol. 11. — 6007.

23. Shams S. S., Zhang R. Graphene Synthesis: A Review // Materials Science-Poland. — 2015. — Vol. 33.

24.Cooper D. R. et al. Experimental review of graphene //International Scholarly Research Notices. – 2012. – T. 2012. – №. 1. – C. 501686.

25.Liu F. et al. Achievements and challenges of graphene chemical vapor deposition growth //Advanced Functional Materials. – 2022. – T. 32. – №. 42. – C. 2203191.

26.Tan H., Wang D., Guo Y. Thermal growth of graphene: A review //Coatings. – 2018. – T. 8. – №. 1. – C. 40.

27.Li N. et al. Nucleation and growth of graphene at different temperatures by plasma enhanced chemical vapor deposition //Materials Today Communications. – 2023. – T. 36. – C. 106568.

28.Josline M. J., Kim E. T., Lee J. H. Recent advances in the low-temperature chemical vapor deposition growth of graphene //Applied Science and Convergence Technology. – 2022. – T. 31. – №. 3. – C. 63-70.

29.Berger C. et al. Ultrathin epitaxial graphite: 2D electron gas properties and a route toward graphene-based nanoelectronics //The Journal of Physical Chemistry B. – 2004. – T. 108. – №. 52. – C. 19912-19916.

30.Yu Q. et al. Graphene segregated on Ni surfaces and transferred to insulators //Applied physics letters. – 2008. – T. 93. – №. 11.

31.Murakami K. et al. Direct synthesis of large area graphene on insulating substrate by gallium vapor-assisted chemical vapor deposition //Applied Physics Letters. – 2015. – T. 106. – №. 9.

32.Plimpton S. Fast parallel algorithms for short-range molecular dynamics //Journal of computational physics. – 1995. – T. 117. – №. 1. – C. 1-19.

33.Unke O. T. et al. Machine learning force fields //Chemical reviews. – 2021. – T. 121. – №. 16. – C. 10142-10186.

34.Zou C. et al. Molecular dynamics simulations of the effects of vacancies on nickel self-diffusion, oxygen diffusion and oxidation initiation in nickel, using the ReaxFF reactive force field //Acta Materialia. – 2015. – T. 83. – C. 102-112.

35.Momma K., Izumi F. VESTA: A Three-Dimensional Visualization System for Electronic and Structural Analysis // Journal of Applied Crystallography. — 2008. — Vol. 41. — P. 653.

36.Chen S. et al. Controlled growth of large-area monolayer graphene on Ni (110) facet: Insight from molecular dynamics simulation //Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures. – 2022. – T. 144. – C. 115465.

37.Neyts E. C., Van Duin A. C. T., Bogaerts A. Formation of single layer graphene on nickel under far-from-equilibrium high flux conditions //Nanoscale. – 2013. – T. 5. – №. 16. – C. 7250-7255.

38.Barcaro G., Zhu B., Hou M., Fortunelli A. Growth of Carbon Clusters on a Ni(111) Surface // Computational Materials Science. — 2012. — Vol. 63. — P. 303.

39.Amara H., Bichara C., Ducastelle F. Formation of carbon nanostructures on nickel surfaces: A tight-binding grand canonical Monte Carlo study //Physical Review B—Condensed Matter and Materials Physics. – 2006. – T. 73. – №. 11. – C. 113404.

40.Gao J. et al. Formation of carbon clusters in the initial stage of chemical vapor deposition graphene growth on Ni (111) surface //The Journal of Physical Chemistry C. – 2011. – T. 115. – №. 36. – C. 17695-17703.

41.Amara H., Bichara C., Ducastelle F. Understanding the nucleation mechanisms of carbon nanotubes in catalytic chemical vapor deposition //Physical review letters. – 2008. – T. 100. – №. 5. – C. 056105.

42.Xu Z. et al. Large scale atomistic simulation of single-layer graphene growth on Ni (111) surface: molecular dynamics simulation based on a new generation of carbon–metal potential //Nanoscale. – 2015. – T. 8. – №. 2. – C. 921-929.

UO‘K 539.3

NOSTATSIONAR TO‘LQINLARNING YARIM CHEKSIZ IKKI QATLAMLI QOVUSHQOQ-ELASTIK SILINDRIK JISMLARDA TARQALISHI

Mirzoyeva Gulzira To‘raqul qizi,
Buxoro davlat texnika universiteti
tayanch doktoranti, Buxoro, O‘zbekiston
ORCID: 0009-0007-7663-9301
gmirzoyeva@bstu.uz

Annotatsiya. *Ushbu maqolada chap uchidagi ko‘ndalang kesimiga impuls yuk ta’sir etuvchi yarim cheksiz ikki qatlamli ichi bo‘sh qovushqoq-elastik silindrik jismda nostatsionar to‘lqinlarning tarqalishi masalasi qaralgan. Aksisimmetrik holat uchun Lame tenglamalari o‘lchovsiz ko‘rinishda yozilib, kuchlanish yoki ko‘chishlar orqali berilgan chegaraviy shartlar va nolga teng boshlang‘ich shartlar bilan to‘ldirilgan. Masala chekli ayirmalar usuli bilan vaqt bo‘yicha uch qavatli oshkor sxema asosida yechilgan. Qovushqoq-elastik material uchun yechim Volterra moslik prinsipi va Bolsman–Volterraning irsiy nazariyasi yordamida elastik yechimdan olinadi. Puasson koeffitsiyenti 0,25, Yung moduli $2{,}1\cdot10^{11}$ Pa va zichligi 7800 kg/m³ bo‘lgan material uchun ko‘chish amplitudasining nisbiy qalinlik va chastota parametriga bog‘liqligi aniqlangan hamda tahlil qilingan.*

Kalit so‘zlar: *nostatsionar to‘lqinlar, ikki qatlamli silindrik jism, qovushqoq-elastiklik, Lame tenglamalari, chekli ayirmalar usuli, oshkor sxema, Volterra moslik prinsipi, irsiy nazariya, ko‘chish amplitudasi.*

РАСПРОСТРАНЕНИЕ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ВОЛН В ПОЛУБЕСКОНЕЧНЫХ ДВУХСЛОЙНЫХ ВЯЗКОУПРУГИХ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ТЕЛАХ

Аннотация. *В статье рассматривается задача о распространении нестационарных волн в полубесконечном двухслойном полом вязкоупругом цилиндрическом теле, на левый торец которого действует импульсная нагрузка. Для осесимметричного случая уравнения Ламе записаны в безразмерном виде и дополнены граничными условиями в напряжениях или перемещениях и нулевыми начальными условиями. Задача решена методом конечных разностей с использованием явной трёхслойной по времени схемы. Решение для вязкоупругого материала получено из упругого на основе принципа соответствия Вольтерры и наследственной теории Больцмана–Вольтерры. Для материала с коэффициентом Пуассона 0,25, модулем Юнга $2{,}1\cdot10^{11}$ Па и плотностью 7800 кг/м³ определена зависимость амплитуды перемещений от относительной толщины и частотного параметра.*

Ключевые слова: *нестационарные волны, двухслойное цилиндрическое тело, вязкоупругость, уравнения Ламе, метод конечных разностей, явная схема, принцип соответствия Вольтерры, наследственная теория, амплитуда перемещений.*

PROPAGATION OF NONSTATIONARY WAVES IN SEMI-INFINITE TWO-LAYER VISCOELASTIC CYLINDRICAL BODIES

Abstract. *The paper studies nonstationary wave propagation in a semi-infinite two-layer viscoelastic cylindrical body under an end-face impulse load. In the axisymmetric case, the Lamé equations are written in dimensionless form with stress or displacement boundary conditions and zero initial conditions. The problem is solved by finite differences with an explicit three-layer time scheme. The viscoelastic solution is obtained from the elastic one via the Volterra correspondence principle and Boltzmann–Volterra hereditary theory. For a material with Poisson’s ratio 0.25, Young’s modulus $2.1\cdot10^{11}$ Pa and density 7800 kg/m³, the dependence of the displacement amplitude on relative thickness and frequency parameter is determined.*

Key words: *nonstationary waves, two-layer cylindrical body, viscoelasticity, Lamé equations, finite-difference method, explicit scheme, Volterra correspondence principle, hereditary theory, displacement amplitude.*

Kirish. Qatlamli elastik va qovushqoq-elastik (viskoelastik) muhitlarda nostatsionar buzilishlarning tarqalishini o‘rganish katta ilmiy va amaliy qiziqish uyg‘otadi [1]. Bu masala konstruksiya mustahkamligini

baholash bilan chegaralanmaydi: u materialning elastik konstantalarini o‘lchash, defektoskopiya (yoriqlarni aniqlash) va ma’lumotlarni akustik usulda uzatish kabi texnik vazifalar bilan ham bog‘liq. [2]-ishda aksisimmetrik uch qavatli silindrik qobiqlarning nostatsionar yuklar ostidagi kuchlanganlik-deformatsiyalanganlik holati (KDH) ko‘rib chiqilgan.

Elastik elementlarni tahlil qilishda Timoshenko tipidagi takomillashtirilgan modellar amaliyotda keng qo‘llaniladi. Hozirgi vaqtda silindrik, sferik va konus shaklidagi qobiqlardan tashkil topgan konstruksiyalarning dinamikasini o‘rganishda sezilarli yutuqlarga erishilgan. Shunga qaramay, bir jinsli bo‘lmagan qobiq tuzilmalarining elastik muhit bilan dinamik o‘zaro ta’siri bo‘yicha ochiq masalalar mavjud.

So‘nggi yillarda qatlamli va to‘ldirgichli silindrik tizimlarning dinamikasi bo‘yicha tadqiqotlar faollashdi. Xususan, ichi bo‘sh qovushqoq-elastik silindrik jismlarda xususiy to‘lqinlar tarqalishida dissipativ xossalarning baholanishi [3]-ishda, silindrik qobiqning qovushqoq suyuqlik bilan o‘zaro ta’siridagi bo‘ylama-ko‘ndalang xususiy to‘lqinlar esa [4]-ishda o‘rganilgan. Bunday ishlarda asosiy e’tibor xususiy (garmonik) to‘lqinlarning dispersiyasi va so‘nish koeffitsiyentlariga qaratiladi.

To‘ldirgichli qobiqlarning tebranishlari va ularning suyuqlik bilan bog‘langan masalalari [5]-ishda ko‘rib chiqilgan. Qovushqoq-elastik materiallarning irsiy xossalarini hisobga oluvchi nochiziqli tebranish va dinamik turg‘unlik masalalari uchun esa [6]-ishda sonli yondashuvlar taklif etilgan. Ushbu ishlarning aksariyati o‘rnatilgan (statsionar) tebranish rejimiga tegishli bo‘lib, impuls yuk ostidagi nostatsionar jarayon kamroq yoritilgan.

Amaliyotda bunday masalalar yer osti quvur o‘tkazgichlari, burg‘ilash ustunlari, himoya qobiqlari va qatlamli kompozit elementlarni hisoblashda uchraydi. Bu konstruksiyalarda tashqi impuls ta’siri (zarba, portlash, qurilma ishga tushishi) qisqa vaqt ichida ro‘y beradi, shuning uchun javobni statik yoki garmonik yaqinlashish bilan baholash yetarli bo‘lmaydi. Nostatsionar yondashuv esa ko‘chish va kuchlanishlarning vaqt bo‘yicha rivojlanishini to‘g‘ridan to‘g‘ri kuzatishga imkon beradi.

Nostatsionar masalalarni yechishda integral almashtirishlar (Laplas, Furye) va to‘g‘ridan to‘g‘ri sonli integrallash usullari qo‘llaniladi. Integral almashtirishlar oddiy geometriya uchun qulay bo‘lsa-da, teskari almashtirish bosqichi qatlamli muhitda murakkablashadi. Chekli ayirmalar usuli esa qatlamlar soni va chegaraviy shartlar turini oson o‘zgartirishga imkon beradi, shu sababli ushbu ishda shu usul tanlangan.

Qatlamli silindrik tizimlar uchun aniqlashtirilgan tenglamalar yaratish yo‘nalishi ham faol rivojlanmoqda: [7]-ishda uch qatlamli qovushqoq-elastik silindrik konstruksiyaning bo‘ylama-radial tebranishlari uchun aniqlashtirilgan tenglamalar keltirib chiqarilgan va ularning klassik nazariya bilan farqi tahlil qilingan. Bunday yondashuvlar hisoblash hajmini kamaytiradi, lekin ular asosan o‘rnatilgan tebranishlarga mo‘ljallangan; impuls yuk ostidagi o‘tkinchi jarayon uchun to‘g‘ridan to‘g‘ri sonli integrallash afzal qoladi.

Shu bois chap uchiga impuls yuk qo‘yilgan yarim cheksiz ikki qatlamli qovushqoq-elastik silindrda ko‘chishlarning vaqt bo‘yicha rivojlanishini to‘g‘ridan to‘g‘ri sonli integrallash orqali o‘rganish dolzarb hisoblanadi. Ishning maqsadi — shunday masalani o‘lchovsiz ko‘rinishda qo‘yish, uni chekli ayirmalar usuli bilan yechish va ko‘chish amplitudasining nisbiy qalinlik hamda chastota parametriga bog‘liqligini aniqlashdan iborat.

Ushbu ishda nostatsionar to‘lqinlarning yarim cheksiz ikki qatlamli qovushqoq-elastik silindrik jismlarda tarqalishi masalasi yechiladi. Masala avval elastik holat uchun hal qilinadi, so‘ngra Volterra prinsipi asosida qovushqoq-elastik material uchun natija olinadi.

Tadqiqot obyekti va qo‘llanilgan metodlar. Ko‘p qatlamli silindrsimon tashqi va ichki qobiqli ikki qatlamli yarim cheksiz jism (ichi bo‘sh silindr) ko‘rib chiqiladi. $P(t)$ yoki $Q(t)$ impuls yuklari chap tomondagi ko‘ndalang yuzaga vaqtning boshlang‘ich lahzasida qo‘yiladi. Masalani ifodalovchi tenglamalar Lame tenglamalaridir; aksisimmetriya holatida ular o‘lchovsiz shaklda quyidagicha yoziladi:

$$\begin{aligned}\frac{\partial^2 u_{rn}}{\partial t^2} &= C_{1n}\left(\frac{\partial^2 u_{rn}}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial u_{rn}}{\partial r}-\frac{u_{rn}}{r^2}\right)+\frac{\partial^2 u_{rn}}{\partial x^2}+C_{2n}\frac{\partial^2 u_{xn}}{\partial r\,\partial x},\\ \frac{\partial^2 u_{xn}}{\partial t^2} &= C_{1n}\frac{\partial^2 u_{xn}}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 u_{xn}}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial u_{xn}}{\partial r}+C_{2n}\left(\frac{\partial^2 u_{rn}}{\partial r\,\partial x}+\frac{1}{r}\frac{\partial u_{rn}}{\partial x}\right),\end{aligned} \tag{1}$$

bu yerda o‘lchovsiz koeffitsiyentlar va o‘zgaruvchilar quyidagicha aniqlanadi:

$$C_{1n}=\frac{2(1-\nu_n)}{1-2\nu_n},\qquad C_{2n}=\frac{1}{1-2\nu_n},$$

$$\bar{r}=\frac{r}{R},\quad \bar{x}=\frac{x}{R},\quad \bar{t}=\frac{c\,t}{R},\quad \bar{u}_{rn}=\frac{u_{rn}}{R},\quad \bar{u}_{xn}=\frac{u_{xn}}{R},\quad r_0=\frac{R_0}{R},\quad c_1=\sqrt{\frac{G_1}{\rho_1}}.$$

Bu yerda c_1 — bir qatlamdagi ko‘ndalang to‘lqin tezligi; $\bar{u}_{rn}$, $\bar{u}_{xn}$ — mos ravishda ichki va tashqi ($n = 1,2$) silindrlar uchun radial va o‘q bo‘yicha ko‘chishlar; ν_n — qatlamlarning Puasson koeffitsiyentlari; P_0 — yuklanish amplitudasi; G_n — n-qatlamning siljish moduli; R — xarakteristik radius; R_0 — ichki radius. Quyida o‘lchovsiz miqdorlar ustidagi chiziqchalar tushirib qoldiriladi.

Model quyidagi farazlarga asoslanadi: har bir qatlam bir jinsli va izotrop; deformatsiyalar kichik, shuning uchun chiziqli Lame tenglamalari o‘rinli; qatlamlar orasidagi kontakt ideal, ya’ni ko‘chishlar va kuchlanishlar chegarada uzluksiz; jarayon aksisimmetrik bo‘lib, burchak koordinatasiga bog‘liqlik yo‘q; qatlam materiallarining zichligi va elastik konstantalari vaqt davomida o‘zgarmaydi. Massaviy kuchlar va harorat ta’siri hisobga olinmaydi.

Tenglamalarni o‘lchovsiz ko‘rinishga keltirish ikki jihatdan qulay. Birinchidan, yechim mutlaq o‘lchamlarga emas, balki nisbiy qalinlik va chastota parametri kabi bir nechta o‘lchovsiz kombinatsiyalarga bog‘liq bo‘lib qoladi; bu parametrik tahlil hajmini keskin kamaytiradi. Ikkinchidan, turli o‘lchamdagi konstruksiyalar uchun olingan natijalarni o‘xshashlik qoidalari asosida bir-biriga ko‘chirish mumkin bo‘ladi.

Chegaraviy va boshlang‘ich shartlar. Tashqi silindrning $r = r_2$ yon sirtida, ichki $r = r_0$ yuzasida hamda $x = 0$ kesimida normal va siljish kuchlanishlari (yoki ko‘chishlar) vaqt va koordinataning funksiyasi sifatida beriladi. Ko‘chishlar berilganda ular o‘lchovsiz shaklda quyidagicha yoziladi:

$$u_{rn} = \frac{G_n \bar{g}_r}{RP_0} = \Phi_r(x,t), \qquad u_{xn} = \frac{G_n \bar{f}_x}{RP_0} = f_x(x,t). \tag{2}$$

Xususan, $g_r = f_x = 0$ bo‘lganda silindr yon sirti va absolyut qattiq qobiq o‘rtasidagi bog‘lanish (yopishish) sharti kelib chiqadi:

$$u_{rn} = u_{xn} = 0 \qquad (r = \text{const},\ t > 0).$$

Boshlang‘ich shartlar nolga teng deb qabul qilinadi:

$$\mathbf{u}_n(r,t)|_{t=0} = 0, \qquad \frac{\partial \mathbf{u}_n(r,t)}{\partial t}|_{t=0} = 0. \tag{3}$$

Yechish usuli. Qo‘yilgan masalaning yechimi chekli ayirmalar usuli yordamida olinadi. To‘r usulidan foydalanib, silindr qalinligi k ta qismga bo‘linadi, hosilalar esa markaziy chekli ayirmalar bilan approksimatsiya qilinadi. Natijada vaqt bo‘yicha uch qavatli oshkor chekli ayirmali sxema hosil bo‘ladi.

Ayirmali sxemada radial yo‘nalish bo‘yicha qadam h = (R − R₀)/N, vaqt bo‘yicha qadam esa Δt bilan belgilanadi. Fazoviy hosilalar markaziy ayirmalar bilan ikkinchi tartibda, vaqt bo‘yicha ikkinchi hosila esa uch qavatli shablon orqali approksimatsiya qilinadi; shu sababli sxemaning approksimatsiya tartibi $O(h^2 + \Delta t^2)$ ni tashkil etadi.

Oshkor sxemadan foydalanilganligi sababli yechim turg‘unligi uchun Kurant tipidagi shart bajarilishi talab etiladi: vaqt qadami fazoviy qadamning eng tez to‘lqin tezligiga nisbatidan oshmasligi kerak, ya’ni $c\Delta t/h \leq 1$. Hisoblashlarda vaqt qadami shu shartni qanoatlantiradigan qilib tanlangan. Sonli yechimning ishonchliligini tekshirish uchun to‘r qadami maydalashtirilib, natijalarning sezilarli o‘zgarmasligiga e’tibor qaratiladi.

Chegaraviy shartlar birinchi tartibli bir tomonlama ayirmalar yordamida yopiladi, boshlang‘ich shartlar esa nolga teng bo‘lgani uchun birinchi ikki vaqt qavati bevosita boshlang‘ich ma’lumotlardan topiladi. Keyingi qavatlar oshkor formulalar bo‘yicha ketma-ket hisoblanadi, shu sababli har bir qadamda chiziqli tenglamalar sistemasini yechish talab etilmaydi.

Algoritmning to‘g‘riligini bilvosita tekshirish uchun ikkita nazorat qo‘llaniladi: yuk qo‘yilmaguncha yechimning nolga teng bo‘lib qolishi va to‘lqin frontining qabul qilingan to‘lqin tezligiga mos tezlikda siljishi. Bu ikki shart bajarilmasa, to‘r qadamlari yoki chegaraviy shartlarning approksimatsiyasi qayta ko‘rib chiqiladi.

Qovushqoq-elastik holatga o‘tish. Elastik muhit uchun olingan natijalardan Volterra prinsipiga asosan qovushqoq-elastik muhit uchun ham foydalanish mumkin. Buning uchun Volterraning moslik prinsipi (elastik va qovushqoq-elastik masalalar o‘rtasidagi moslik prinsipi) hamda Bolsman–Volterraning irsiy nazariyasidan foydalaniladi. Volterra prinsipi chegaraviy shartlar va chegaraning geometriyasi vaqt o‘tishi bilan o‘zgarmaydigan, ya’ni vaqtga bog‘liq bo‘lmagan masalalar uchun to‘liq o‘rinlidir.

Bolsman–Volterraning irsiy nazariyasiga ko‘ra kuchlanish berilgan paytdagi deformatsiya qiymatiga emas, balki uning butun oldingi tarixiga bog‘liq bo‘ladi. Amalda bu bog‘lanish relaksatsiya yadrosi bilan ifodalanadi; yadro parametrlari materialning so‘nish xossalarini belgilaydi. Elastik yechimda doimiy moduldan irsiy operatorga o‘tilganda kompleks modul hosil bo‘ladi va uning mavhum qismi energiya dissipatsiyasini tavsiflaydi [3].

Volterra prinsipini qo‘llashda ikkita cheklovni esda tutish lozim. Birinchidan, chegara geometriyasi va chegaraviy shartlar vaqtga bog‘liq bo‘lmasligi kerak. Ikkinchidan, qovushqoq-elastik xossalar faqat siljish moduliga kiritilgan bo‘lib, hajmiy deformatsiya elastik deb qabul qilinadi. Bu faraz metallar va shunga o‘xshash materiallar uchun odatda maqbul hisoblanadi.

Natijalar va ularning tahlili. Sonli natijalar olish uchun mexanik sistemaning parametr qiymatlari quyidagicha qabul qilingan:

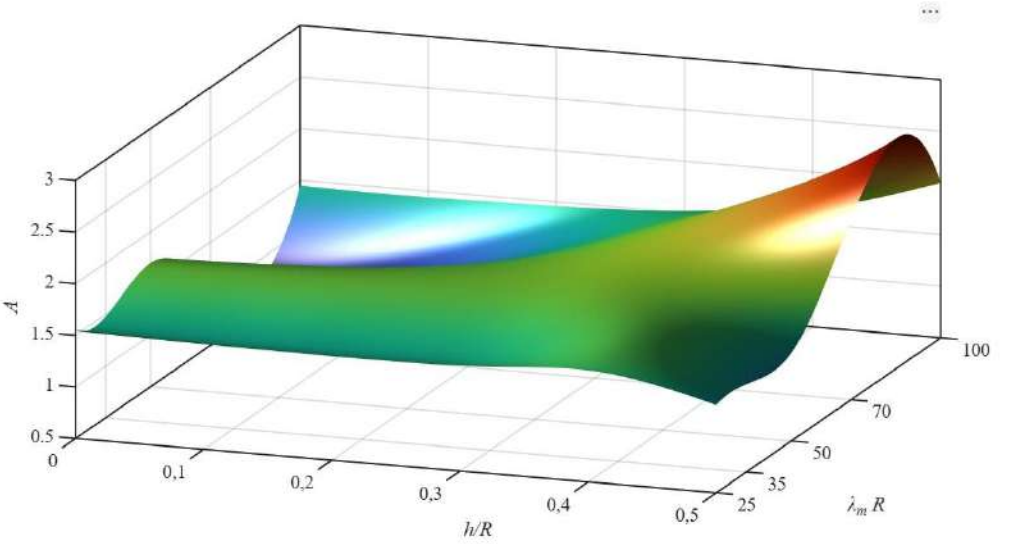
1-jadval. Hisoblashda qabul qilingan material parametrlari

Parametr	Belgisi	Qiymati
Puasson koeffitsiyenti	ν	0,25
Yung moduli	E	$2{,}1\cdot10^{11}$ Pa
Zichlik	ρ	7800 kg/m³

Jadvalda keltirilgan qiymatlar po‘lat uchun xos bo‘lgan kattaliklarga mos keladi va hisoblashning barcha variantlarida o‘zgarmas deb olingan; o‘zgaruvchan kattaliklar sifatida faqat nisbiy qalinlik va chastota parametri qaraladi.

$$\nu = 0{,}25; \qquad E = 2{,}1 \cdot 10^{11}\ \text{Pa}; \qquad \rho = 7800\ \text{kg/m}^3.$$

1-rasmda ko‘chish amplitudasi A ning nisbiy qalinlik h/R va chastota parametri $\lambda_m R$ ga bog‘liq o‘zgarishi ko‘rsatilgan. Nisbiy qalinlik $0 \le h/R \le 0{,}5$ oraliqda o‘zgartirilgan, chastota parametri esa $\lambda_m R = 25{,}35{,}50{,}70$ va 100 qiymatlarni qabul qilgan.



1-rasm. Ko‘chish amplitudasi A ning chastota parametri $\lambda_m R$ va nisbiy qalinlik h/R ga bog‘liq o‘zgarishi

h/R va $\lambda_m R$ ning ko‘rilgan oralig‘ining katta qismida A amplituda taxminan 1,5–2 atrofida qoladi va nisbatan silliq o‘zgaradi (1-rasm). Amplitudaning sezilarli o‘zgarishi nisbiy qalinlik katta va chastota parametri yuqori bo‘lgan sohada, ya’ni $h/R = 0{,}5$ va $\lambda_m R = 100$ yaqinida kuzatiladi: bu yerda A taxminan 3 gacha yetadi. Bu kuzatuvlar grafikdan o‘qib olingan sifat xarakteridagi baholar bo‘lib, qabul qilingan parametrlarga va yuqorida keltirilgan model farazlariga bog‘liq.

Elastik muhit uchun olingan natijalar Volterra prinsipiga ko‘ra qovushqoq-elastik muhitga o‘tkaziladi. Bunday o‘tish qaralayotgan masalada chegaraviy shartlar va chegara geometriyasi vaqtga bog‘liq bo‘lmagani uchun asosli; ular vaqt bo‘yicha o‘zgaradigan masalalarda prinsip bu ko‘rinishda qo‘llanilmaydi.

Olingan bog‘liqlikning amaliy ma’nosi shundan iboratki, qalinligi kichik bo‘lgan sohada amplituda chastota parametriga sust bog‘langan, ya’ni konstruksiya javobi yuk chastotasiga nisbatan barqaror bo‘ladi. Nisbiy qalinlik ortgan sari esa amplitudaning chastotaga sezgirligi kuchayadi; bu holat ikki qatlam orasidagi to‘lqin qaytishi va interferensiyasining kuchayishi bilan izohlanadi.

Natijalar sifat jihatidan [3] va [4] ishlarida xususiy to‘lqinlar uchun qayd etilgan tendensiyaga mos keladi: qatlam qalinligi va to‘ldirgich xossalari to‘lqin maydonining shakllanishida hal qiluvchi rol o‘ynaydi. Shu bilan birga, bu yerda nostatsionar jarayon ko‘rilgani uchun natijalar bevosita taqqoslanmaydi va faqat umumiy xulosa darajasida mos keladi.

Amplitudaning ko‘rilgan oraliqda 1,5–2 atrofida saqlanishi yuk impulsining qatlamlar orasida bir necha marta qaytishi natijasida yuzaga keladigan kuchayish darajasini ko‘rsatadi. Bu qiymat loyihalashda dastlabki baho sifatida foydali: qalinligi kichik ikki qatlamli silindr uchun dinamik kuchayish koeffitsiyentini taxminan ikki barobar deb qabul qilish mumkin. Qalinlik ortgan sohada esa bu baho yetarli bo‘lmaydi va har bir holat uchun alohida hisob talab etiladi.

Natijalarni talqin qilishda modelning cheklovlarini hisobga olish zarur. Hisoblash chiziqli nazariya doirasida bajarilgan, qatlamlar orasidagi kontakt ideal deb olingan va material parametrlari o‘zgarmas deb qaralgan. Haqiqiy konstruksiyalarda qatlamlar orasida sirpanish, g‘ovaklik yoki boshlang‘ich kuchlanishlar bo‘lishi mumkin; bular amplitudani ham oshirishi, ham kamaytirishi mumkin. Shuningdek, grafikdan o‘qib olingan baholar qabul qilingan to‘r qadami va vaqt oralig‘iga bog‘liq.

Qovushqoq-elastik xossalarning hisobga olinishi amplitudaning vaqt o‘tishi bilan so‘nishiga olib keladi. So‘nish tezligi relaksatsiya yadrosining parametrlariga bog‘liq bo‘lib, yadro parametrlari tajriba yo‘li bilan aniqlanadi. Shu sababli bu yerda keltirilgan natijalar elastik yechimning asosiy xarakteristikalarini beradi, qovushqoq-elastik holat uchun esa ularga so‘nish tuzatmasi qo‘shiladi.

Chastota parametrining ortishi bilan to‘lqin uzunligi qisqaradi va u qatlam qalinligi bilan taqqoslanadigan bo‘lib qoladi. Shu sababli yuqori chastotalar sohasida qatlam chegarasidan qaytgan to‘lqinlar bir-biriga qo‘shilib, amplitudaning keskin o‘zgarishiga olib keladi. Past chastotalar sohasida esa silindr deyarli yaxlit jism kabi ishlaydi va qatlamlar orasidagi farq sezilmaydi.

Shundan kelib chiqib, loyihalashda ikki rejimni ajratish tavsiya etiladi. Agar yuk spektri past chastotalar sohasida bo‘lsa, soddalashtirilgan bir qatlamli model yetarli bo‘ladi. Yuk spektri qalinlikka mos keluvchi chastotalarni qamrab olsa, qatlamli modeldan va to‘liq nostatsionar hisobdan foydalanish zarur, aks holda amplituda kam baholanadi.

Xulosa. Yarim cheksiz ikki qatlamli qovushqoq-elastik silindrik jismda nostatsionar to‘lqinlarning tarqalishi masalasi o‘lchovsiz ko‘rinishda, chegaraviy va nolga teng boshlang‘ich shartlar bilan qo‘yildi hamda vaqt bo‘yicha uch qavatli oshkor sxemadan foydalanib, chekli ayirmalar usuli bilan yechildi. Qabul qilingan material parametrlari uchun ko‘chish amplitudasining nisbiy qalinlik va chastota parametriga bog‘liqligi sonli aniqlandi. Qovushqoq-elastik material uchun yechim elastik yechimdan Volterra moslik prinsipi va Bolsman–Volterraning irsiy nazariyasi asosida kelib chiqadi.

Taklif etilgan algoritm oshkor bo‘lgani uchun dasturiy amalga oshirish sodda va hisoblash hajmi har bir vaqt qadamida chiziqli ravishda o‘sadi; buning evaziga vaqt qadamiga turg‘unlik sharti cheklov qo‘yadi. Shu sababli uzoq vaqt oralig‘idagi hisoblashlar uchun oshkormas sxemalarni qo‘llash maqsadga muvofiq bo‘lishi mumkin.

Keyingi tadqiqotlarda qatlamlar orasidagi notekis kontakt, materialning turli relaksatsiya yadrolari hamda uch va undan ortiq qatlamli tizimlar uchun masalani umumlashtirish ko‘zda tutiladi. Olingan natijalar quvur o‘tkazgichlar, o‘rab olingan konstruksiyalar va qatlamli silindrik elementlarning impuls yuklarga javobini baholashda qo‘llanilishi mumkin.

Ishning ilmiy ahamiyati shundan iboratki, qatlamli qovushqoq-elastik silindrda nostatsionar to‘lqinlarni hisoblashning oshkor ayirmali algoritmi bayon etildi va uning natijalari o‘lchovsiz parametrlar orqali umumlashtirildi. Amaliy ahamiyati esa impuls yuk ostidagi qatlamli silindrik elementlar uchun dinamik kuchayishni dastlabki baholash imkonini berishidadir.

ADABIYOTLAR:

1. Авлиякулов Н.Н., Сафаров И.И. Современные задачи статики и динамики подземных трубопроводов. – Toshkent: Fan va texnologiya, 2007. – 306 s.

2. Safarov I.I., Teshaev M.Kh., Marasulov A., Nuriddinov B.Z. Propagation of own non-axisymmetric waves in viscoelastic three-layered cylindrical shells // Engineering Journal. – 2021. – Vol. 25(7). – pp. 97–107.

3. Ruziyev T., Safarov I., Teshayev M., Boltayev Z., Esanov N., Usmanov B., Ismailova Z., Karimova S., Zaripov B., Jumayeva A., Tleukeyev Y., Marasulov A., Urolov U. Assessment of the Dissipative Properties of Viscoelastic Hollow Cylindrical Bodies with Filler During the Propagation of Natural Waves // Journal of Composites Science. – 2026. – Vol. 10, No. 8. – Art. 437. – DOI: 10.3390/jcs10080437.

4. Ruziyev T., Safarov I., Teshayev M., Rakhmanov B., Marasulov A., Ablokulov Sh., Nurova F. Longitudinal–Transverse Natural Waves in a Cylindrical Shell in Contact with a Viscous Fluid // Journal of Composites Science. – 2026. – Vol. 10, No. 3. – Art. 121. – DOI: 10.3390/jcs10030121.

5. Khudoynazarov Kh., Yalgashev B. Longitudinal vibrations of a cylindrical shell filled with a viscous compressible liquid // E3S Web of Conferences. – 2021. – Vol. 264. – Art. 02017. – DOI: 10.1051/e3sconf/202126402017.

6. Eshmatov B.Kh., Abdikarimov R.A., Amabili M., Vatin N. Nonlinear vibrations and dynamic stability of viscoelastic anisotropic fiber reinforced plates // Magazine of Civil Engineering. – 2023. – Vol. 118, No. 2. – Art. 11811. – DOI: 10.34910/MCE.118.11.

7. Khudoynazarov Kh. Longitudinal-Radial Vibrations of a Viscoelastic Cylindrical Three-Layer Structure // Facta Universitatis, Series: Mechanical Engineering. – 2024. – Vol. 22, No. 3. – P. 473–484. – DOI: 10.22190/FUME231219010K.

UO‘K 535.34

$Y_3Al_5O_{12}$ KRISTALLINING OPTIK YUTILISH SPEKTRI VA UNING MIQDORIY TAHLILI

Sharipov Mirzo Zokirovich,
Buxoro davlat universiteti
Fizika kafedrasi, Buxoro, O‘zbekiston
mzsharipov2021@gmail.com
ORCID: 0000-0003-0370-8066
Avezov Ismoil Yoshuzoqvich,
Buxoro davlat universiteti
doktoranti, Buxoro, O‘zbekiston
ismoil.avezov.yoshuzoqvich@gmail.com
ORCID: 0000-0002-1653-7107

Annotatsiya. *Ittriy-alyuminiy granati $Y_3Al_5O_{12}$ ning optik zichligi EMC-30PC-UV spektrofotometri yordamida 200–1100 nm oralig‘ida tajribada o‘rganildi. Spektrda ultrabinafsha sohaga xos yuqori optik zichlik va 300–400 nm oralig‘ida keskin pasayish kuzatildi. Optik zichlik 300 nm da 3.232, 400 nm da 2.500 bo‘lib, farq 0.732 ni tashkil etdi. 400 nm dan yuqorida optik zichlik sekin kamayadi; ko‘rinadigan va yaqin infraqizil sohaning katta qismida yaqqol tor yutilish polosalari kuzatilmadi. Taxminan 580–600 nm da kuchsiz lokal modulyatsiya qayd etildi. Kirishmalar miqdori, nuqsonlar va namunaga ishlov berish tarixi mustaqil aniqlanmagani sababli kuzatilgan spektral xususiyatlar muayyan mikroskopik markazlarga bog‘lanmadi.*

Kalit so‘zlar: *ittriy-alyuminiy granati, optik zichlik, spektral bog‘liqlik, optik yutilish, o‘tkazish koeffitsiyenti, ultrabinafsha soha, ko‘rinadigan soha, yaqin infraqizil soha, spektrofotometriya.*

СПЕКТР ОПТИЧЕСКОГО ПОГЛОЩЕНИЯ КРИСТАЛЛА $Y_3Al_5O_{12}$ И ЕГО КОЛИЧЕСТВЕННЫЙ АНАЛИЗ

Аннотация. *Оптическая плотность иттрий-алюминиевого граната $Y_3Al_5O_{12}$ экспериментально исследована в диапазоне 200–1100 нм с помощью спектрофотометра EMC-30PC-UV. В спектре наблюдались высокая оптическая плотность в ультрафиолетовой области и её резкое снижение в интервале 300–400 нм. При 300 и 400 нм значения составили 3.232 и 2.500 соответственно, а разность — 0.732. Выше 400 нм оптическая плотность медленно уменьшается; на большей части видимого и ближнего инфракрасного диапазонов отчётливые узкие полосы поглощения не наблюдались. Около 580–600 нм отмечена слабая локальная модуляция. Поскольку концентрации примесей, дефекты и история обработки образца не были независимо определены, особенности спектра не отнесены к конкретным микроскопическим центрам.*

Ключевые слова: *иттрий-алюминиевый гранат, оптическая плотность, спектральная зависимость, оптическое поглощение, коэффициент пропускания, ультрафиолетовая область, видимая область, ближняя инфракрасная область, спектрофотометрия.*

OPTICAL ABSORPTION SPECTRUM OF A $Y_3Al_5O_{12}$ CRYSTAL AND ITS QUANTITATIVE ANALYSIS

Abstract. *The optical density of yttrium aluminium garnet $Y_3Al_5O_{12}$ was measured over 200–1100 nm using an EMC-30PC-UV spectrophotometer. High ultraviolet optical density decreased sharply between 300 and 400 nm, from 3.232 to 2.500, giving a difference of 0.732. Above 400 nm, optical density decreases gradually; no distinct narrow absorption bands were observed across most of the visible and near-infrared regions. Weak local modulation was recorded around 580–600 nm. Since impurity concentrations, defects and sample processing history were not independently established, the observed spectral features were not attributed to specific microscopic centres.*

Keywords: *yttrium aluminium garnet, optical density, spectral dependence, optical absorption, transmittance, ultraviolet region, visible region, near-infrared region, spectrophotometry.*

Kirish. Ittriy-alyuminiy granati $Y_3Al_5O_{12}$ (YAG) ning keng spektral diapazondagi optik shaffofligi va kristall panjarasiga optik faol kirishma ionlarini kiritish imkoniyati undan qattiq jismli lazerlar, lyuminessent hamda ssintillyatsion materiallar uchun matritsa sifatida foydalanishga asos bo‘ladi [1,2]. Bunday materiallarning spektrini talqin qilishda matritsaga xos optik xossalarni maqsadli kiritilgan ionlar, juda oz miqdordagi begona kirishmalar va tuzilish nuqsonlari hissasidan ajratish muhim. Granatlar xossalarining tarkib va tashqi sharoitlarga sezgirligi nodir yer elementlari temir granatlarida ham kuzatiladi: tarkib, harorat va mexanik sharoitlar domen tuzilishi, magnitlanishning qayta yo‘nalishi va kompensatsiya hodisalariga ta’sir ko‘rsatadi [3–5]. YAG ning optik xossalarini baholashda esa asosiy masala o‘lchangan spektrdagi qaysi belgilar matritsaga, qaysilari qo‘shimcha yutilishga tegishli ekanini aniqlashdir [2,6,7]. Kirishmalarning valentlik holati va elektron nuqsonlarning o‘zgarishi optik zichlikka ta’sir qilishi mumkin [7]. Shu bois spektral belgining kuzatilishi va uning mikroskopik kelib chiqishini aniqlash alohida ilmiy vazifalar sifatida qaralishi lozim.

Ushbu ishning maqsadi $Y_3Al_5O_{12}$ namunasining 190–1100 nm diapazondagi optik zichligini o‘rganish va spektral o‘zgarishlarning miqdoriy mazmunini ochib berishdan iborat. Tahlilda yuqori optik zichlikli ultrabinafsha soha, 300–400 nm oralig‘idagi keskin kamayish hamda uzunroq to‘lqinlardagi silliq bog‘lanish va kuchsiz lokal xususiyatlar o‘zaro taqqoslanadi. Optik zichlik qiymatlari va o‘tkazish koeffitsiyenti orasidagi bog‘lanish nurlanish susayishining to‘lqin uzunligi bilan qanday o‘zgarishini baholashga xizmat qiladi. Tarkib va nuqsonlar mustaqil aniqlanmaganligi sababli muayyan yutilish markazlari belgilanmaydi. Asosiy e’tibor tajribaviy qonuniyatlarni ajratish va ularni YAG uchun adabiyotlarda qayd etilgan xususiyatlar bilan taqqoslashga qaratiladi.

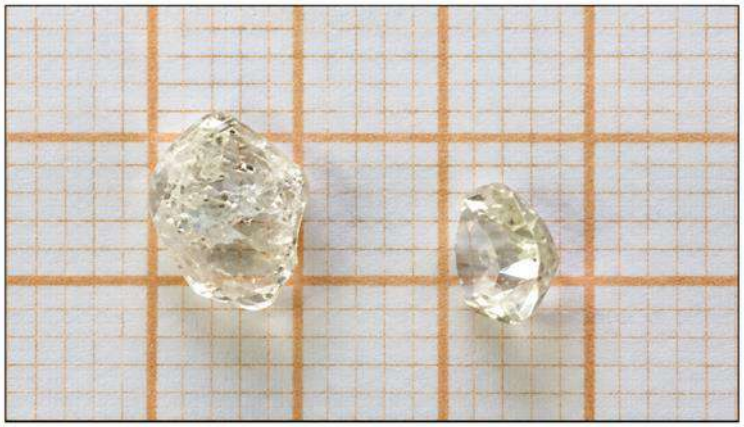
Mavzuga doir adabiyotlar tahlili. Legirlanmagan YAG ning optik yutilishi keng spektral va dinamik diapazonda o‘rganilgan. Innocenzi va hammualliflar Choxralskiy usulida o‘stirilgan, legirlanmagan YAG da xona haroratida o‘lchashlar o‘tkazib, taxminan 4.8 va 5.6 eV da ultrabinafsha yutilishga xos belgilarni qayd etganlar; ular mos ravishda taxminan 258 va 221 nm to‘lqin uzunliklariga to‘g‘ri keladi [6]. Bu belgilar, hech bo‘lmaganda qisman, juda oz miqdordagi kirishmalar bilan bog‘langan; kalorimetrik o‘lchashlar esa spektrning qizil va yaqin infraqizil sohasida yutilish koeffitsiyenti taxminan 1.5×10^{-3} cm^{-1} deb baholash imkonini bergan [6]. Keyinchalik Hrabovský va hammualliflar nominal jihatdan toza YAG monokristallarini 200–1700 nm keng to‘lqin uzunliklari diapazonida spektroskopik ellipsometriya va o‘tkazish koeffitsiyentini o‘lchash orqali tavsiflaganlar. Bunda optik doimiylarning to‘lqin uzunligiga bog‘liqligi aniqlanib, YAG ning tajribaviy tavsifi ultrabinafsha soha tomon kengaytirilgan [2].

Matritsa kristall panjarasining xususiy optik xossalaridan tashqari, granat materiallarida o‘lchangan yutilishga kimyoviy tarkib, kirishmalar, nuqtaviy nuqsonlar, o‘stirish sharoitlari, termik ishlov va avvalgi nurlantirishlar sezilarli ta’sir ko‘rsatishi mumkin [7,8]. Varney va hammualliflar o‘stirishdan keyingi tavlash va ultrabinafsha nurlar bilan nurlantirish legirlanmagan hamda nodir yer elementlari bilan legirlangan YAG ning optik xossalarini o‘zgartirishi mumkinligini ko‘rsatganlar [7]. Xususan, havoda tavlashdan keyin legirlanmagan YAG da 256 nm yaqinida yutilishga xos belgi kuzatilgan va u Fe kirishmalari hamda kislorod ionlari bilan bog‘langan [7]. Shuningdek, ultrabinafsha nurlar bilan nurlantirish kirishmalarning valentlik holatlarini o‘zgartirishi va elektron nuqsonlarni hosil qilishi, buning natijasida optik zichlik o‘zgarishi ko‘rsatilgan [7]. Avvalgi optik va elektron paramagnit rezonans tadqiqotlarida YAG da F^+ va F markazlari bilan birga Fe^{3+}/Fe^{2+} kirishma holatlari aniqlangan. Bu esa uning optik xossalari nuqson va kirishma holatlariga sezgirligini yana bir bor ko‘rsatadi [8]. Granatlarning optik spektrlari tarkibga sezgirligi nodir yer elementlari temir granatlarida ham namoyon bo‘ladi; masalan, yaqinda $Dy_3Fe_5O_{12}$ da o‘tkazilgan o‘lchashlarda mos ravishda Fe–O ostpanjarasi va lokallashgan Dy^{3+} holatlari bilan bog‘liq bo‘lgan alohida ultrabinafsha–ko‘rinadigan hamda yaqin infraqizil spektral sohalar aniqlangan [9].

Nuqsonlar hosil bo‘lishining ta’siri, ayniqsa, nurlantirish natijasida yuzaga keladigan optik yutilishda yaqqol ko‘rinadi. Izerrouken va hammualliflar tez og‘ir ionlar hamda neytronlar bilan nurlantirilgan $Y_3Al_5O_{12}$ monokristallarida markazlari taxminan 250, 300 va 380 nm da joylashgan qo‘shimcha yutilish polosalarini qayd etganlar [10]. Tez og‘ir ionlar ta’siriga uchragan, nominal jihatdan legirlanmagan YAG da keyinchalik o‘tkazilgan o‘lchashlarda taxminan 200–600 nm oralig‘ini qamrab olgan kuchli qo‘shimcha yutilish aniqlangan va u nurlantirish ta’sirida hosil bo‘lgan bir nechta markaz bilan bog‘liq bo‘lishi mumkinligi taxmin qilingan [11]. Bu natijalar birgalikda YAG dagi kuchsiz yoki keng yutilish xususiyatlarini muayyan mikroskopik markazga bog‘lashda ehtiyotkorlik zarurligini ko‘rsatadi. Bu, ayniqsa, kirishmalar miqdori, nuqsonlar miqdori va namunaga ishlov berish haqida mustaqil ma’lumotlar bo‘lmaganda muhimdir [7,8,10,11].

Tadqiqot obyekti va qo‘llanilgan metodlar. Tadqiq etilgan material ittriy-alyuminiy granati $Y_3Al_5O_{12}$ (YAG) edi. Namuna tashqi ko‘rinishidan shaffof va rangsiz bo‘lib, nomuntazam shaklga ega edi.

Tadqiq etilgan namunaning fotosurati 1-rasmda keltirilgan. Ushbu tadqiqotda namunaning kristallografik yo‘nalishi, o‘stirish sharoitlari va nuqsonlar/kirishmalar tarkibi mustaqil ravishda aniqlanmadi.



1-rasm. Tadqiq etilgan $Y_3Al_5O_{12}$ namunasining fotosurati

Optik zichlik spektri EMC-30PC-UV spektrofotometri yordamida 200–1100 nm to‘lqin uzunliklari diapazonida qayd etildi. Spektral ma’lumotlar 1 nm oraliq bilan olindi va optik zichlik (OD) ko‘rinishida qayd qilindi. Shu sababli butun tahlil davomida optik zichlik bevosita o‘lchangan kattalik sifatida saqlandi.

Optik zichlik tushayotgan yorug‘lik intensivligi $I_0(\lambda)$ ning namunadan o‘tgan yorug‘lik intensivligi $I(\lambda)$ ga nisbatining logarifmi orqali aniqlanadi:

$$OD(\lambda) = log_{10}\left[\frac{I_0(\lambda)}{I(\lambda)}\right]. \quad (1)$$

Shunga teng kuchli ifoda sifatida, spektral o‘tkazish koeffitsiyenti $T(\lambda) = I(\lambda)/I_0(\lambda)$ dan foydalanib, optik zichlikni quyidagicha yozish mumkin:

$$OD(\lambda) = -log_{10}T(\lambda), \quad (2)$$

bundan esa

$$T(\lambda) = 10^{-OD(\lambda)}. \quad (3)$$

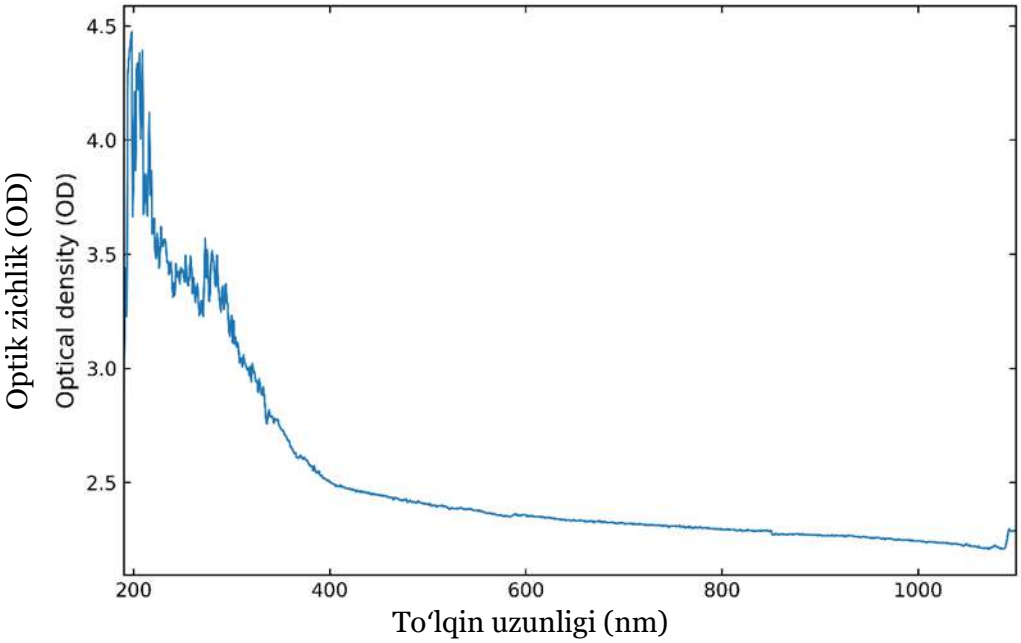
(1)–(3) munosabatlar optik zichlikning logarifmik mazmunini ochib beradi: OD ning kamayishi namunadan o‘tgan nurlanish ulushining ortishiga mos keladi. Shu bog‘lanish asosida hisoblangan o‘tkazish koeffitsiyentlari mavjud spektrning miqdoriy talqini bo‘lib, alohida o‘lchash natijasi hisoblanmaydi. Spektr normallash va sonli silliqlash qo‘llanmasdan, dastlabki ko‘rinishida tahlil qilindi. Optik zichlik yutilish koeffitsiyentiga aylantirilmadi; optik taqiqlangan zona kengligi ham model asosida aniqlanmadi.

Natijalar va ularning muhokamasi. Tadqiq etilgan $Y_3Al_5O_{12}$ namunasining 200–1100 nm to‘lqin uzunliklari oralig‘ida qayd etilgan optik zichlik spektri 2-rasmda keltirilgan. Spektrda to‘lqin uzunligiga yaqqol bog‘liqlik kuzatiladi. Optik zichlikning eng katta qiymatlari ultrabinafsha sohada kuzatiladi, undan keyin ko‘rinadigan sohaga tomon sezilarli kamayish va uzunroq to‘lqinlarda ancha kuchsiz o‘zgarish qayd etiladi. Spektrning umumiy o‘zgarishini uchta asosiy sohaga ajratish mumkin: to‘lqin uzunligi taxminan 300 nm dan kichik bo‘lgan, optik zichligi yuqori ultrabinafsha soha; 300 va 400 nm orasidagi yaqqol o‘tish sohasi; 400 nm dan yuqoridagi nisbatan silliq ko‘rinadigan–yaqin infraqizil soha.

Taxminan 300 nm dan kichik to‘lqin uzunliklarida spektr yuqori optik zichlik va nuqtadan nuqtaga sezilarli fluktuatsiyalar bilan tavsiflanadi; ular o‘lchashning quyi chegarasiga yaqinlashganda yaqqolroq namoyon bo‘ladi. (3) ifodaga muvofiq, katta OD qiymati namunadan o‘tgan nurlanishning kichik ulushiga mos keladi. Biroq bu bog‘lanishning o‘zi fluktuatsiyalarning sababini belgilamaydi. Shuning uchun ushbu sohada nurlanishning kuchli susayishi haqidagi umumiy xulosani alohida yutilish polosalari aniqlangani haqidagi xulosadan farqlash zarur. To‘lqin uzunligi ortishi bilan spektr silliqlashadi, ammo qisqa to‘lqinli qismdagi ayrim o‘zgarishlarni mustaqil polosalar sifatida ajratish uchun mavjud ma’lumot yetarli emas.

Mazkur spektrda kuzatilgan ultrabinafsha sohadagi yaqqol spektral o‘zgarish qisqa to‘lqinli sohada legirlanmagan va nominal jihatdan toza YAG uchun ilgari qayd etilgan to‘lqin uzunligiga kuchli bog‘liqlikka sifat jihatidan mos keladi [2,6,7]. Innocenzi va hammualliflar Choxralskiy usulida o‘stirilgan, legirlanmagan YAG da taxminan 4.8 va 5.6 eV energiyalarda (mos ravishda taxminan 258 va 221 nm to‘lqin uzunliklarida) ultrabinafsha yutilish xususiyatlarini aniqlaganlar hamda juda oz miqdordagi kirishmalar kuzatilayotgan ultrabinafsha yutilishga hissa qo‘shishi mumkinligini ko‘rsatganlar [6]. Keyinchalik Hrabovsky va hammualliflar nominal jihatdan toza YAG ni 193 nm gacha tadqiq etib, uning optik xossalari ultrabinafsha spektral sohaga tomon yaqqol o‘zgarishini ko‘rsatganlar [2]. Varney va hammualliflar, shuningdek, havoda tavlangandan keyin legirlanmagan YAG da 256 nm yaqinida yutilish xususiyati yuzaga kelishi mumkinligini

ko‘rsatib, bu yutilishni Fe kirishmalari va kislorod ionlari bilan bog‘laganlar [7]. Adabiyotlardagi ushbu ma’lumotlar YAG ning ultrabinafsha sohadagi spektral xususiyatlari matritsaning optik xossalariga ham, kirishmalar yoki nuqsonlar bilan bog‘liq hissalarga ham sezgir ekanligini ko‘rsatadi. Biroq mazkur namunadagi kirishmalar miqdori yoki nuqsonlar miqdori mustaqil ravishda tavsiflanmaganligi sababli, 300 nm dan pastda kuzatilgan spektral o‘zgarishlarni ushbu aniq mexanizmlarning birortasiga ham bog‘lab bo‘lmaydi.



2-rasm. $Y_3Al_5O_{12}$ namunasining 200–1100 nm to‘lqin uzunliklari oralig‘ida qayd etilgan optik zichlik spektri

Eng aniq ajralib turadigan spektral o‘zgarish 300 va 400 nm oralig‘ida yuz beradi. Optik zichlik 300 nm da OD = 3.232 dan 350 nm da OD = 2.737 gacha va 400 nm da OD = 2.500 gacha kamayadi. Demak, ushbu oraliqdagi umumiy kamayish quyidagicha:

$$\Delta OD_{300-400} = OD(300) - OD(400) = 3.232 - 2.500 = 0.732. \quad (4)$$

300–400 nm oralig‘idagi kamayish bir tekis kechmaydi. Keltirilgan qiymatlardan hisoblanganda, 300–350 nm da OD 0.495 ga, 350–400 nm da esa 0.237 ga kamayadi. Oraliqlar teng bo‘lganligi uchun birinchi oraliqdagi o‘rtacha kamayish sur’ati ikkinchisidagidan taxminan 2.1 marta katta. Demak, bu nuqtalar to‘lqin uzunligi ortishi bilan keskin pasayishning silliqroq bog‘lanishga o‘tishini miqdoriy ifodalaydi. (3) ifoda bo‘yicha OD ning jami 0.732 ga kamayishi o‘tkazish koeffitsiyentining taxminan 5.4 marta ortishiga mos keladi. Bu hisoblar yangi yutilish mexanizmini aniqlamaydi va 300–400 nm oralig‘ini fundamental yutilish chegarasi deb belgilashga asos bermaydi. Namuna qalinligi va mustaqil aniqlangan yutilish koeffitsiyenti mavjud emasligi sababli bu o‘tishdan optik taqiqlangan zona kengligi chiqarilmaydi; Tauc usuli qo‘llanmaydi.

400 nm dan yuqorida optik zichlikning pasayishi sustlashadi: OD 500 nm da taxminan 2.406, 700 nm da 2.322, 900 nm da 2.270 va 1000 nm da 2.244 ni tashkil etadi. 400–1050 nm oralig‘idagi silliq bog‘lanish ultrabinafsha qismdagi keskin o‘zgarishdan shu jihati bilan farqlanadi. (3) ifoda asosida 500 va 1000 nm uchun hisoblangan yorug‘lik o‘tkazish ulushlari mos ravishda taxminan 0.393% va 0.570% ga teng. Demak, silliq spektr o‘tkazish koeffitsiyentining katta qiymatini emas, uning to‘lqin uzunligi bo‘yicha nisbatan sust o‘zgarishini tavsiflaydi. Ko‘rinadigan va yaqin infraqizil sohaning katta qismida yaqqol tor yutilish polosalari ajralmagan; bu kuzatuvni namunada kirishma yoki nuqson markazlari yo‘qligining dalili deb qabul qilib bo‘lmaydi.

Taxminan 580–600 nm dagi kuchsiz lokal modulyatsiya spektrning sekin o‘zgaruvchi fonidan kichik og‘ish sifatida namoyon bo‘ladi. Uning kattaligi ultrabinafsha sohadagi umumiy OD o‘zgarishidan ancha kichik; shu sababli u spektrning asosiy o‘zgarish yo‘nalishini belgilamaydi. Bu yerda lokal xususiyatning kuzatilganini qayd etish bilan uning tabiatini aniqlashni farqlash lozim. Namunaning kimyoviy tozaligi, nuqsonlar miqdori va avvalgi ishlovi haqida mustaqil ma’lumot bo‘lmagani uchun bu og‘ishni muayyan ionga tegishli yutilish polosasi yoki aniq nuqson markazining belgisi deb talqin qilish asosli emas.

Namunaga ishlov berishning muayyan sharoitlarida YAG dagi nuqsonlar bilan bog‘liq optik yutilish ultrabinafsha sohaning qisqa to‘lqinli qismidan tashqariga ham yoyilishi ko‘rsatilgan. Optik va elektron paramagnit rezonans tadqiqotlarida YAG dagi Fe bilan bog‘liq kirishma holatlari va F turidagi markazlar aniqlangan [7,8], nurlantirish tajribalarida esa nuqsonlarning hosil bo‘lishi keng ultrabinafsha–ko‘rinadigan spektral oraliqlarni qamrab oluvchi qo‘shimcha yutilishni yuzaga keltirishi mumkinligi ko‘rsatilgan [10,11]. Izerrouken va hammualliflar markazlari taxminan 250, 300 va 380 nm da joylashgan, nurlantirish natijasida yuzaga kelgan yutilish polosalarini kuzatganlar [10], Pankratova va hammualliflar esa tez og‘ir ionlar bilan nurlantirilgan, nominal jihatdan legirlanmagan YAG da taxminan 200 dan 600 nm gacha yoyilgan kuchli induksiyalangan yutilish haqida xabar berganlar [11]. Ushbu kuzatuvlar YAG ning ko‘rinadigan sohasida kuchsiz spektral tuzilmalar paydo bo‘lishi mumkinligini umumiy jihatdan tushunishga asos beradi; biroq ular mazkur namunada kuzatilgan ~580–600 nm modulyatsiyaning mikroskopik kelib chiqishini belgilab bermaydi. Shu sababli bu xususiyat faqat tajribada kuzatilgan spektral o‘zgarish sifatida qoldiriladi.

Uzunroq to‘lqinlarda optik zichlik yaqin infraqizil sohaning katta qismi davomida asta-sekin kamayishda davom etadi. Taxminan 1050 nm gacha ultrabinafsha sohadagi yutilish bilan kattalik jihatidan qiyoslanadigan aniq tor yutilish xususiyati kuzatilmaydi. Biroq spektrning silliqligi kichik mutlaq yutilishning mustaqil dalili emas. Optik zichlikdan hajmiy yutilishni aniqlashda namuna qalinligi bilan birga yorug‘likning sirtlardan qaytishi va sochilishining o‘lchangan signalga mumkin bo‘lgan ta’sirini ham hisobga olish zarur. Shu sababli namuna qalinligi noma’lum bo‘lgan ushbu natijalarni [6] manbadagi yutilish koeffitsiyentlari bilan bevosita miqdoriy taqqoslash o‘rinli emas. Masalan, Innocenzi va hammualliflar optik sifatli, legirlanmagan YAG ning qizil va yaqin infraqizil sohasida kalorimetrik usulda aniqlangan yutilish koeffitsiyenti taxminan 1.5×10^{-3} cm^{-1} ekanligini qayd etganlar [6].

O‘lchangan oraliqning yuqori chegarasi yaqinida spektrda sayoz minimum kuzatiladi, undan keyin esa 1100 nm tomon optik zichlik ortadi. O‘zgarish yo‘nalishining bunday almashishi faqat o‘lchash oralig‘ining oxirgi qismida yuz berganligi sababli, u $Y_3Al_5O_{12}$ ning yaqin infraqizil sohasidagi xususiy yutilish xususiyati uchun yetarli dalil deb hisoblanmaydi. Shunga ko‘ra, taxminan 1050 va 1100 nm oralig‘ida kuzatilgan spektral o‘zgarish muayyan fizik sabab bilan bog‘lanmaydi.

Tajribada olingan optik zichlik spektridan aniqlangan asosiy spektral xususiyatlar 1-jadvalda umumlashtirilgan.

1-jadval. $Y_3Al_5O_{12}$ namunasi optik zichlik spektrining asosiy spektral xususiyatlari

Spektral oraliq	Tajribada kuzatilgan holat	Talqin
200–300 nm	Yaqqol spektral o‘zgarishlarga ega yuqori optik zichlik, ayniqsa, ultrabinafsha sohaning qisqa to‘lqinli qismida	Spektral tuzilishga ega ultrabinafsha soha; qisqa to‘lqinlar sohasidagi fluktuatsiyalar kuchayganligi sababli alohida yutilish polosalari belgilanmaydi
300–400 nm	OD 300 nm da 3.232 dan 400 nm da 2.500 gacha kamayadi; $\Delta OD = 0.732$	Tajribada kuzatilgan eng yaqqol muntazam spektral o‘zgarish
400–1050 nm	Yaqqol tor yutilish polosalarisiz OD ning asta-sekin kamayishi	Ko‘rinadigan–yaqin infraqizil sohadagi nisbatan silliq spektral bog‘lanish
~580–600 nm	Ko‘rinadigan sohadagi silliq bog‘lanish ustiga qo‘shilgan kuchsiz lokal modulyatsiya	Tajribada ajratib kuzatiladigan kuchsiz xususiyat; muayyan kirishma yoki nuqsonga bog‘lanmaydi
1050–1100 nm	Sayoz minimum va undan keyin o‘lchashning yuqori chegarasiga tomon OD ning ortishi	Spektrning oxirgi qismidagi o‘zgarish; xususiy yutilish xususiyati sifatida talqin qilinmaydi

Spektrni bir butun sifatida tahlil qilish ikki jihatni ajratishga imkon beradi: optik zichlikning umumiy kamayishi va shu bog‘lanish fonidagi kuchsiz lokal o‘zgarishlar. Asosiy miqdoriy natija 300–400 nm oralig‘idagi 0.732 birlik kamayish bo‘lib, 350 nm dagi oraliq qiymat bu sohaning ikki yarmida o‘rtacha pasayish sur’ati turlicha ekanini ko‘rsatadi. Uzunroq to‘lqinlardagi xususiyatlar esa umumiy susayish fonini kamroq o‘zgartiradi. Adabiyotlarda kirishmalar, nuqsonlar, termik ishlov va nurlantirishning YAG yutilishiga ta’siri qayd etilgan [6–8,10,11], ammo bu holatlarning mazkur namunadagi hissasi aniqlanmagan. Shuning uchun spektral o‘xshashlik mikroskopik markazlar bir xil ekanini tasdiqlamaydi; bunday xulosa tarkib va nuqsonlarga sezgir mustaqil o‘lchashlarni talab etadi.

Xulosa. $Y_3Al_5O_{12}$ namunasining 200–1100 nm oralig‘idagi optik zichlik spektri nurlanish susayishining to‘lqin uzunligiga sezilarli bog‘liqligini ko‘rsatdi. Asosiy o‘zgarish 300–400 nm da kuzatilib, OD 3.232 dan 2.500 gacha kamaydi ($\Delta OD = 0.732$). Teng oraliqlardagi qiymatlarni taqqoslash pasayishning

300–350 nm da 350–400 nm ga nisbatan keskinroq ekanini, (3) ifoda esa jami kamayish o‘tkazish koeffitsiyentining taxminan 5.4 marta ortishiga mos kelishini ko‘rsatadi. 400 nm dan yuqorida OD asta-sekin kamayadi va ko‘rinadigan–yaqin infraqizil sohaning katta qismida yaqqol tor yutilish polosalari ajralmaydi. 580–600 nm dagi kuchsiz modulyatsiya hamda 1050–1100 nm dagi oxirgi spektral o‘zgarish muayyan markaz yoki xususiy yutilish mexanizmining dalili sifatida talqin qilinmaydi.

Olingan natijalar YAG namunasida nurlanish susayishining spektral qonuniyatlarini miqdoriy tavsiflaydi. Bunda optik zichlikning mutlaq qiymati, uning to‘lqin uzunligiga bog‘liqligi va hajmiy yutilish koeffitsiyenti bir-biriga tenglashtirilmaydi. Namuna qalinligi, kirishmalar va nuqsonlar tarkibi hamda ishlov berish tarixi haqida mustaqil ma’lumot yetishmasligi mikroskopik talqinni cheklaydi. Muayyan yutilish markazlarini aniqlash uchun tarkib tahlili va nuqsonlarga sezgir spektroskopik tadqiqotlar talab etiladi. Shu doirada mazkur ishning fizik natijasi alohida markazni aniqlash emas, balki ultrabinafsha sohadagi kuchli spektral o‘zgarishdan uzun to‘lqinlardagi silliq bog‘lanishga o‘tishni tajriba qiymatlari bilan asoslashdir.

Minnatdorlik. Mualliflar professor Davron Djurayevga tajriba natijalarini talqin qilish yuzasidan qimmatli ilmiy maslahatlari va foydali muhokamalari uchun minnatdorlik bildiradilar.

ADABIYOTLAR:

1. Geusic J. E., Marcos H. M., Van Uitert L. G. Nd bilan legirlangan ittriy-alyuminiy, ittriy-galliy va gadoliniy granatlarida lazer generatsiyasi // Applied Physics Letters. – 1964. – Vol. 4, № 10. – P. 182–184. – DOI: 10.1063/1.1753928.

2. Hrabovsky J., Kucera M., Paloušová L., Bi L., Veis M. $Y_3Al_5O_{12}$ va $Lu_3Al_5O_{12}$ monokristallarining optik tavsifi // Optical Materials Express. – 2021. – Vol. 11, № 4. – P. 1218–1223. – DOI: 10.1364/OME.417670.

3. Sokolov B. Yu., Sharipov M. Z. $Tb_3Fe_5O_{12}$ granat ferritining magnit kompensatsiya nuqtasi yaqinidagi texnik magnitlanishi // Technical Physics. – 2013. – Vol. 58, № 9. – P. 1274–1279. – DOI: 10.1134/S1063784213090259.

4. Sokolov B. Yu., Sharipov M. Z. Ikki o‘qli mexanik kuchlanishning golmiy-ittriy granat ferriti domen tuzilishiga ta’siri // Russian Physics Journal. – 2014. – Vol. 57, № 8. – P. 1001–1007. – DOI: 10.1007/s11182-014-0337-0.

5. Niyazov L. N., Sokolov B. Yu., Sharipov M. Z. $Tb_{0.2}Y_{2.8}Fe_5O_{12}$ temir granatining monokristall yupqa plastinkasida magnit momentining spontan qayta yo‘nalish xususiyatlari // Physics of the Solid State. – 2012. – Vol. 54, № 9. – P. 1806–1812. – DOI: 10.1134/S106378341209020X.

6. Innocenzi M. E., Swimm R. T., Bass M., French R. H., Kokta M. R. Legirlanmagan ittriy-alyuminiy granatida optik yutilish // Journal of Applied Physics. – 1990. – Vol. 68, № 3. – P. 1200–1204. – DOI: 10.1063/1.346717.

7. Varney C. R., MacKay D. T., Reda S. M., Selim F. A. Legirlanmagan va nodir yer elementlari bilan legirlangan ittriy-alyuminiy granati monokristallarining optik xossalari haqida // Journal of Physics D: Applied Physics. – 2012. – Vol. 45, № 1. – Art. 015103. – DOI: 10.1088/0022-3727/45/1/015103.

8. Akhmadullin I. Sh., Migachev S. A., Mironov S. P. $Y_3Al_5O_{12}$ kristallarida termik va yorug‘lik ta’sirida hosil bo‘ladigan nuqsonlar // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms. – 1992. – Vol. 65, № 1–4. – P. 270–274. – DOI: 10.1016/0168-583X(92)95047-U.

9. Sharipov M. Z., Hayitov D. E., Fayziev Sh. Sh., Ahadov A. A., Dzhuraev D. R. $Dy_3Fe_5O_{12}$ monokristallarining optik yutilishi, Raman spektroskopiyasi va sirt morfologiyasi // Physics Open. – 2026. – Vol. 27. – Art. 100420. – DOI: 10.1016/j.physo.2026.100420.

10. Izerrouken M., Meftah A., Guerbous L., Nekkab M. Tez og‘ir ionlar va reaktor neytronlari ta’sirida $Y_3Al_5O_{12}$ monokristallarida hosil bo‘ladigan rang markazlari // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms. – 2007. – Vol. 256, № 1. – P. 266–271. – DOI: 10.1016/j.nimb.2006.12.014.

11. Pankratova V., Butikova J., Kotlov A., Popov A. I., Pankratov V. Tez og‘ir ionlar bilan nurlantirishning $Y_3Al_5O_{12}$ monokristallarining optik va lyuminessent xossalariga ta’siri // Optical Materials: X. – 2024. – Vol. 23. – Art. 100341. – DOI: 10.1016/j.omx.2024.100341.

UO‘K 621.315.592; 537.322

GAMMA NURLANISH TA’SIRIDA POLIMER TAGLIKDAGI $Bi_{0,5}Sb_{1,5}Te_3$ YUPQA PARDALARIDA ZEEBEK KOEFFITSIYENTINING HARORATGA BOG‘LIQLIGI

Omonov Bunyodjon Ulug‘bek o‘g‘li,
Farg‘ona davlat universiteti doktoranti,
Farg‘ona, O‘zbekiston
omonovbunyodjon.1994@gmail.com

Annotatsiya. *Polietilentereftalat taglikdagi moslashuvchan $Bi_{0,5}Sb_{1,5}Te_3$ pardasi ^{60}Co gamma nurlari bilan 7,2; 36 va 72 kGy kumulyativ dozalargacha nurlantirildi va har bir bosqichdan keyin Zeebek koeffitsiyenti 15–65 K oralig‘idagi o‘n bitta harorat farqida o‘lchandi. Nurlantirishdan oldin koeffitsiyent harorat farqi bilan 0,380 ± 0,017 $\mu V/K^2$ qiyalikda ortadi, 72 kGy dan keyin esa 20–50 K oralig‘ida bu qiyalik noldan farq qilmaydi (taxminan 10σ o‘zgarish). O‘rtacha koeffitsiyent 137,4 dan 160,7 μV/K gacha monoton ortdi, qarshilik 7,2 kGy da 56 marta oshib, 72 kGy da 8 martagacha tiklandi. Qiyalikning yo‘qolishi radiatsion nuqsonlar Fermi sathini mahkamlashi bilan izohlanadi.*

Kalit so‘zlar: *gamma nurlanish, vismut-surma tellurid, yupqa parda, Zeebek koeffitsiyenti, Fermi sathini mahkamlash, haroratga bog‘liqlik, moslashuvchan termoelektrik, solishtirma qarshilik, radiatsion nuqsonlar, dozimetriya.*

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ КОЭФФИЦИЕНТА ЗЕЕБЕКА В ТОНКИХ ПЛЁНКАХ $Bi_{0,5}Sb_{1,5}Te_3$ НА ПОЛИМЕРНОЙ ПОДЛОЖКЕ ПРИ ГАММА-ОБЛУЧЕНИИ

Аннотация. *Гибкая плёнка $Bi_{0,5}Sb_{1,5}Te_3$ на подложке из полиэтилентерефталата облучалась γ-квантами ^{60}Co до накопленных доз 7,2; 36 и 72 кГр; после каждого этапа коэффициент Зеебека измерялся при одиннадцати значениях разности температур в интервале 15–65 К. До облучения коэффициент растёт с разностью температур с наклоном 0,380 ± 0,017 мкВ/$К^2$, а после 72 кГр в интервале 20–50 К наклон неотличим от нуля (изменение около 10σ). Средний коэффициент монотонно вырос со 137,4 до 160,7 мкВ/К, сопротивление при 7,2 кГр возросло в 56 раз и при 72 кГр восстановилось до восьмикратного. Исчезновение наклона объясняется закреплением уровня Ферми радиационными дефектами.*

Ключевые слова: *гамма-облучение, теллурид висмута–сурьмы, тонкая плёнка, коэффициент Зеебека, закрепление уровня Ферми, температурная зависимость, гибкий термоэлектрик, удельное сопротивление, радиационные дефекты, дозиметрия.*

TEMPERATURE DEPENDENCE OF THE SEEBECK COEFFICIENT IN $Bi_{0,5}Sb_{1.5}Te_3$ THIN FILMS ON A POLYMER SUBSTRATE UNDER GAMMA IRRADIATION

Abstract. *A flexible $Bi_{0.5}Sb_{1.5}Te_3$ film on a poly(ethylene terephthalate) substrate was irradiated with ^{60}Co gamma rays to cumulative doses of 7.2, 36 and 72 kGy; after each step its Seebeck coefficient was measured at eleven temperature differences between 15 and 65 K. Before irradiation it rises with temperature difference at 0.380 ± 0.017 $\mu V/K^2$; after 72 kGy the slope over 20–50 K is indistinguishable from zero (about 10σ). The mean coefficient grew from 137.4 to 160.7 μV/K; resistance rose 56-fold at 7.2 kGy and recovered to eightfold at 72 kGy. The slope loss is attributed to Fermi-level pinning by radiation defects.*

Key words: *gamma irradiation, bismuth antimony telluride, thin film, Seebeck coefficient, Fermi level pinning, temperature dependence, flexible thermoelectric, resistivity, radiation defects, dosimetry.*

Kirish. Polimer tagliklarga o‘tqazilgan p-turdagi $Bi_{0,5}Sb_{1,5}Te_3$ termoelektrik pardalari egri sirtlarga o‘rnatiladigan generatorlar va issiqlik oqimi datchiklari uchun ishlab chiqilmoqda; bu tarkibli hajmiy materialning 300 K dagi termoelektrik samaradorligi birga yaqin [1]. Taglik sifatida ko‘pincha polietilentereftalat (PET) olinadi: u arzon va egiluvchan, biroq shishasimon o‘tish harorati (~78 °C) parda ishlatiladigan haroratning yuqori chegarasini belgilaydi. Batareyasiz moslashuvchan generator eng ko‘p kerak bo‘ladigan joylar — reaktor germetik qobig‘i ichidagi asboblar, ishlatilgan yadro yoqilg‘isi konteynerlaridagi nazorat qurilmalari, kosmik apparatlardagi datchiklar — pardaning xizmat davomida

ionlashtiruvchi nurlanish dozasi to‘playdigan joylardir. Shu sababli bunday pardaning termoelektrik parametrlari gamma nurlanishida qanday o‘zgarishi amaliy ahamiyatga ega.

Gamma nurlanishi materialga begona atom kiritmasdan uning nuqson tuzilishini o‘zgartiradi va telluridlarning xossalarini boshqarish usuli sifatida o‘rganilmoqda. Mavjud ishlarda Zeebek koeffitsiyenti har bir doza uchun bitta son ko‘rinishida — bitta harorat farqida yoki bitta o‘rtacha haroratda — beriladi. Holbuki Fermi sathi atrofidagi holatlar zichligi haqida koeffitsiyentning o‘zidan ko‘ra uning harorat bo‘yicha hosilasi ko‘proq ma’lumot beradi, va bu hosilaning nurlanish dozasiga bog‘liqligi nurlantirilgan termoelektrik pardalarda hali o‘rganilmagan.

Ishning maqsadi — PET taglikdagi $Bi_{0,5}Sb_{1,5}Te_3$ pardasida Zeebek koeffitsiyentining qiymatini ham, harorat farqi bo‘yicha qiyaligini ham gamma nurlanish dozasiga bog‘liq holda o‘lchash va natijalarni pardaning tuzilishi, tebranish spektri va elektr o‘tkazuvchanligi bilan solishtirish.

Adabiyotlar tahlili. Rasmi va hammualliflari termik bug‘latish usulida olingan n-turdagi Bi_2Te_3 va p-turdagi Sb_2Te_3 pardalarini 10, 20 va 40 kGy gacha gamma nurlari bilan nurlantirib, quvvat koeffitsiyentining maksimumini n-tur uchun 40 kGy da, p-tur uchun 10 kGy da kuzatgan. Mualliflar past va o‘rtacha dozalardagi kristallitlar o‘sishini tuzilma nuqsonlarining kamayishi bilan, Zeebek koeffitsiyentining ortishini esa nuqsonlar ma’lum konsentratsiyaga yetganda Fermi sathining siljishi bilan izohlagan [2]. Shalaby va hammualliflari ^{60}Co bilan nurlantirilgan Bi_2Te_3 nanokompozitlarida kristallit o‘lchami 0–400 kGy oralig‘ida dozaga nomonoton bog‘liq ekanini ko‘rsatgan [3]. Atakulov va Kokanbaev poliimid taglikdagi polikristall n-PbTe pardalarini γ-nurlantirib, $5\cdot10^6$ R dozada kondensatsiya harorati 550 K dan past bo‘lgan pardalarning elektr o‘tkazuvchanligi bir tartibga kamayishini aniqlagan [4]. Polimer taglikdagi har qanday parda uchun bu muhim natija: o‘tqazish harorati taglikning o‘zi bilan cheklanadi, nurlanishga chidamlilik esa shu haroratga bog‘liq bo‘ladi.

Boshqa nurlanish turlarida ham shunga o‘xshash natija kuzatilgan. Ne^{2+} ionlari Bi_2Te_3 va Sb_2Te_3 pardalarining quvvat koeffitsiyentini 10^{15}–$5\cdot10^{15}$ ion/sm^2 flyuensda boshlang‘ich qiymatning 208 va 337% igacha oshirgan [5]. He^+ ionlari Bi_2Te_3 nanosterjenlarida yuqori flyuensda Zeebek koeffitsiyentini kirishma markazlarida sochilish hisobiga oshirgan [6], yupqa pardalarda esa kovaklar konsentratsiyasini ko‘paytirgan, Ar^+ ionlari esa uni kamaytirgan [7]. Energiyasi 0,17 MeV bo‘lgan elektronlar p-turdagi Bi–Sb–Te pardalarida Zeebek koeffitsiyentini 95,4 dan 40,3 μV/K gacha pasaytirgan [8]. Aynan $Bi_{0,5}Sb_{1,5}Te_3$ tarkibli hajmiy p-tur material neytron nurlanishida yaxshilanmagan [9], $In_2(Te,Se)_3$ pardalarida esa 120 MeV li Ni^{9+} ionlari koeffitsiyentni deyarli ikki marta oshirgan [10]. Ta’sirning yo‘nalishi va kattaligi zarracha turi, flyuens va materialga bog‘liq; umumiy qonuniyat shundaki, nuqsonlarning o‘rtacha konsentratsiyasi xossalarni yaxshilaydi, yuqori konsentratsiyasi esa yomonlashtiradi.

Qulay rejimdagi o‘zgarishlar odatda Fermi sathining nuqson holatlariga nisbatan siljishi bilan izohlanadi. Bu mexanizm yaxshi o‘rganilgan: energetik zarrachalar taqiqlangan zonada lokal sathlar hosil qiluvchi elektr faol nuqsonlarni yuzaga keltiradi va ular Fermi sathini ma’lum chegaraviy holatda barqarorlashtiradi, ya’ni mahkamlaydi; nurlantirilgan materialda bu sathning holatini Xoll effekti yoki termo-EYuK o‘lchovlaridan baholash mumkin [11]. Biroq yuqorida keltirilgan ishlarning birortasida Fermi sathi holatini kuzatish uchun termo-EYuK ning harorat bo‘yicha hosilasidan foydalanilmagan.

Tadqiqot obyekti va metodlari. *Namuna.* $Bi_{0,5}Sb_{1,5}Te_3$ pardasi UVN-71 P2 qurilmasida termik vakuum bug‘latish usulida o‘stirildi; o‘tqazish rejimi pardaning tarkibi va tuzilishini bug‘lantirgich harorati, taglik harorati va masofaga bog‘liq holda o‘rgangan alohida ishda tanlangan [12]. Tarkibi 25 mol% Bi_2Te_3 – 75 mol% Sb_2Te_3 bo‘lgan 70 mg zaryad tantal bug‘lantirgichdan $1\cdot10^{-5}$ mm sim. ust. bosimda bug‘latildi (bosim VIT-2 vakuummetri bilan o‘lchandi). Bug‘lantirgich harorati 610 ± 10 °C, 125 μm qalinlikdagi PET taglikning harorati 90 °C, manba bilan taglik orasidagi masofa 70 mm bo‘ldi; bunday sharoitda PET taglik o‘tqazish jarayonida yetarli mexanik barqarorlikni saqlaydi [12]. 8 daqiqada qalinligi 0,790 ± 0,008 μm bo‘lgan parda olindi (interferometrik o‘lchov; o‘tqazish tezligi 1,65 nm/s). Tellur surma va vismutga qaraganda ancha uchuvchan bo‘lgani uchun parda tarkibini tellurning 90 °C dagi taglikka yopishish koeffitsiyenti belgilaydi: ortiqcha tellur qayta bug‘lanadi va parda tarkibi metallar oqimiga mos keladi. Pardaning ikki uchiga to‘suvchi niqob orqali bir-biridan 20 mm masofada 1,5 mm kenglikdagi kumush kontaktlar o‘tqazildi.

Nurlantirish. Namuna ^{60}Co manbasida nurlantirildi: har bir bosqichda ishchi holatga tushirilib, o‘lchov uchun chiqarib olindi. Kumulyativ ekspozitsiyalar 10^6, $5\cdot10^6$ va 10^7 R ni tashkil etdi. Havodagi yutilgan doza $D = 8{,}77\cdot10^{-3}\cdot X$ munosabatidan (X — R da, D — Gy da) 8,8; 43,9 va 87,7 kGy ga teng; birikma va havoning massaviy energiya yutish koeffitsiyentlari nisbatini hisobga olib, pardada yutilgan doza 7,2; 36 va 72 kGy deb olindi va maqolada shu qiymatlar ishlatiladi. Gamma kvantlar energiyasini Kompton elektronlari orqali uzatadi: ularning o‘rtacha energiyasi 0,6 MeV atrofida bo‘lib, panjara atomiga uzatadigan maksimal energiyasi o‘rtacha elektron uchun 9–16 eV, eng tez elektronlar uchun 22–38 eV ni tashkil etadi. Bi, Sb va

Te uchun siljishning chegaraviy energiyalari element holatida baholangan [13], birikma uchun esa ma'lum emas. Bu qiymatlarga nisbatan Kompton elektronlari panjara atomiga uzatadigan energiya atomni o'rnidan siljitish uchun zarur energiyaga yaqin: siljish nuqsonlari kam hosil bo'ladi, yutilgan energiyaning asosiy qismi ionlashuvga sarflanadi. Uchala ekspozitsiya bitta namunada ketma-ket to'plandi; xuddi shunday chiqarish, o'lchash va saqlash siklidan nurlantirilmasdan o'tadigan nazorat namunasi bo'lmagani uchun doza ta'sirini vaqt ta'siridan ajratib bo'lmaydi. Manba faolligi va doza quvvati qayd etilmagan.

Tadqiqot usullari. Har bir ekspozitsiyadan keyin namuna to'rt usulda tekshirildi. Rentgen difraksiyasi PANalytical Empyrean difraktometrida Cu K_α nurlanishida (λ = 0,15406 nm) olindi. Kristallit o'lchami Sherrer formulasidan (shakl koeffitsiyenti 0,94, uchta aks etish bo'yicha o'rtacha) hisoblandi; asbobiy kengayish ayirilmagani uchun bu qiymatlar quyi chegara hisoblanadi. Bazal tekstura $I_{(0015)}/I_{(015)}$ intensivliklar nisbati bilan baholandi. Raman spektrlari Confotec MR350 spektrometrida 785 nm to'lqin uzunligida, 7,5 mW quvvat va 5 s to'plash vaqti bilan 0–250 sm^{-1} oralig'ida qayd etildi; lazer quvvati o'zgartirilmadi. Sirt topografiyasi Shimadzu SPM-9700HT atom-kuch mikroskopida kontakt rejimda, 15 × 15 μm maydonda o'rganildi, g'adir-budurlik ISO 4287 bo'yicha hisoblandi. Elektr qarshiligi kumush kontaktlar orasida ikki zondli sxemada o'lchandi va $L/(b\cdot h) = 1{,}688\cdot 10^7$ m^{-1} geometrik omil yordamida solishtirma qarshilikka o'tkazildi (L — kontaktlar orasidagi masofa, b — parda kengligi, h — qalinligi). Barcha dozalarda bir xil omil ishlatilgani uchun dozalar bo'yicha nisbatlarda u qisqarib ketadi. Xoll o'lchovlari o'tkazilmadi, shuning uchun tashuvchilar konsentratsiyasi va harakatchanligi ma'lum emas.

Termo-EYuK o'lchovi. Kontaktlardan biri qizdirildi, ikkinchisi xona haroratida qoldirildi; harorat farqi differensial xromel–alyumel termojufti bilan o'lchandi. Har bir dozada koeffitsiyent ΔT = 15 dan 65 K gacha 5 K qadam bilan o'n bitta nuqtada aniqlandi va ikki kattalik hisoblandi: butun oraliq bo'yicha o'rtacha qiymat hamda

$$\alpha(\Delta T) = \alpha_0 + \frac{d\alpha}{d\Delta T}\Delta T \qquad (1)$$

bog'lanishning eng kichik kvadratlar usuli bilan topilgan qiyaligi; qiyalik xatoligi sifatida regressiya koeffitsiyentining standart xatosi olindi. Qiyalik pardaning xossasimi yoki o'lchov zanjiridagi qo'shimcha kuchlanishning natijasimi, degan masala alohida tekshirildi. Zanjirda doimiy U_0 kuchlanish bo'lsa, o'lchangan koeffitsiyent

$$\alpha_{o'lch}(\Delta T) = \alpha + \frac{U_0}{\Delta T} \qquad (2)$$

ko'rinishda ΔT ga giperbolik bog'liq bo'ladi va (1) dan moslashtirish sifati bo'yicha farqlanadi. Nurlantirilmagan parda uchun chiziqli (1) model tajriba nuqtalari dispersiyasining 98,2% ini, giperbolik (2) model esa 81,6% ini tushuntiradi. Demak, koeffitsiyentning ΔT bilan ortishi pardaning haqiqiy xossasi bo'lib, uning nurlantirishdan keyin yo'qolishi fizik ma'noga ega.

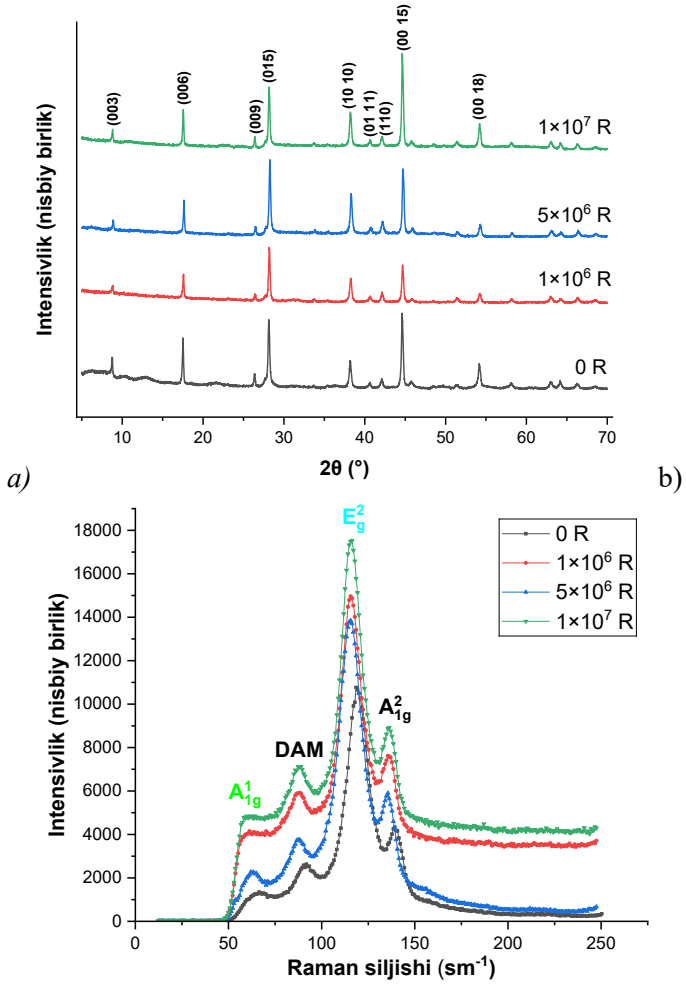
O'lchov xatoligi. Takrorlanuvchanlik chegaralari boshqa siklda o'stirilgan va elektron bilan nurlantirish uchun ajratilgan ikkinchi pardadan baholandi [14]. Ikki nurlantirilmagan parda orasidagi farq 1σ deb olindi: o'rtacha Zeebek koeffitsiyenti uchun 1,9%, solishtirma qarshilik uchun 18,2%, R_a uchun 12,3%, Raman cho'qqilarining holati uchun modaga qarab 0,10–0,91 sm^{-1}. Geometrik omil xatoligi (qalinlikdan kamida 1,0%) barcha mutlaq qiymatlarga bir xil ko'paytuvchi sifatida kiradi va dozalar bo'yicha nisbatlarda qisqaradi. 2σ dan kichik o'zgarishlar natija emas, tendensiya deb qaraladi.

Natijalar va ularning muhokamasi. *Tuzilma va Raman spektrlari.* Barcha difraktogrammalar $Bi_{2-x}Sb_xTe_3$ qattiq eritmasining romboedrik $R\bar{3}m$ tuzilishiga mos keladi; 0–72 kGy oralig'ida yangi aks etishlar paydo bo'lmadi va mavjudlari yo'qolmadi, ikkinchi faza aniqlanmadi (1-rasm, *a*). Raman spektrida to'rtta birinchi tartibli moda — A_{1g}^1 (≈66 sm^{-1}), tartibsizlik bilan faollashgan moda (≈92 sm^{-1}) [15], E_g^2 (≈119 sm^{-1}) va A_{1g}^2 (≈139 sm^{-1}) — barcha dozalarda saqlanadi, amorf fazaga xos keng fon kuzatilmaydi (1-rasm, b). Barcha modalar past to'lqin sonlari tomon siljiydi: 0 dan 72 kGy gacha jami siljish A_{1g}^1 uchun −4,45, tartibsizlik bilan faollashgan moda uchun −4,30, E_g^2 uchun −3,20 va A_{1g}^2 uchun −3,00 sm^{-1} ni tashkil qiladi. Takrorlanuvchanlik tarqoqligiga nisbatan bu dastlabki uchta moda uchun 4,9σ–11σ ga teng; A_{1g}^2 uchun nisbat bundan ham katta, lekin bu modada ikki parda orasidagi farq (0,10 sm^{-1}) ishonchli baho uchun juda kichik. Siljishlar to'liq monoton emas: uchta modada eng katta dozada 0,2–0,7 sm^{-1} ga qaytish bor va u tarqoqlik chegarasida yotadi. Spektrlar 0–250 sm^{-1} oralig'ida olingani uchun oksid fazalarining yuqori chastotali modalari o'lchov sohasidan tashqarida qoladi.

Panjara parametrlari, kristallit o'lchami, tekstura va g'adir-budurlik 1-jadvalda keltirilgan. 72 kGy da *a* parametri 0,4290 dan 0,4282 nm gacha, c parametri 3,042 dan 3,039 nm gacha o'zgaradi (0,27σ va 0,6σ). Kristallit o'lchami 36 → 34,8 → 36,0 → 38,1 nm bo'yicha o'zgarib, oxirgi dozada 5,8% ga katta bo'ladi, bu

±6 nm xatolikning 0,35σ iga teng. R_a 15,008 nm dan 12,198 nm gacha kamayib (−18,7%, 1,61σ), 72 kGy da 14,338 nm ga qaytadi (0,38σ). Bu o‘zgarishlarning hammasi 2σ dan kichik va tendensiya sifatida qaraladi; ularning yo‘nalishi [2, 3] ishlardagi kuzatuvlarga mos, ammo mazkur o‘lchov o‘zicha buni tasdiqlay olmaydi.

Sezilarli o‘zgaradigan yagona tuzilmaviy kattalik — bazal tekstura: $I_{(0015)}/I_{(015)}$ nisbati 1,088 dan 0,729 gacha kamayib, 72 kGy da 1,512 ga (+39%) yetadi. Bu nisbat uchun empirik takrorlanuvchanlik chegarasi aniqlanmagan, chunki ikki nurlantirilmagan pardada u uchta raqamgacha bir xil chiqqan.



1-rasm. Pardaning 0; 10^6; $5\cdot10^6$ va 10^7 R (0; 7,2; 36 va 72 kGy) dozalardan keyingi rentgen difraktogrammalari (*a*; egri chiziqlar vertikal siljitilgan) va Raman spektrlari (b).

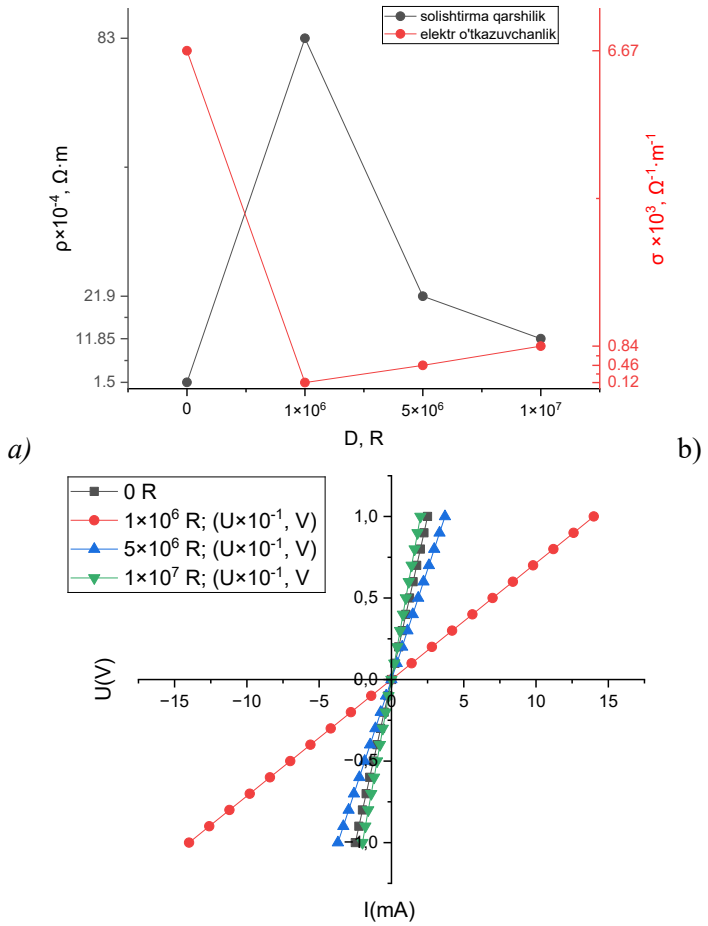
1-jadval.

Tuzilma parametrlari va ularning o‘zgarishlarining o‘lchov xatoligiga nisbati (2σ dan kichik o‘zgarishlar tendensiya sifatida keltirilgan)

Parametr	0 kGy	7,2 kGy	36 kGy	72 kGy	Xatolik	Ahamiyat
a, nm	0,4290	0,4286	0,4279	0,4282	± 0,003	0,27σ
c, nm	3,042	3,036	3,030	3,039	± 0,005	0,6σ
Kristallit o‘lchami, nm	36	34,8	36,0	38,1	± 6	0,35σ
$I_{(0015)}/I_{(015)}$	1,088	0,729	0,894	1,512	sanoq statistikasi	—
R_a, nm	15,008	12,198	12,254	14,338	12,3%	0,38σ

Solishtirma qarshilik. Qarshilik birinchi dozadayoq keskin ortadi, so‘ngra qisman tiklanadi, ammo boshlang‘ich qiymatga qaytmaydi: 2,50; 140; 37,0 va 20,0 kΩ, ya’ni 7,2; 36 va 72 kGy da boshlang‘ichdan mos ravishda 56,0; 14,8 va 8,00 marta katta (2-jadval). Bular qarshiliklar nisbati bo‘lgani uchun geometrik xatolikka bog‘liq emas. 7,2 kGy dagi o‘zgarish 18,2% takrorlanuvchanlik chegarasiga nisbatan logarifmik shkalada 24σ ni tashkil qiladi. ρ(D) bog‘lanishining shakli muhim: 0 dan 10^6 R gacha u bir qiymatli va tik,

10^6 R dan keyin esa teskari yo‘nalishga o‘tadi (2-rasm, *a*). Volt-amper xarakteristikalari barcha dozalarda chiziqli va koordinata boshidan o‘tadi (2-rasm, b), ya’ni kumush kontaktlar omik bo‘lib qoladi; biroq ikki zondli sxema kontakt qarshiligini pardaning qarshiligidan ajratmaydi.



2-rasm. (*a*) Solishtirma qarshilik (chap o‘q) va o‘tkazuvchanlikning (o‘ng o‘q) yutilgan dozaga bog‘liqligi; (b) turli dozalardagi volt-amper xarakteristikalari.

2-jadval.

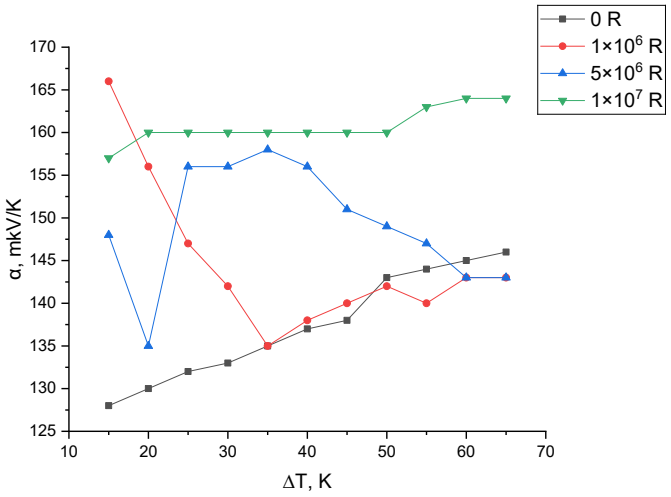
Har bir ekspozitsiyadan keyingi elektrofizik parametrlar (ρ yagona geometrik omil bilan hisoblangan; ZT $\varkappa = 1{,}0$ W·m^{-1}·K^{-1} deb olingan holda hisoblangan, o‘lchanmagan).

Doza, kGy	Ekspozitsiya, R	R, kΩ	ρ, 10^{-4} Ω·m	σ, 10^3 Ω^{-1}·m^{-1}	ᾱ, μV/K	PF, 10^{-5} W·m^{-1}·K^{-2}	ZT
0	0	2,50	1,48	6,75	137,4	12,75	0,038
7,2	10^6	140	82,9	0,121	144,7	0,252	0,0008
36	$5\cdot10^6$	37,0	21,9	0,456	149,3	1,02	0,0031
72	10^7	20,0	11,8	0,844	160,7	2,18	0,0065

Zeebek koeffitsiyenti. Termo-EYuK barcha dozalarda musbat, ya’ni pardaning p-tur o‘tkazuvchanligi saqlanadi. ΔT = 15–65 K bo‘yicha o‘rtacha koeffitsiyent doza bilan monoton ortadi: 137,4 → 144,7 → 149,3 → 160,7 μV/K, ya’ni +5,3; +8,7 va +17,0% (2,8σ; 4,6σ va 9,0σ). Qarshilikdan farqli o‘laroq, koeffitsiyent birinchi dozada ekstremumga erishmaydi va har bir bosqichda ortib boradi.

Nurlantirilmagan pardada koeffitsiyent butun oraliqda harorat farqi bilan bir tekis ortadi: (1) bo‘yicha qiyalik 0,380 ± 0,017 μV/K^2 (3-rasm). 72 kGy dan keyin bu o‘sish yo‘qoladi: ΔT = 20–50 K oralig‘ida qiyalik o‘zining standart xatosi (±0,034 μV/K^2) chegarasida noldan farq qilmaydi, α(ΔT) egri chizig‘i esa o‘lchov tarqoqligi doirasida taxminan 160 μV/K da gorizontal bo‘lib qoladi. Qiyaliklar farqi $(0{,}380 - 0)/\sqrt{(0{,}017^2 + 0{,}034^2)} \approx 10\sigma$ ga teng va bu o‘sha seriyadagi koeffitsiyent qiymatining o‘zgarishidan (9,0σ) ham katta. Oraliq dozalarda egri chiziqlar na bir tekis o‘sadi, na gorizontal bo‘ladi: 7,2 kGy da koeffitsiyent eng kichik ΔT da 166 μV/K bo‘lib, keyin 135 μV/K gacha kamayadi; 36 kGy da u ΔT ≈ 20 K da 135 μV/K

minimumdan va ΔT ≈ 35 K da 158 μV/K maksimumdan o‘tadi. Kichik ΔT dagi nuqtalar (2) dagi parazit kuchlanishga eng sezgir bo‘lgani uchun bu shakllar biror mexanizm bilan bog‘lanmaydi.



3-rasm. Zeebek koeffitsiyentining harorat farqiga bog‘liqligi (ΔT = 15–65 K, qadam 5 K).

Quvvat koeffitsiyenti 12,75; 0,252; 1,02 va $2{,}18\cdot10^{-5}$ $W\cdot m^{-1}\cdot K^{-2}$ ni tashkil qilib, 72 kGy da boshlang‘ich qiymatning 17,1% iga tushadi (takrorlanuvchanlik chegaralaridan xatoligi ±3,2 foiz punkt). Termo-EYuK ning ortishi hech bir dozada o‘tkazuvchanlikning kamayishini qoplamaydi.

Qiyalik va Fermi sathining holati. Aynigan p-tur yarimo‘tkazgichda termo-EYuK Mott formulasi orqali Fermi sathidagi o‘tkazuvchanlikning energiya bo‘yicha logarifmik hosilasiga bog‘lanadi:

$$\alpha = \frac{\pi^2 k_B^2 T}{3e}\left[\frac{d\ ln\ \sigma(E)}{dE}\right]_{E=E_F} \qquad (3)$$

Bu ifodada haroratga ikki xil bog‘liqlik bor: old ko‘paytuvchi T ga chiziqli, kvadrat qavs ichidagi had esa Fermi sathi siljishi va uning atrofida holatlar zichligining notekisligi darajasida o‘zgaradi. O‘lchovda sovuq kontakt harorati o‘zgarmaydi, issiq kontakt qiziydi, shuning uchun ΔT ortishi bilan namunaning o‘rtacha harorati ΔT/2 ga ortadi. Fermi sathi holatlar zichligi notekis bo‘lgan sohada yotsa, koeffitsiyent ΔT bilan sezilarli o‘zgaradi; qavs ichidagi had o‘zgarmas bo‘lsa, faqat old ko‘paytuvchining kuchsiz ta’siri qoladi. Kuzatilgan tekislanish quyidagicha izohlanadi: radiatsion nuqsonlar Fermi sathini mahkamlaydi [11], taxminan bir tekis zichlikka ega nuqson holatlari zonasi ichida mahkamlangan sath esa (3) dagi qavs ichidagi hadni o‘z holatiga befarq qiladi va ΔT ga bog‘liqlik yo‘qoladi. Demak, 72 kGy da nuqsonlar konsentratsiyasi Fermi sathi bu zonaning chekkasida emas, ichida joylashadigan darajada yetarli bo‘lgan. Radiatsion nuqsonlar bilan Fermi sathining mahkamlanishi ma’lum hodisa va bu yerda yangilik sifatida taqdim etilmaydi; yangilik — nurlantirilgan termoelektrik pardada bu holatni termo-EYuK ning qiymati bo‘yicha emas, uning harorat bo‘yicha qiyaligi bo‘yicha kuzatishda. Bu ikki kattalik bir-biridan mustaqil o‘zgarishi mumkin va mazkur seriyada shunday bo‘ldi: koeffitsiyent har bir dozada ortadi, qiyalik esa faqat oxirgi dozada yo‘qoladi.

Koeffitsiyent qiymatining ortish sabablari. O‘rtacha koeffitsiyentning 137,4 dan 160,7 μV/K gacha ortishi tekislanishdan alohida masala. Aynigan yarimo‘tkazgichda

$$\alpha \propto m^* T\left(\frac{\pi}{3p}\right)^{2/3} \qquad (4)$$

bo‘lgani uchun koeffitsiyent ortishi kovaklar konsentratsiyasi p kamayishini talab qiladi. Sb_2Te_3 dagi surma vakansiyalari kovak o‘tkazuvchanlikni kuchaytiradi [2], ya’ni xuddi shunday nuqsonlar bu qattiq eritmada koeffitsiyentni kamaytirgan bo‘lardi; demak, hosil bo‘lgan nuqsonlarning umumiy ta’siri kovaklar konsentratsiyasini oshirish bo‘la olmaydi. Bir yo‘nalishda ta’sir qiluvchi uchta mexanizm qoladi. Birinchisi — kompensatsiya: donor xarakterli antistrukturaviy nuqsonlar yoki vakansiyalar akseptorlarning bir qismini qoplab, p ni kamaytiradi. Ikkinchisi — sochilish vaqtining energiyaga bog‘liqligi o‘zgarishi; ionlar bilan nurlantirilgan Bi_2Te_3 nanosterjenlaridagi koeffitsiyent ortishi aynan shunday izohlangan [6]. Uchinchisi bu tarkibga xos: $Bi_{2-x}Sb_xTe_3$ pardalarida valent zona chekkasi ikkita podzonadan iborat — yuqorida holatlar zichligi effektiv massasi m_0 ga yaqin yengil kovaklar, 0,08–0,1 eV pastda esa effektiv massasi taxminan $10m_0$ bo‘lgan og‘ir kovaklar joylashgan; kovaklar konsentratsiyasi $(8–10)\cdot10^{19}$ sm^{-3} dan oshganda pastki podzona ham termo-EYuK ga hissa qo‘sha boshlaydi [16]. Fermi sathining shu oraliqdagi har qanday siljishi ikki podzonaning hissasini o‘zgartiradi. O‘tkazuvchanlik avval 56 marta kamayib, keyin boshlang‘ichdan 8

marta past darajagacha tiklanadi, koeffitsiyent esa monoton ortadi. Kovaklar konsentratsiyasining monoton kamayishi nomonoton o‘tkazuvchanlikni bera olmaydi, demak harakatchanlik ham sezilarli o‘zgaradi; bu ikki omilni ajratish uchun Xoll o‘lchovlari zarur.

Adabiyot ma’lumotlari bilan solishtirish. Mazkur doza oralig‘i [2] ishdagi oraliq bilan qisman ustma-ust tushadi (36 kGy nuqtamiz ularning eng katta dozasiga yaqin), lekin undan kengroq — 72 kGy gacha boradi. U ishda shisha taglikdagi ikkilamchi birikmalar, bizda esa PET taglikdagi ular orasidagi qattiq eritma o‘rganilgan. Kristallit o‘lchamining past va o‘rtacha dozalardagi o‘sishi yo‘nalishi bo‘yicha [2, 3] bilan mos keladi, ammo statistik jihatdan bu o‘lchov ularni tasdiqlash uchun yetarli emas. Quvvat koeffitsiyenti bo‘yicha esa farq bor: [2, 5, 6] ishlarda quvvat koeffitsiyenti boshlang‘ich qiymatdan oshadigan doza mavjud, bizda esa u hech bir dozada oshmaydi, chunki o‘tkazuvchanlik termo-EYuK ortishidan tezroq kamayadi. Buning ikki sababi bo‘lishi mumkin: material qattiq eritma (tashuvchilar konsentratsiyasi va nuqsonlar kimyosi boshqacha) va taglik polimer bo‘lgani uchun o‘tqazish harorati 90 °C bilan cheklangan. Nurlanish ta’sirining kondensatsiya haroratiga bog‘liqligi poliimid taglikdagi pardalar uchun ilgari ko‘rsatilgan [4]. Aynan shu tarkibli hajmiy p-tur material neytron nurlanishida ham yaxshilanmagan [9].

Moslashuvchan generatorlar uchun yana bir xulosa muhim. Ishlatilgan dozalar kosmik apparatlar odatda to‘laydigan dozadan ancha yuqori: 4–6 mm alyuminiy himoyasi ortida past orbitadagi besh yillik missiya 5–20 krad (0,05–0,2 kGy) to‘laydi, apparatlar xizmat muddati davomida odatda 10–100 krad oladi [17]. Bizning eng kichik ekspozitsiyamiz (10^6 R) 720 krad ga to‘g‘ri keladi va shu dozadayoq quvvat koeffitsiyenti boshlang‘ich qiymatning 2,0% igacha kamaygan. Amaliy jihatdan muhim oraliq (taxminan 0,01–1 kGy) bu seriyaning eng kichik dozasidan pastda yotadi; shuning uchun natijalar materialning missiya sharoitidagi chidamliligini emas, undan ancha og‘ir sharoitdagi natijasini tavsiflaydi.

Dozimetrik qo‘llanish imkoniyati. 10^6 R gacha solishtirma qarshilikning dozaga javobi bir qiymatli, tik va monoton, ya’ni rezistiv dozimetr uchun zarur xususiyatlarga ega. Nisbiy sezgirlik

$$S_\rho = \frac{\Delta\rho}{\rho_0 D} \tag{5}$$

(bu yerda $\Delta\rho = \rho - \rho_0$) birinchi ekspozitsiya uchun $55{,}0/10^6 = 5{,}50\cdot10^{-5}$ R^{-1} ni beradi. Biroq bu baho ikki nuqtaga — nurlantirilmagan parda va birinchi ekspozitsiyaga — asoslangan, ya’ni $\rho(D)$ egri chizig‘ining o‘zi emas, faqat uning vatari ma’lum. 10^6 R dan yuqorida bog‘lanish teskari yo‘nalishga o‘tadi va bitta qarshilik qiymatiga ikki doza mos keladi; turli pardalar orasidagi takrorlanuvchanlik, signalning vaqt bo‘yicha so‘nishi va termik barqarorlik tekshirilmagan. Shuning uchun material dozimetr sifatida o‘rganishga arziydi, lekin hali dozimetr sifatida tavsiflanmagan: buning uchun kamida beshta mustaqil namunada doza seriyasi kerak.

Cheklovlar. Butun doza ketma-ketligi bitta namunada o‘tkazildi va nazorat namunasi bo‘lmadi, shuning uchun doza va vaqt ta’sirlari ajratilmaydi. Takrorlanuvchanlik chegaralari bir juft nurlantirilmagan pardadan olingan, bu σ bo‘yicha barcha baholarning aniqligini cheklaydi. Xoll o‘lchovlari bo‘lmagani uchun mexanizmlar faqat kuzatilgan o‘zgarishlarning ishorasi va yo‘nalishi bo‘yicha baholangan, Fermi sathining mahkamlanishi haqidagi xulosa esa bitta hosilaning yo‘qolishiga asoslangan. Raman spektrlari yagona lazer quvvatida olingan; polimer taglikdagi yupqa pardani 7,5 mW li nur mahalliy qizdirib, qizil siljish berishi mumkin, shuning uchun xulosalarning birortasi Raman ma’lumotlariga tayanmaydi. Qarshilik ikki zond bilan o‘lchangan va kontakt hissasi ajratilmagan. Issiqlik o‘tkazuvchanligi o‘lchanmagan: ZT qiymatlari $\varkappa$ = 1,0 $W\cdot m^{-1}\cdot K^{-1}$ deb olinib, faqat kattalik tartibini ko‘rsatish uchun keltirilgan.

Xulosa. PET taglikdagi qalinligi 0,79 μm bo‘lgan $Bi_{0,5}Sb_{1,5}Te_3$ pardasi ^{60}Co gamma nurlari bilan pardada yutilgan 7,2; 36 va 72 kGy kumulyativ dozalargacha nurlantirildi. Romboedrik bir fazali tuzilma va to‘rtta birinchi tartibli Raman modasi barcha dozalarda saqlandi.

Nurlantirilmagan pardada Zeebek koeffitsiyenti harorat farqi bilan 0,380 ± 0,017 $\mu V/K^2$ qiyalikda ortadi va bu o‘lchov zanjiridagi parazit kuchlanishning emas, pardaning xossasi (chiziqli model dispersiyaning 98,2% ini, parazit kuchlanish modeli 81,6% ini tushuntiradi). 72 kGy dan keyin ΔT = 20–50 K oralig‘ida qiyalik noldan farq qilmaydi (taxminan 10σ o‘zgarish) va koeffitsiyent taxminan 160 μV/K da o‘zgarmay qoladi. Bu ishning asosiy natijasi bo‘lib, radiatsion nuqsonlar Fermi sathini mahkamlashi bilan izohlanadi.

O‘rtacha koeffitsiyent doza bilan monoton ortadi (137,4 dan 160,7 μV/K gacha, 9,0σ). O‘zgarish yo‘nalishi kovaklar konsentratsiyasining ortishini istisno qiladi; kompensatsiya, sochilishning energiyaga bog‘liqligi va ikkinchi valent podzona ta’siri birgalikda ta’sir etishi mumkin va ularni Xoll o‘lchovlari ajrata oladi.

Qarshilik 7,2 kGy da 56,0 marta ortib, 72 kGy da boshlang‘ichdan 8,00 marta yuqori darajagacha tiklanadi. O‘tkazuvchanlik termo-EYuK ortishidan tezroq kamaygani uchun quvvat koeffitsiyenti hech bir

dozada boshlang‘ich qiymatdan oshmaydi va 72 kGy da 17,1% ni tashkil qiladi. 10^6 R gacha nisbiy sezgirlik $5{,}50 \cdot 10^{-5}$ R^{-1} ga teng, bu dozadan yuqorida bog‘lanish teskari yo‘nalishga o‘tadi.

Ochiq qolgan masalalarni hal qilish uchun xuddi shu dozalarda Xoll o‘lchovlari, to‘rt zondli yoki TLM usulida qarshilik o‘lchovi, turli lazer quvvatida Raman spektrlari va nazorat namunasi zarur.

Minnatdorchilik. Muallif nurlantirishni amalga oshirgan O‘zbekiston Respublikasi Fanlar akademiyasi Yadro fizikasi instituti xodimlariga minnatdorchilik bildiradi.

ADABIYOTLAR:

1. Witting I.T., Chasapis T.C., Ricci F. et al. The thermoelectric properties of bismuth telluride // Advanced Electronic Materials. – 2019. – Vol. 5. – Art. 1800904. – DOI: 10.1002/aelm.201800904.

2. Rasmi T., Chandra Bose R.S., Varun T.S., Malini K.A. Impact of gamma irradiation on thermoelectric efficiency of Te-based thin films // Radiation Physics and Chemistry. – 2026. – Vol. 242. – Art. 113601. – DOI: 10.1016/j.radphyschem.2026.113601.

3. Shalaby M.S., Yousif N.M., Wahab L.A., Hashem H.M. Structural, optical, and physical properties investigations of Bi_2Te_3 topological insulator nanocomposites exposure to ^{60}Co γ-rays // Materials Science and Engineering: B. – 2021. – Vol. 271. – Art. 115246. – DOI: 10.1016/j.mseb.2021.115246.

4. Атакулов Ш.Б., Коканбаев И.М. Электрические свойства поликристаллических плёнок n-PbTe при γ-облучении // Физика и техника полупроводников. – 1987. – Т. 21, вып. 1. – С. 150–152.

5. Fu G., Zuo L., Lian J. et al. Ion beam irradiation effect on thermoelectric properties of Bi_2Te_3 and Sb_2Te_3 thin films // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B. – 2015. – Vol. 358. – P. 229–235. – DOI: 10.1016/j.nimb.2015.06.039.

6. Sinduja M., Amirthapandian S., Magudapathy P. et al. Tuning of the thermoelectric properties of Bi_2Te_3 nanorods using helium ion irradiation // ACS Omega. – 2018. – Vol. 3, No. 12. – P. 18411–18419. – DOI: 10.1021/acsomega.8b02379.

7. Sinduja M., Amirthapandian S., Magudapathy P. et al. Role of ion irradiation induced defects in thermoelectric transport properties of Bi_2Te_3 thin films // Thin Solid Films. – 2021. – Vol. 734. – Art. 138830. – DOI: 10.1016/j.tsf.2021.138830.

8. Takashiri M., Imai K., Uyama M. et al. Comparison of crystal growth and thermoelectric properties of n-type Bi–Se–Te and p-type Bi–Sb–Te nanocrystalline thin films: Effects of homogeneous irradiation with an electron beam // Journal of Applied Physics. – 2014. – Vol. 115, No. 21. – Art. 214311. – DOI: 10.1063/1.4881676.

9. Zhao Y., Liu K., Xu Z. et al. Neutron-irradiated effect on the thermoelectric properties of Bi_2Te_3-based thermoelectric leg // Nuclear Engineering and Technology. – 2023. – Vol. 55, No. 8. – P. 3080. – DOI: 10.1016/j.net.2023.04.036.

10. Pandian M., Krishnaprasanth A., Palanisamy M. et al. Effects of heavy ion irradiation on the thermoelectric properties of $In_2(Te_{1-x}Se_x)_3$ thin films // Nanomaterials. – 2022. – Vol. 12, No. 21. – Art. 3782. – DOI: 10.3390/nano12213782.

11. Brudnyi V.N., Grinyaev S.N., Kolin N.G. A model for Fermi-level pinning in semiconductors: radiation defects, interface boundaries // Physica B: Condensed Matter. – 2004. – Vol. 348, No. 1–4. – P. 213–225. – DOI: 10.1016/j.physb.2003.11.092.

12. Omonov B.U., Maxmudov S.A. Optimization of a vacuum thermal evaporation system for the deposition of Bi–Sb–Te thin films // East European Journal of Physics. – 2026. – No. 1. – P. 302–307. – DOI: 10.26565/2312-4334-2026-1-35.

13. Konobeyev A.Yu., Fischer U., Korovin Yu.A., Simakov S.P. Evaluation of effective threshold displacement energies and other data required for the calculation of advanced atomic displacement cross-sections // Nuclear Energy and Technology. – 2017. – Vol. 3, No. 3. – P. 169–175. – DOI: 10.1016/j.nucet.2017.08.007.

14. Omonov B.U., Onarkulov K.E. Divergent mechanisms of the effects of electron and gamma irradiation on structural and thermoelectric properties of Bi_2Te_3–Sb_2Te_3 thin films // Problems of Energy and Resource Saving. – 2026. – No. 1(28). – P. 13–19. – URL: https://peos.kaznu.kz/index.php/peos/ru/article/view/371.

15. Richter W., Köhler H., Becker C.R. A Raman and far-infrared investigation of phonons in the rhombohedral V_2–VI_3 compounds Bi_2Te_3, Bi_2Se_3, Sb_2Te_3 and $Bi_2(Te_{1-x}Se_x)_3$ ($0 < x < 1$), $(Bi_{1-y}Sb_y)_2Te_3$ ($0 < y < 1$) // Physica Status Solidi (b). – 1977. – Vol. 84, No. 2. – P. 619–628. – DOI: 10.1002/pssb.2220840226.

16. Атакулов Ш.Б., Гафуров У.А., Казьмин С.А. Исследование структуры края валентной зоны в плёнках теллурида висмута–сурьмы // Физика и техника полупроводников. – 1987. – Т. 21, вып. 3. – С. 557–559.

17. Stassinopoulos E.G., Raymond J.P. The space radiation environment for electronics // Proceedings of the IEEE. – 1988. – Vol. 76, No. 11. – P. 1423–1442. – DOI: 10.1109/5.90113.

УДК 539.3

ЗАКОНОМЕРНОСТИ УПРУГОПЛАСТИЧЕСКОГО ДЕФОРМИРОВАНИЯ ДВУХФАЗНОГО СТЕРЖНЯ ПРИ СЛОЖНОМ НАГРУЖЕНИИ

Турдибеков Жавлонбек Эшмурод угли,
старший научный сотрудник лаборатории
«Механика композитных материалов»
Института механики и сейсмостойкости сооружений
имени М.Т. Уразбаева Академии наук Республики Узбекистан

Аннотация. *Рассматривается упругопластическое состояние призматического стержня, состоящего из внутреннего квадратного ядра и наружной квадратной оболочки, при последовательном и пропорциональном растяжении-кручении. Скачок свойств на границе раздела, депланация и история пластической деформации учитываются в консервативной конечно-разностной схеме. Модель Прандтля-Рейсса сопоставляется с Mean Curvature Model при одинаковой геометрии и программах нагружения. Расчёты показывают усиление перераспределения сдвиговых деформаций после перехода через интерфейс; при последовательном нагружении локальные деформации до 1.35-1.4 раза превышают пропорциональный случай. Наибольший поворот деформационной траектории наблюдается для последовательности M-N, что подтверждает чувствительность локальной пластической истории к порядку приложения воздействий.*

Ключевые слова: *упругопластичность, растяжение-кручение, двухфазный стержень, интерфейс ядро-оболочка, Mean Curvature Model, модель Прандтля-Рейсса, траектория деформации, метод конечных разностей, депланация, последовательность нагружения.*

IKKI FAZALI STERJENNING MURAKKAB YUKLANISHDAGI ELASTOPLASTIK DEFORMATSIYALANISH QONUNIYATLARI

Annotatsiya. *Ichki kvadrat yadro va tashqi kvadrat qobiqdan tashkil topgan prizmatik sterjenning ketma-ket hamda proporsional cho‘zilish-buralishdagi elastoplastik holati qaraladi. Yadro-qobiq interfeysida material xossalarining sakrashi, deplanatsiya va plastik deformatsiya tarixi konservativ chekli ayirmalar sxemasida hisobga olinadi. Prandtl-Reuss modeli bilan Mean Curvature Model bir xil geometriya va yuklanish dasturlarida taqqoslanadi. Hisoblar interfeysdan qobiqqa o‘tilganda siljish deformatsiyalarining qayta taqsimlanishi kuchayishini, ketma-ket yuklanishlarda proporsional holatga nisbatan mahalliy deformatsiya farqi 1.35-1.4 martagacha yetishini ko‘rsatadi. M-N ketma-ketligida deformatsiya trayektoriyasining burilish burchagi eng katta bo‘lib, mahalliy plastik tarix yuklanish tartibiga sezgir ekanligi aniqlanadi.*

Kalit so‘zlar: *elastoplastiklik, cho‘zilish-buralish, ikki fazali sterjen, yadro-qobiq interfeysi, Mean Curvature Model, Prandtl-Reuss modeli, deformatsiya trayektoriyasi, chekli ayirmalar usuli, deplanatsiya, yuklanish ketma-ketligi.*

ELASTOPLASTIC DEFORMATION BEHAVIOR OF A TWO-PHASE BAR UNDER COMPLEX LOADING

Abstract. *The elastoplastic state of a prismatic bar composed of an inner square core and an outer square shell is studied under sequential and proportional tension-torsion. The material-property jump at the bonded interface, warping, and plastic-strain history are incorporated into a conservative finite-difference formulation. The Prandtl-Reuss model is compared with the Mean Curvature Model under identical geometry and loading programs. The calculations show enhanced redistribution of shear strains across the core-shell interface; under sequential loading, local strains reach about 1.35-1.4 times the proportional-loading values. The largest rotation of the deformation trajectory occurs for the M-N sequence, demonstrating that the local plastic history is sensitive to the order in which axial and torsional actions are applied.*

Keywords: *elastoplasticity, tension-torsion, two-phase bar, core-shell interface, Mean Curvature Model, Prandtl-Reuss model, strain trajectory, finite-difference method, warping, loading sequence.*

Введение. Совместное действие растяжения и кручения в неоднородных и слоистых стержнях отличается от задачи для стержня из одного материала по двум причинам. Во-первых, скачок модуля сдвига и предела текучести по сечению приводит к перераспределению потока касательных напряжений на интерфейсе и перестройке поля депланации. Во-вторых, после начала пластического деформирования текущее напряженно-деформированное состояние зависит не только от текущего значения внешнего воздействия, но и от последовательности его формирования. Эти особенности ограничивают непосредственное перенесение классических решений упругопластического кручения на многоматериальные стержни при сложном нагружении [1-5].

Кручение неоднородных стержней исследовано аналитическими методами, методами конечных элементов, конечных объемов и конечных разностей [5-9]. В современных исследованиях особое внимание уделяется скачкам коэффициентов на интерфейсе и консервативной дискретизации локальных пластических зон [7-9]. Вместе с тем при сложном нагружении существенное значение имеет и выбор закона пластичности. Модель Прандтля-Рейсса определяет приращения пластических деформаций через текущие девиаторные напряжения и сохраняет пластическую историю посредством накопленных внутренних переменных [2,3]. Mean Curvature Model, основанная на теории процессов Ильюшина, дополнительно позволяет учитывать поворот траектории деформации и эффект ее затухающей памяти [1,10-12]. Работы последних лет показывают, что данный подход сохраняет актуальность для плоских и пространственных траекторий средней кривизны [11,12].

Цель настоящей работы - определить упругопластическое состояние двухфазного стержня квадратного сечения при растяжении-кручении консервативным методом конечных разностей, выделить локальные траектории деформации вблизи интерфейса и оценить, на каком этапе нагружения возникает различие между Mean Curvature Model и моделью Прандтля-Рейсса. Научная новизна состоит в объединении последовательности сложного нагружения, интерфейса ядро-оболочка и кривизны траектории деформации в единой вычислительной схеме с интерпретацией локальных результатов через перераспределение по сечению. Ни одна из моделей заранее не принимается как преимущественная; выводы формулируются исключительно в пределах имеющихся численных данных.

Объект и методы исследования.

Геометрия, материалы и принятые предположения

Объектом исследования является призматический стержень, показанный на рисунке 1, наружное сечение которого представляет собой квадрат $\Omega = (-a, a) \times (-a, a)$, а внутреннее ядро - квадратную область $\Omega_1 = (-b, b) \times (-b, b)$; оболочка определяется как $\Omega_2 = \Omega \backslash \Omega_1$:

$$\Omega = \Omega_1 \cup \Omega_2, \qquad a = 20 \text{ мм}, \quad b = 8 \text{ мм}. \quad (1)$$

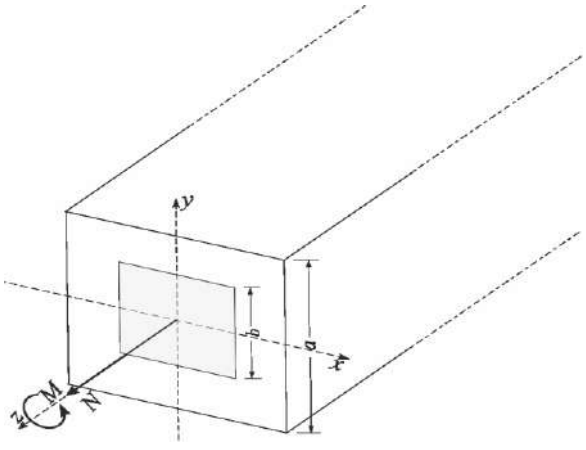


Рисунок 1. Расчётная схема двухфазного стержня квадратного сечения; N - продольная сила, M - крутящий момент, a и b - полуразмеры наружного сечения и ядра.

Начальные свойства ядра и оболочки приведены в табл. 1. Модуль Юнга в каждой фазе определяется соотношением

$$E_j = 2G_j(1 + \nu_j), \qquad j = 1,2. \quad (2)$$

Таблица 1. Двухфазные параметры, использованные в расчёте

Область	Модуль сдвига, МПа	Коэффициент Пуассона	Модуль Юнга, МПа	Начальный предел текучести, МПа
Ядро, Ω1	27600	0.33	73416	280
Оболочка, Ω2	80600	0.30	209560	420

Задача рассматривается в рамках малых деформаций, квазистатического нагружения и регулярной области Сен-Венана; локальные эффекты у торцов не учитываются. Интерфейс считается идеально сцепленным, скольжение и отслоение отсутствуют. Модели повреждения и разрушения не вводятся, поэтому выводы ограничены областью упругопластического деформирования.

Для полного трёхмерного кинематического представления

$$u_x = v_x(x,y) - \theta z y, \qquad u_y = v_y(x,y) + \theta z x, \qquad u_z = e_0 z + w(x,y), \tag{3}$$

где v_x, v_y - поперечные перемещения, w - депланация, e_0 - средняя продольная деформация сечения, θ - угол закручивания на единицу длины. При малых деформациях

$$\varepsilon_{xx} = v_{x,x}, \quad \varepsilon_{yy} = v_{y,y}, \quad \varepsilon_{zz} = e_0,$$

$$\gamma_{xy} = v_{x,y} + v_{y,x}, \quad \gamma_{xz} = w_{,x} - \theta y, \quad \gamma_{yz} = w_{,y} + \theta x. \tag{4}$$

Численные результаты получены в редуцированной модели сечения типа Сен-Венана: основными активными компонентами являются σ_{zz}, τ_{xz}, τ_{yz} и соответствующие им деформации; принимается $\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \tau_{xy} = 0$. Это допущение соответствует свободным наружным боковым поверхностям и регулярной области длинного стержня, однако при $\nu_1 \neq \nu_2$ в идеально сцепленном двухфазном сечении не выражает полного трёхмерного условия поперечной совместности. Поэтому численные выводы настоящей статьи относятся к продольно-сдвиговым компонентам, депланации и локальной истории деформирования; они не должны интерпретироваться как результаты полностью связанной модели $v_x - v_y$.

Равновесие, упругопластические соотношения и интегральные величины

В редуцированной модели Сен-Венана уравнение равновесия, относящееся к кручению, имеет вид:

$$\frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} = 0, \tag{5}$$

а касательные напряжения через депланацию определяются как:

$$\tau_{xz} = G\left(w_{,x} - \theta y - \gamma_{xz}^p\right), \qquad \tau_{yz} = G\left(w_{,y} + \theta x - \gamma_{yz}^p\right).$$

Отсюда получается консервативное уравнение депланации:

$$\frac{\partial}{\partial x}\left[G\left(w_{,x} - \theta y - \gamma_{xz}^p\right)\right] + \frac{\partial}{\partial y}\left[G\left(w_{,y} + \theta x - \gamma_{yz}^p\right)\right] = 0. \tag{6}$$

На внешнем контуре касательная тяга равна нулю, а на интерфейсе непрерывны депланация и нормальный поток:

$$G\left(w_{,x} - \theta y - \gamma_{xz}^p,\ w_{,y} + \theta x - \gamma_{yz}^p\right) \cdot \mathbf{n} = 0 \quad \text{on } \partial\Omega,$$

$$[w] = 0, \qquad \left[G\left(w_{,x} - \theta y - \gamma_{xz}^p,\ w_{,y} + \theta x - \gamma_{yz}^p\right) \cdot \mathbf{n}\right] = 0 \quad \text{on } \Gamma_{12}. \tag{7}$$

Продольное напряжение в редуцированной модели определяется соотношением $\sigma_{zz} = E\left(e_0 - \varepsilon_{zz}^p\right)$. Для интегральной проверки результатов продольная сила и крутящий момент вычисляются как

$$N = \int_\Omega \sigma_{zz}\, dA, \qquad M = \int_\Omega \left(x\tau_{yz} - y\tau_{xz}\right) dA. \tag{8}$$

Эквивалентное напряжение для активных компонентов в соответствующей форме критерия фон Мизеса определяется выражением

$$q = \sqrt{\sigma_{zz}^2 + 3\left(\tau_{xz}^2 + \tau_{yz}^2\right)}. \tag{9}$$

В модели Прандтля-Рейсса пластическое состояние проверяется условием $f = q - Y(\kappa) \le 0$. При активном пластическом нагружении

$$d\varepsilon_{zz}^{p} = d\lambda \frac{\sigma_{zz}}{q}, \qquad d\gamma_{xz}^{p} = 3d\lambda \frac{\tau_{xz}}{q}, \qquad d\gamma_{yz}^{p} = 3d\lambda \frac{\tau_{yz}}{q}, \qquad d\kappa = d\lambda. \quad (10)$$

Таким образом, модель Прандтля-Рейсса также сохраняет историю нагружения через ε^{p} и κ; отличие от Mean Curvature Model состоит не в «наличии или отсутствии памяти», а во введении геометрического поворота траектории деформации в качестве отдельной переменной.

Mean Curvature Model и программа сложного нагружения

Mean Curvature Model основана на геометрии траектории деформации в теории упругопластических процессов Ильюшина [1,10-12]. Траектория деформации в девиаторном пространстве характеризуется длиной s, единичным касательным направлением $\mathbf{T}$ и кривизной χ:

$$ds = \| d\mathbf{R} \|, \qquad \mathbf{T} = \frac{d\mathbf{R}}{ds}, \qquad \chi = \left\| \frac{d\mathbf{T}}{ds} \right\|. \quad (11)$$

Угол запаздывания ϑ между направлением вектора напряжений и касательной к траектории деформации характеризует локальный поворот нагружения. В численной модели влияние затухающей памяти кривизны учитывается в общем виде

$$\bar{\chi}(s) = \int_0^s \chi(\xi) \exp\left[-\frac{2.7725}{\lambda}(s - \xi) \right] d\xi, \quad (12)$$

где λ - длина памяти вдоль траектории деформации. При простом пропорциональном нагружении эти величины малы, а в точке изменения последовательности нагружения резко изменяются. Цель модели - не отменить формулу Прандтля-Рейсса, а выделить дополнительное влияние истории, связанное с поворотом траектории на непропорциональном этапе.

Рассмотрены три программы сложного нагружения: N-M - сначала продольное воздействие, затем кручение; M-N - сначала кручение, затем продольное воздействие; пропорциональный случай - оба воздействия увеличиваются совместно. На каждом шаге сначала достигается равновесие по депланации и касательным напряжениям, после чего обновляется текущее пластическое состояние. При смене модели геометрия, сетка и программа нагружения не изменяются.

Конечно-разностная дискретизация

Сечение разбивается на

сетку $N_x \times N_y$. Консервативная невязка равновесия в центре ячейки

$$R_{ij} = \frac{\tau_{xz,E} - \tau_{xz,W}}{h_x} + \frac{\tau_{yz,N} - \tau_{yz,S}}{h_y} = 0. \quad (13)$$

На гранях, пересекающих интерфейс материалов, значение G принимается по гармоническому среднему:

$$G_f = \frac{2G^{-}G^{+}}{G^{-} + G^{+}}. \quad (14)$$

При скачке G такой выбор, в отличие от простого арифметического усреднения, сохраняет консервативность потока касательных напряжений через грань [7-9]. Полученные алгебраические уравнения решаются итерациями SOR:

$$w_{ij}^{(k+1)} = (1 - \omega) w_{ij}^{(k)} + \omega \tilde{w}_{ij}^{(k+1)}, \qquad 1 < \omega < 2, \quad (15)$$

условие сходимости проверяется по невязке последовательных итераций и интегральному контролю N, M. На каждом шаге нагружения пластическая история принимается только после сходимости итерационного процесса; тем самым внутренние итерации искусственно не включаются в историю материала.

Результаты. Для выявления перераспределения вблизи интерфейса материалов сопоставлялись деформации сдвига вдоль сечений $x = 0$ и $y = 0$. На рисунке 2 вертикальная пунктирная линия $|x| = |y| = 8$ мм обозначает интерфейс. Для обеих компонент после перехода от интерфейса к оболочке различие между последовательным и пропорциональным нагружением быстро возрастает. При $y = 10$ мм значения ε_{xz} для N-M и M-N примерно в 1.4 раза превышают значения пропорционального случая; при $x = 10$ мм отношение для ε_{yz} находится в диапазоне 1.35-1.4. Это различие не объясняется только скачком модуля материала: при последовательном нагружении накопленная на первом этапе пластическая деформация входит в поле сдвига на втором этапе.

(a) (b)

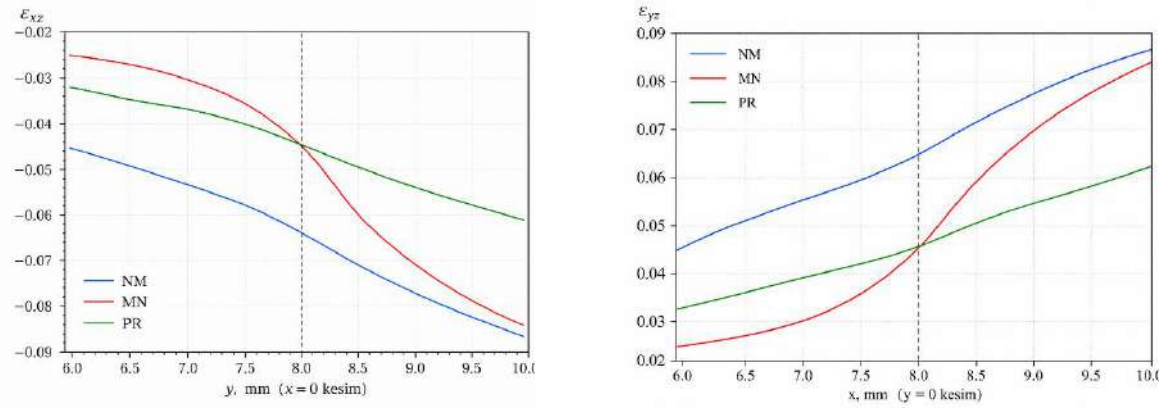


Рисунок 2. Распределение деформаций сдвига вдоль линий, пересекающих интерфейс, в зависимости от последовательности нагружения: (a) ε_{xz}, $x = 0$; (b) ε_{yz}, $y = 0$. Пунктирная линия показывает интерфейс ядро-оболочка.

Локальные траектории деформации, полученные по обе стороны интерфейса, еще нагляднее показывают этот механизм (рисунок 3). В последовательности M-N сначала развиваются компоненты сдвига, а на последующем этапе растяжения траектория поворачивает в направлении ε_{zz}. В точке $P_2(8.5; 0)$ со стороны оболочки конечная сдвиговая компонента примерно в 1.4-1.5 раза больше значения в точке $P_1(7.5; 0)$ со стороны ядра. В последовательности N-M траектория сначала формируется по ε_{zz}, а на этапе кручения резко переходит в направление сдвига; конечное отношение оболочка/ядро составляет примерно 1.3. Следовательно, локальное различие деформаций по обе стороны интерфейса зависит не только от контраста G_1/G_2, но и от того, какая компонента первой сформировала пластическую историю.

(a) (b)

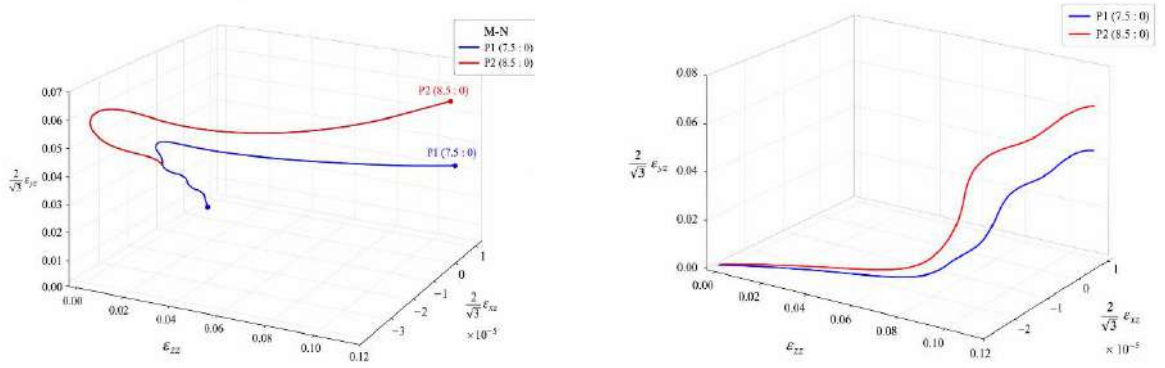


Рисунок 3. Траектории деформации контрольных точек со стороны ядра и оболочки интерфейса: (a) последовательность M-N; (b) последовательность N-M. $P_1(7.5; 0)$ - сторона ядра, $P_2(8.5; 0)$ - сторона оболочки.

Для Mean Curvature Model непосредственная диагностика поворота траектории выполнена по зависимости $\vartheta - s$ (рисунок 4). Для последовательности M-N $\vartheta_{\max} \approx 0.006$ рад, что примерно в 2.5 раза превышает максимум при N-M; в пропорциональном случае угол меньше в несколько десятков раз. Резкий пик при M-N связан с началом второго этапа и показывает, что при добавлении продольной деформации к сформированному при кручении сдвиговому состоянию направление локальной траектории скачкообразно изменяется.

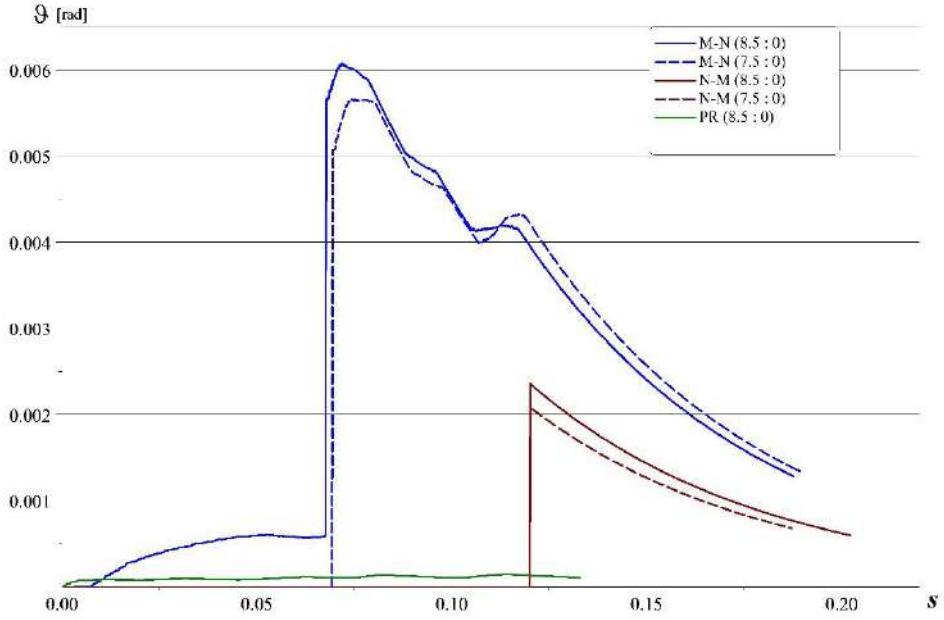


Рисунок 4. Изменение угла запаздывания ϑ по длине траектории деформации s со стороны ядра и оболочки интерфейса согласно Mean Curvature Model.

Обсуждение.

Результаты выявляют связь на трех уровнях. Первый уровень - последовательность внешнего нагружения. В программах N-M и M-N первый этап формирует различную пластическую историю до начала второго этапа. Второй уровень - локальная траектория деформации. Повороты на рисунках 3 и 4 показывают изменение направления траектории при добавлении новой компоненты деформации на втором этапе. Третий уровень - межфазное перераспределение на интерфейсе: вследствие $G_1 \neq G_2$ и $\sigma_{01} \neq \sigma_{02}$ деформация сдвига со стороны ядра и оболочки вблизи одной и той же геометрической точки развивается с различной скоростью.

В модели Прандтля-Рейсса эта история поэтапно накапливается через текущую пластическую деформацию и κ. В Mean Curvature Model к этой информации добавляются связанные с поворотом траектории χ, ϑ и показатели затухающей памяти. Поэтому ожидается, что различие между моделями проявляется не на упругом этапе, а на участке, где развивается пластичность и изменяется направление деформирования. Этот вывод согласуется с предыдущими экспериментальными и численными наблюдениями для сложного растяжения-кручения [4,10-13]. Вместе с тем представленные расчёты не доказывают абсолютного превосходства Mean Curvature Model; для такого утверждения необходимы независимая экспериментальная идентификация параметров и проверка на последующих программах нагружения.

С численной точки зрения консервативный гранный поток и гармоническое G_f имеют принципиальное значение для сохранения передачи напряжений через интерфейс. В противном случае на грани со скачком коэффициента материала дискретное уравнение может порождать искусственный поток. Поэтому связывать кривые после прохождения интерфейса на рисунке 2 только с моделью материала было бы некорректно; их надёжная интерпретация опирается на совместное выполнение дискретного равновесия и условий на интерфейсе.

Основное ограничение работы здесь также сформулировано явно: имеющиеся численные результаты относятся к редуцированной модели сечения Сен-Венана. Поскольку $\nu_1 \neq \nu_2$, решение поперечных перемещений v_x и v_y в полностью связанной двухфазной модели сечения позволяет более полно выразить условие поперечной совместности. Поэтому выводы относительно σ_{xx}, σ_{yy} и τ_{xy} из настоящей статьи не делаются. Вместе с тем результаты по σ_{zz}, τ_{xz}, τ_{yz}, депланации, сдвиговым деформациям вблизи интерфейса и траектории деформации являются непосредственным результатом используемой вычислительной схемы.

Заключение.

1. Упругопластическое состояние двухфазного квадратного сечения при растяжении-кручении совместно определяется интерфейсом материалов и последовательностью нагружения; при переходе от интерфейса к оболочке перераспределение деформаций сдвига усиливается.

2. При последовательных нагружениях N-M и M-N значения ε_{xz} и ε_{yz} за пределами интерфейса примерно в $1.35 - 1.4$ раза превышают значения при пропорциональном нагружении. Следовательно, для характеристики локального деформированного состояния недостаточно только конечного уровня нагружения.

3. В контрольной точке со стороны оболочки интерфейса траектория деформации развивается в более широком диапазоне, чем со стороны ядра: при M-N различие составляет примерно $1.4 - 1.5$, при N-M - 1.3 раза.

4. Согласно Mean Curvature Model, при последовательности M-N $\vartheta_{\max} \approx 0.006$ рад, что примерно в 2.5 раза больше, чем в случае N-M. Этот показатель количественно характеризует усиление поворота траектории деформации именно после смены этапа нагружения.

5. Различие между Mean Curvature Model и моделью Прандтля-Рейсса следует интерпретировать не как превосходство одной модели, а как различие в описании поворота траектории и истории после начала пластичности. Полную оценку следует продолжить на основе независимой экспериментальной идентификации и связанной модели сечения, учитывающей также поперечные перемещения v_x, v_y.

ЛИТЕРАТУРА:

1. Zubchaninov V.G., Gultyaev V.I., Alekseev A.A., Dvuzhilov A.S. Elastoplastic Deformation of L63 Brass Along a Complex Smooth Curvilinear Trajectory. Mechanics of Solids. 2025. Vol. 60, No. 6. P. 4540–4547. DOI: 10.1134/S0025654425602940. MTT

2. Bruhns O.T. Large deformation plasticity: From basic relations to finite deformation. Acta Mechanica Sinica. 2020. Vol. 36, No. 2. P. 472–492. DOI: 10.1007/s10409-020-00926-7. Springer

3. Zhang M., Benítez J.M., Montáns F.J. Cyclic plasticity using Prager's translation rule and both nonlinear kinematic and isotropic hardening: Theory, validation and algorithmic implementation. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering. 2018. Vol. 328. P. 565–593. DOI: 10.1016/j.cma.2017.09.028. ScienceDirect

4. Xing R., Yu D., Shi S., Chen X. Cyclic deformation of 316L stainless steel and constitutive modeling under non-proportional variable loading path. International Journal of Plasticity. 2019. Vol. 120. P. 127–146. DOI: 10.1016/j.ijplas.2019.04.016. ScienceDirect

5. Darılmaz K., Orakdöğen E., Girgin K. Saint-Venant torsion of arbitrarily shaped orthotropic composite or FGM sections by a hybrid finite element approach. Acta Mechanica. 2018. Vol. 229, No. 3. P. 1387–1398. DOI: 10.1007/s00707-017-2067-1.

6. Tsiatas G.C., Babouskos N.G. Elastic-plastic analysis of functionally graded bars under torsional loading. Composite Structures. 2017. Vol. 176. P. 254-267. DOI: 10.1016/j.compstruct.2017.05.044.

7. Chen H., Gomez J., Pindera M.-J. Saint Venant's torsion of homogeneous and composite bars by the finite volume method. Composite Structures. 2020. Vol. 242. Art. 112128. DOI: 10.1016/j.compstruct.2020.112128.

8. Xu B., Zhang R., Yang K., Yu G., Chen Y. Application of generalized finite difference method for elastoplastic torsion analysis of prismatic bars. Engineering Analysis with Boundary Elements. 2023. Vol. 146. P. 939-950. DOI: 10.1016/j.enganabound.2022.11.028.

9. Coco A., Russo G. Second order finite-difference ghost-point multigrid methods for elliptic problems with discontinuous coefficients on an arbitrary interface. Journal of Computational Physics. 2018. Vol. 361. P. 299-330. DOI: 10.1016/j.jcp.2018.01.016.

10.Abirov R. On behaviour of plasticity functionals at complex loading. Materials Today: Proceedings. 2021. Vol. 38. P. 1480-1483. DOI: 10.1016/j.matpr.2020.08.132.

11.Muravlev A.V., Stepina M.A. Vector Properties of Elastoplastic Processes of Deformation along Plane Paths of Moderate Curvature. Moscow University Mechanics Bulletin. 2025. Vol. 80, No. 2. P. 81-88. DOI: 10.3103/S0027133025700141.

12.Muravlev A.V., Stepina M.A. Modeling the Three-Dimensional Elastoplastic Deformation Processes of Moderate Curvature. Moscow University Mechanics Bulletin. 2026. Vol. 81, No. 1. P. 16-23. DOI: 10.3103/S0027133026700032.

13.Abirov R., Turdibekov J. Axial-Torsional Path Dependence in an Elastoplastic Rod with a Multiply Connected Cross-Section. Applied Mechanics. 2026. Vol. 7, No. 3. Art. 71. DOI: 10.3390/applmech7030071.

UO‘K 537.632.4

$(Gd, Tm, Bi)_3(Fe, Ga)_5O_{12}$ (Gd, TM, Bi)$_5$ FERRIT-GRANATDA TASHQI MAGNIT MAYDON TA’SIRIDA DOMEN TUZILISHINING GISTEREZISLI EVOLYUTSIYASI

Fayziyev Shaxobiddin Shavkatovich,
Buxoro davlat universiteti
Fizika kafedrasi dotsenti
s.s.fayziev@buxdu.uz

Annotatsiya. *Ushbu ishda* $(Gd, Tm, Bi)_3(Fe, Ga)_5O_{12}$ *tarkibli ferrit-granat namunasining element tarkibi hamda tashqi magnit maydon ta’sirida domen tuzilishining evolyutsiyasi tadqiq etildi. Rentgen-fluoressent (XRF) tahlil asosida namunaning normallashtirilgan tarkibi* $(Gd_{1.130}Tm_{1.41}Bi_{0.36})_{3.07}(Fe_{2.25}Ga_{2.68})_{4.93}O_{12}$ *sifatida baholandi va* $Ga/Fe \approx 1{,}19$ *ekani aniqlandi. Domen tuzilishi Faradey magnit - optik mikroskopiyasi yordamida* $0 \to +4{,}8 \to 0 \to -4{,}8 \to 0 \to +4{,}8\ mT$ *to‘liq maydon sikli davomida kuzatildi. Faradey tasvirlarida qizil va sariq kontrastli sohalarning yuzasi ajratilib,* $\eta(B) = [S_{qizil}(B) - S_{qizil}(0)] / S_{\Sigma}$ *normallashtirilgan domen-yuza parametri hisoblandi va shu parametr bo‘yicha domen-yuza gisterezis konturi qurildi. Birlamchi musbat maydon tarmog‘ida* η *0 dan* $+0{,}4102$ *gacha oshdi, teskari maydon tarmog‘ida esa* $-0{,}5859$ *gacha kamaydi. Teskari borishda* $\eta = 0$ *nuqtasi chiziqli interpolatsiya bo‘yicha B ≈ - 0,32 mT, manfiy sikldan keyingi takroriy musbat borishda esa* $B \approx +2{,}23\ mT$ *bo‘ldi; ikkinchi o‘tish* $2{,}1 - 2{,}4\ mT$ *oralig‘idagi keskin domen-kontrast almashinuvi bilan bog‘liq. Bir xil maydon qiymatlarida borish va qaytish tarmoqlarining turli* η *qiymatlariga ega bo‘lishi domenlarning yuzaviy qayta taqsimlanishi gisterezisli va magnit tarixga bog‘liq ekanini ko‘rsatdi.* $\eta(B)$ *magnitlanish* $M(B)/M_S$ *emas, balki Faradey tasvirlaridan olingan domen-yuza parametridir.*

Kalit so‘zlar: *ferrit-granat, domen tuzilishi, Faradey effekti, magnit-optik mikroskopiya, domen-yuza gisterezisi, labirint domenlar, Ga almashinuvi, domen-yuza parametri, magnit tarix.*

ГИСТЕРЕЗИСНАЯ ЭВОЛЮЦИЯ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ И ДВИЖЕНИЕ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В ФЕРРИТ-ГРАНАТЕ $(Gd, Tm, Bi)_3(Fe, Ga)_5O_{12}$ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ВНЕШНЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Аннотация. *В данной работе исследованы элементный состав образца феррит-граната* $(Gd, Tm, Bi)_3(Fe, Ga)_5O_{12}$ *и эволюция его доменной структуры под воздействием внешнего магнитного поля. На основе рентгенофлуоресцентного (XRF) анализа нормализованный элементный состав образца оценён как* $(Gd_{1.130}Tm_{1.41}Bi_{0.36})_{3.07}(Fe_{2.25}Ga_{2.68})_{4.93}O_{12}$*, при этом установлено соотношение* $Ga/Fe \approx 1{,}19$*. Доменная структура исследована методом магнитооптической микроскопии по эффекту Фарадея в течение полного цикла изменения магнитного поля* $0 \to +4{,}8 \to 0 \to -4{,}8 \to 0 \to +4{,}8$ мТл*. На изображениях Фарадея выделялись области с красным и жёлтым контрастом, после чего рассчитывался нормированный параметр доменной площади* $\eta(B) = [S_{qizil}(B) - S_{qizil}(0)] / S_{\Sigma}$ *и по его значениям строилась петля гистерезиса доменной площади. На первичной ветви увеличения положительного магнитного поля η возрастал от 0 до* $+0{,}4102$*, тогда как на обратной ветви при изменении поля в отрицательном направлении уменьшался до* $-0{,}5859$*. При обратном ходе нулевая точка* $\eta = 0$*, согласно линейной интерполяции, достигалась при* $B \approx -0{,}32$ мТл*, тогда как при повторном увеличении положительного поля после отрицательного цикла соответствующее значение достигалось при* $B \approx +2{,}23$ мТл*. Второй переход связан с резким изменением доменного контраста в диапазоне* $2{,}1 - 2{,}4$ мТл*. Различие значений* η *на прямой и обратной ветвях при одинаковых значениях магнитного поля свидетельствует о гистерезисном характере перераспределения площади доменов и его зависимости от магнитной предыстории образца. Параметр* $\eta(B)$ *не является намагниченностью* $M(B)/M_S$*, а представляет собой параметр доменной площади, полученный непосредственно из магнитооптических изображений Фарадея.*

Ключевые слова: *феррит-гранат, доменная структура, эффект Фарадея, магнитооптическая микроскопия, гистерезис доменной площади, лабиринтные домены, замещение* Fe *на* Ga*, параметр доменной площади, магнитная предыстория.*

HYSTERETIC EVOLUTION OF THE DOMAIN STRUCTURE AND DOMAIN-WALL MOTION IN $(Gd, Tm, Bi)_3(Fe, Ga)_5O_{12}$ FERRITE GARNET UNDER AN APPLIED MAGNETIC FIELD

Abstract. *In this work, the elemental composition of a $(Gd, Tm, Bi)_3(Fe, Ga)_5O_{12}$ ferrite garnet sample and the evolution of its domain structure under an applied magnetic field were investigated. Based on X-ray fluorescence (XRF) analysis, the normalized elemental composition of the sample was estimated as $(Gd_{1.130}Tm_{1.41}Bi_{0.36})_{3.07}(Fe_{2.25}Ga_{2.68})_{4.93}O_{12}$, with a Ga/Fe ratio of approximately 1.19. The domain structure was investigated by Faraday magneto-optical microscopy during a complete magnetic-field cycle of $0 \rightarrow +4.8 \rightarrow 0 \rightarrow -4.8 \rightarrow 0 \rightarrow +4.8\ mT$. In the Faraday images, regions with red and yellow contrast were segmented, and the normalized domain-area parameter $\eta(B) = [S_{qizil}(B) - S_{qizil}(0)] / S_{\Sigma}$ was calculated. A domain-area hysteresis loop was then constructed from this parameter. On the initial positive-field branch, η increased from 0 to $+0.4102$, whereas on the reverse branch it decreased to -0.5859. During the reverse-field sweep, the $\eta=0$ point was determined by linear interpolation at approximately $B \approx -0.32\ mT$, while during the subsequent positive-field sweep after the negative-field cycle, the corresponding point occurred at $B \approx +2.23\ mT$. The latter transition was associated with a pronounced exchange of domain contrast in the $2.1 - 2.4\ mT$ range. The difference between the η values obtained on the increasing and decreasing field branches at identical magnetic-field values demonstrates that the redistribution of domain areas is hysteretic and depends on the magnetic history of the sample. The parameter $\eta(B)$ does not represent the magnetization $M(B)/M_S$; rather, it is a domain-area parameter derived directly from the Faraday magneto-optical images.*

Keywords: *ferrite garnet, domain structure, Faraday effect, magneto-optical microscopy, domain-area hysteresis, labyrinth domains, Ga substitution, domain-area parameter, magnetic history.*

Kirish. Ferrit-granatlar $\{R\}_3(Fe, Ga)_5O_{12}$ (R - nodir yer elementi) tarkibli murakkab oksid magnit materiallar bo‘lib, ularning magnit va magnit-optik xususiyatlari kristall panjaradagi kation tarkibi hamda magnit subpanjaralar o‘rtasidagi o‘zaro ta’sir bilan belgilanadi [1–5]. Fe^{3+} ionlarining bir qismini magnit bo‘lmagan Ga^{3+} ionlari bilan almashtirish temir subpanjaralarining natijaviy magnitlanishiga ta’sir ko‘rsatadi. Bi bilan almashtirish esa ferrit-granatlardagi Faradey magnit-optik javobini kuchaytirishi bilan ma’lum [6,7].

Ferrit-granatlardagi domen tuzilishi almashinuv, magnit anizotropiya, magnitostatik va domen devori energiyalarining muvozanati natijasida shakllanadi. Tashqi magnit maydon ushbu muvozanatni o‘zgartirib, domen devorlarining siljishi, ayrim domenlarning kengayishi va boshqalarining qisqarishiga olib keladi. Maydonni faqat bir yo‘nalishda oshirish emas, balki to‘liq borish–qaytish siklida kuzatish domen konfiguratsiyasining magnit tarixga bog‘liqligini aniqlash imkonini beradi.

Mazkur ishning maqsadi $(Gd, Tm, Bi)_3(Fe, Ga)_5O_{12}$ ferrit-granat namunasining element tarkibini XRF usulida aniqlash, Faradey mikroskopiyasi yordamida $0 \rightarrow +4{,}8 \rightarrow 0 \rightarrow -4{,}8 \rightarrow 0 \rightarrow +4{,}8\ mT$ to‘liq maydon sikli bo‘ylab domen tuzilishi evolyutsiyasini kuzatish, qizil va sariq kontrastli sohalar yuzasini segmentatsiya qilish hamda $\eta(B)$ domen-yuza parametri asosida domenlarning gisterezisli qayta taqsimlanishini miqdoriy baholashdan iborat.

Tadqiqot obyekti sifatida $(Gd, Tm, Bi)_3(Fe, Ga)_5O_{12}$ tarkibli ferrit-granat namuna olindi. Dastlabki tajriba hujjatlariga ko‘ra, namuna (111) orientatsiyali gadoliniy-galliy granat $(Gd_3Ga_5O_{12}, GGG)$ taglikda suyuq fazali epitaksiya usulida o‘stirilgan; ko‘rsatilgan qalinlik 0,4 mm. Ushbu ishda namunaning tarkibi va Faradey domen tasvirlari tahlil qilindi.

Element tarkibi Rigaku NexDE VS energiya-dispersiv roentgen-fluoressent spektrometrida aniqlandi. Tajriba hujjatlarida Ag anod, uglerod filtr hamda element guruhiga qarab 30 va 60 kV ish rejimlari qayd etilgan. XRF natijalari kationlarning jami sakkizta pozitsiyasiga normallashtirildi.

Domen tuzilishi Matam-1 polarizatsion mikroskopida Faradey magnit-optik effekti asosida, 28× kattalashtirishda kuzatildi. Yorug‘lik manbai sifatida GY6.35 12 V, 50 W galogen lampa, tasvirlarni qayd etish uchun Euromex Digi-5 (5,1 MP) kamera ishlatilgan. Kuzatishlar xona haroratida olib borilgan. Magnit maydon sikli $0 \rightarrow +4{,}8 \rightarrow 0 \rightarrow -4{,}8 \rightarrow 0 \rightarrow +4{,}8\ mT$ ketma-ketligida bajarildi. Tajriba besh tarmoqqa ajratildi: “To‘g‘ri borish”, “To‘g‘ri qaytish”, “Teskari borish”, “Teskari qaytish” va “To‘g‘ri borish-2”. Tasvirlar 0,3 mT qadam bilan qayd etildi. Ikkinchi va to‘rtinchi tarmoqlarda jadvalda keltirilgan musbat sonlar maydon modulini bildiradi; “teskari” tarmoqlarda fizik maydon manfiy ishora bilan qabul qilindi. Har bir Faradey tasvirida qizil va sariq magnit-optik kontrastli sohalarning foiz ulushi hamda yuzasi ajratildi. Tahlil qilingan umumiy yuza $S_{\Sigma} \approx 1{,}770\ mm^2$ ni tashkil etdi. Boshlang‘ich tasvir uchun $S_{qizil}(0) =$

$1{,}043\ mm^2$ (58,9%) va $S_{sariq}(0) = 0{,}727\ mm^2$ (41,1%) olindi. Barcha besh maydon tarmog‘i uchun bir xil boshlang‘ich tayanch qiymat qo‘llanib, $\eta(B) = [S_{qizil}(B) - S_{qizil}(0)] / S_{\Sigma}$ hisoblandi. Shu qiymatlar asosida $0 \to +4{,}8 \to 0 \to -4{,}8 \to +4{,}8\ mT$ sikl uchun domen-yuza gisterezis egri chizig‘i qayta qurildi.

$$\eta(B) = [S_{qizil}(B) - S_{qizil}(0)] / S_{\Sigma}$$

η kattaligi magnitlanish M/M_S emas; u Faradey tasviridagi qizil kontrastli sohaning boshlang‘ich holatga nisbatan normallashtirilgan yuzaviy o‘zgarishini ifodalaydi. Shu sababli ushbu ishda η uchun koersitiv maydon yoki remanent magnitlanish kabi VSM terminlari qo‘llanilmadi.

XRF natijalariga ko‘ra, Fe, Ga, Gd, Tm va Bi asosiy komponentlar bo‘lib, ularning miqdori mos ravishda 28,2; 33,5; 16,2; 17,6 va 4,56 mol.% ni tashkil etdi. Y 0,03 mol.% darajasida qayd etildi, Zr va Te esa aniqlanmadi. Natijalar 8 kation pozitsiyasiga normallashtirilganda Gd=1,30; Tm=1,41; Bi=0,36; Fe=2,25 va Ga=2,68 qiymatlari olindi. Shunday qilib, namunaning tajribaviy tarkibi $(Gd_{1.130}Tm_{1.41}Bi_{0.36})_{3.07}(Fe_{2.25}Ga_{2.68})_{4.93}O_{12}$ ko‘rinishida ifodalandi. Ga/Fe≈1,19. XRF usuli Ga ionlarining tetraedrik va oktaedrik pozitsiyalar bo‘yicha aniq taqsimotini bermagani sababli bu ishda bunday joylashuv bo‘yicha qat’iy xulosa chiqarilmadi.

1-jadval.

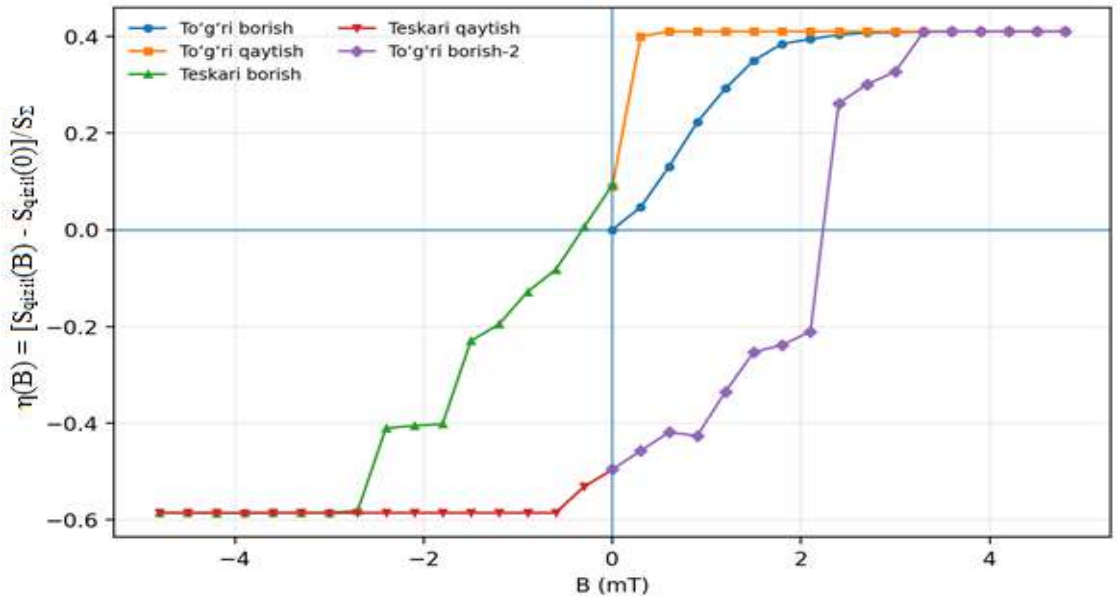
XRF bo‘yicha element tarkibi

Element	Konsentratsiya, mol.%	Holat
Fe	28,2	aniqlangan
Ga	33,5	aniqlangan
Gd	16,2	aniqlangan
Tm	17,6	aniqlangan
Bi	4,56	aniqlangan
Y	0,03	aniqlangan
Zr	ND	aniqlanmagan
Te	ND	aniqlanmagan

Birlamchi musbat maydon tarmog‘ida qizil kontrastli sohalar ulushi 58,9% dan yuqori maydonlarda ≈99,95% gacha ortdi. η mos ravishda 0 dan +0,4102 gacha o‘sdi. Masalan, $B = 0{,}6\ mT$ da $\eta = 0{,}1305$; $B = 1{,}2\ mT$ da 0,2927, $B = 1{,}8\ mT$ da 0,3847 bo‘lib, 3,6 mT dan boshlab ≈0,4102 atrofida barqarorlashdi. Bu tarmoq domen-yuza gisterezis konturining boshlang‘ich musbat borish qismini tashkil etadi.

Musbat maydondan qaytish tarmog‘ida qizil kontrastli holat nolga yaqin maydonlargacha saqlandi: $B = 0{,}6\ mT$ da $\eta \approx 0{,}4102$; $B = 0{,}3\ mT$ da $\eta = 0{,}4000$; $B = 0$ da esa $\eta = 0{,}0893$. Bir xil $B = 0{,}6\ mT$ qiymatida birlamchi borishdagi $\eta = 0{,}1305$ va qaytishdagi $\eta \approx 0{,}4102$ bo‘lishi domen yuzalarining maydon yo‘liga bog‘liq qayta taqsimlanishini ko‘rsatadi.Teskari maydon tarmog‘ida η musbat qiymatdan manfiy qiymatlarga o‘tdi: $-0{,}3\ mT$ da $+0{,}0056$; $-0{,}6\ mT$ da $-0{,}0825$; $-1{,}8\ mT$ da $-0{,}4017$; $-2{,}4\ mT$ da $-0{,}4102$ va $-2{,}7\ mT$ da $-0{,}5814$. Yuqori manfiy maydonlarda sariq kontrastli soha ≈ 99,6% gacha yetib, $\eta \approx -0{,}5853 \ldots - 0{,}5859$ oralig‘ida barqarorlashdi. $-0{,}3\ va\ -0{,}6\ mT$ nuqtalari orasidagi chiziqli interpolatsiya $\eta = 0$ uchun $B \approx -0{,}32\ mT$ ni beradi. Ushbu qiymat koersitiv maydon emas, faqat domen-yuza parametrining nol kesishish maydoni sifatida talqin qilinadi.

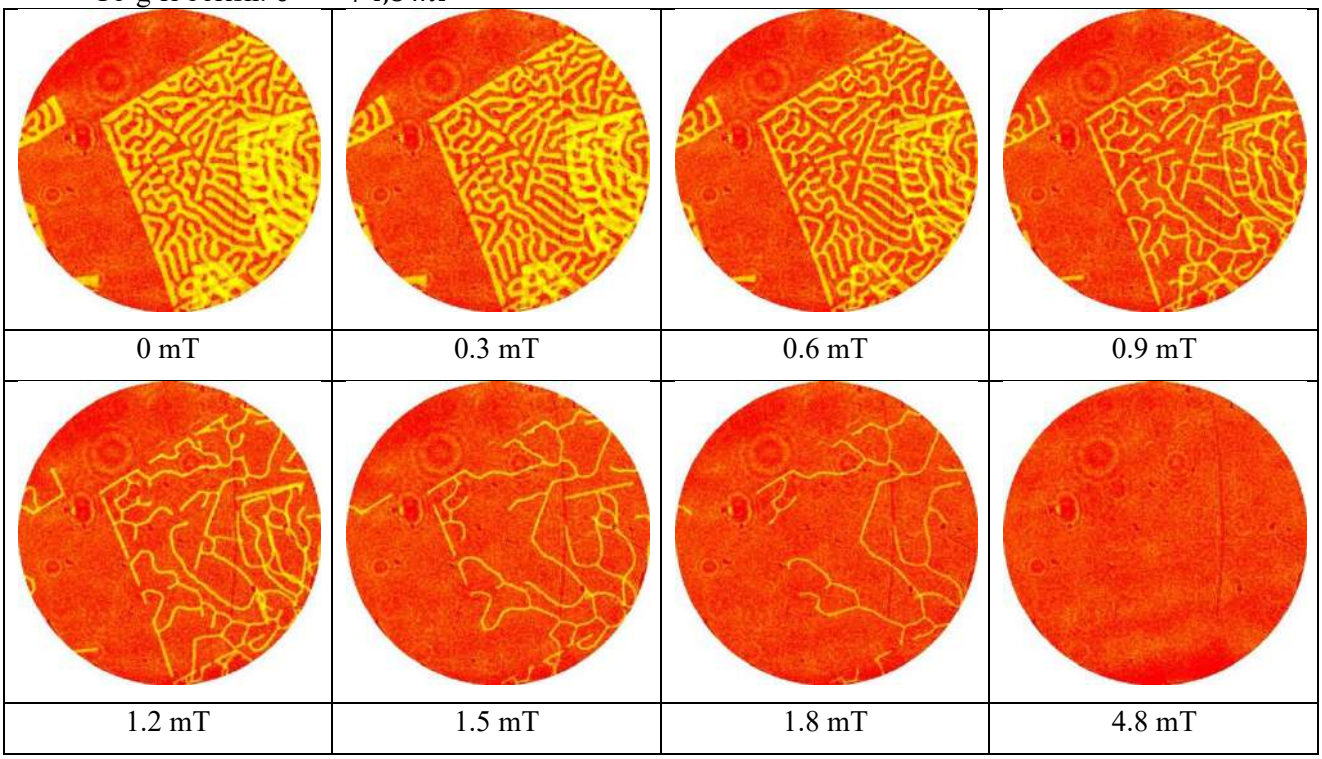
Manfiy maydondan qaytish tarmog‘ida η ning katta manfiy qiymati nolga yaqin maydongacha saqlandi: $B = -0{,}6\ mT$ da $\eta \approx -0{,}5853$; $-0{,}3\ mT$ da $-0{,}5311$ va $B = 0$ da $-0{,}4960$. Shunday qilib, maydon olib tashlanganidan keyin ham domen-yuza holati dastlabki $B = 0$ konfiguratsiyasiga darhol qaytmaydi; bu domen-yuza gisterezis konturining qaytish tarmog‘ida yaqqol ko‘rinadi. “To‘g‘ri borish-2” tarmog‘i manfiy sikldan keyingi magnit tarix ta’sirini yaqqol ko‘rsatdi. $B = 0$ da $\eta = -0{,}4955$ bo‘lib, musbat maydon oshirilganda $B = 2{,}1\ mT$ da $\eta = -0{,}2102$ gacha o‘zgardi, $B = 2{,}4\ mT$ da esa $+0{,}2616$ ga keskin o‘tdi. Chiziqli interpolatsiya $\eta = 0$ uchun $B \approx +2{,}23\ mT$ ni berdi. $B = 3{,}3\ mT$ da $\eta = 0{,}4096$; $3{,}6\ mT$ va undan yuqorida $\approx 0{,}4102$ ga yetdi. Bu tarmoq gisterezis konturining manfiy tarixdan keyingi musbat qayta yo‘nalish qismini ifodalaydi.



1-rasm. Faradey tasvirlarida qizil va sariq kontrastli sohalar yuzasi bo‘yicha qayta qurilgan domen-yuza gisterezisi $\eta(B)$

Domen tuzilishining to‘liq sikldagi evolyutsiyasi

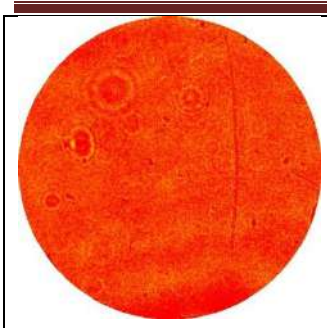
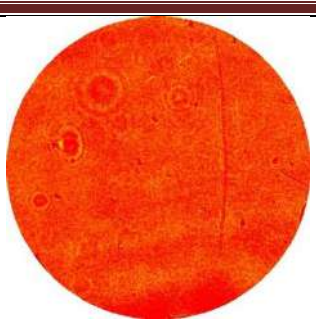
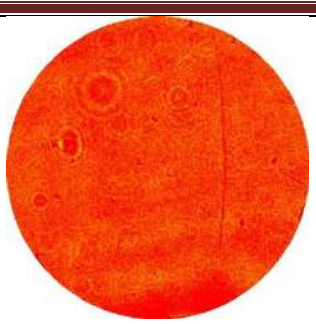
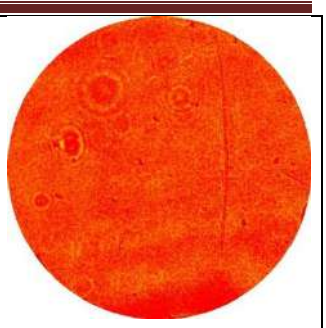
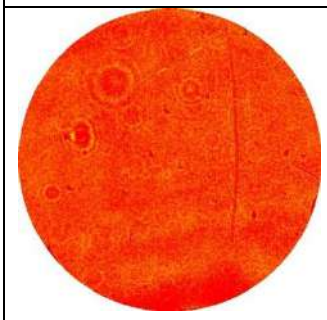
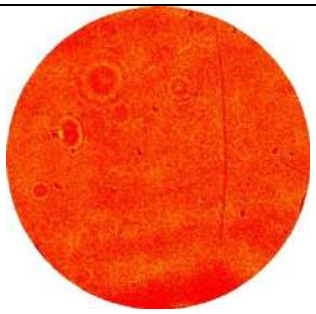
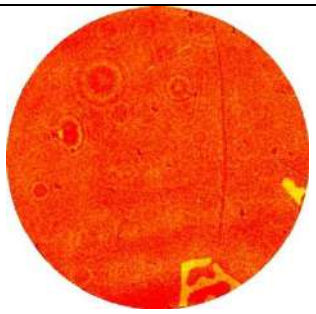
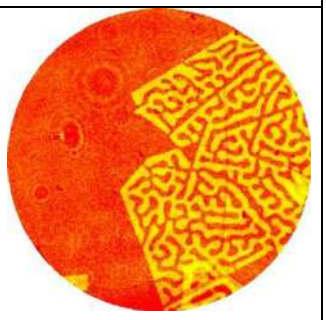
To‘g‘ri borish: $0 \rightarrow +4{,}8\ mT$



0 mT	0.3 mT	0.6 mT	0.9 mT
1.2 mT	1.5 mT	1.8 mT	4.8 mT

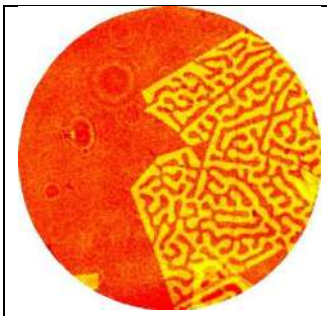
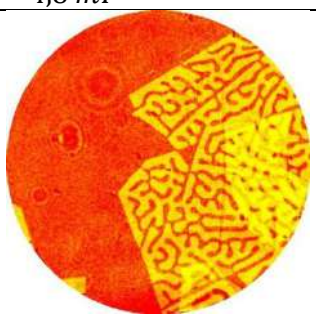
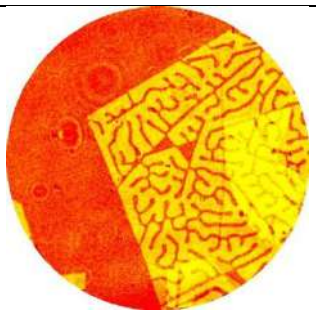
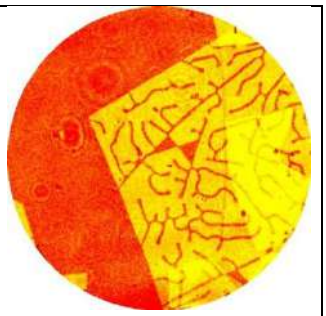
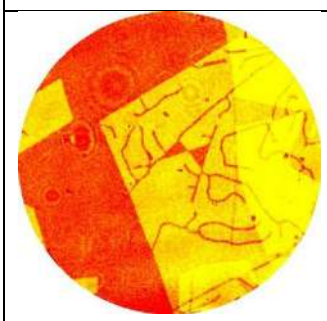
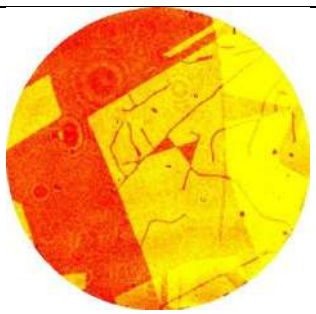
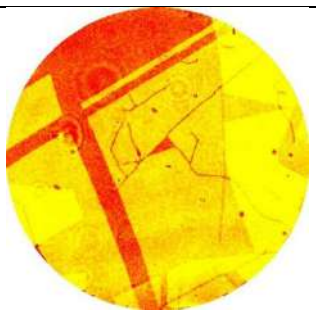
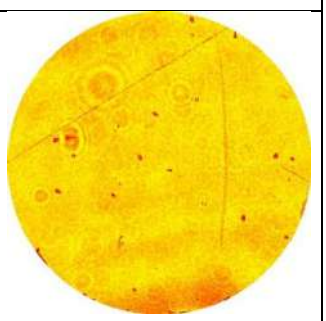
B=0 da rivojlangan labirint tipidagi domen struktura kuzatildi. $0{,}3 - 0{,}6\ mT$ da labirint konfiguratsiya asosan saqlanib, domen devorlarining siljishi boshlandi. $0{,}9 - 1{,}8\ mT$ oralig‘ida tarmoqlar siyraklashib, cho‘zilgan qoldiq domenlar ustunlashdi. $2{,}1 - 3{,}0\ mT$ da qoldiq domenlar yanada qisqardi; $3{,}3 - 3{,}9\ mT$ da faqat zaif chegaralar saqlandi. $4{,}2 - 4{,}8\ mT$ da Faradey tasviri deyarli bir jinsli bo‘ldi. Tasvirlarda aniq silindrsimon domenlar ajratilmagani sababli bunday bosqich kuzatilgan deb hisoblanmadi.

To‘g‘ri qaytish: $+4{,}8 \rightarrow 0\ mT$

			
4.8 mT	1.8 mT	1.5 mT	1.2 mT
			
0.9 mT	0.6 mT	0.3 mT	0 mT

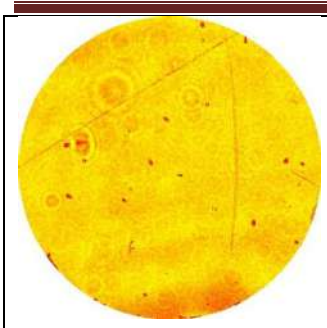
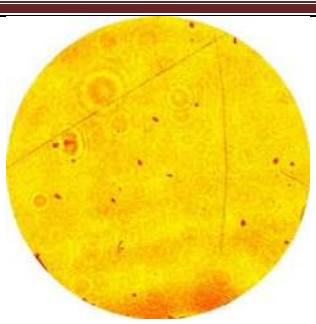
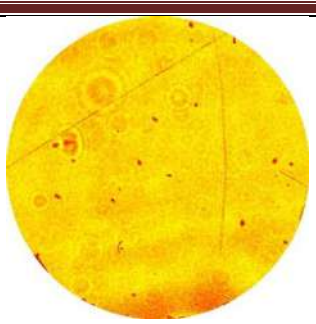
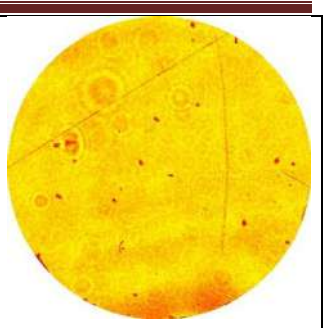
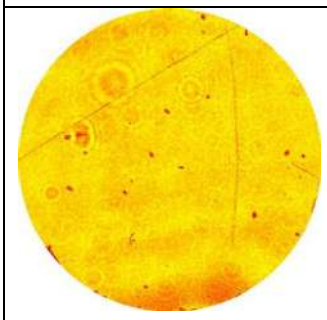
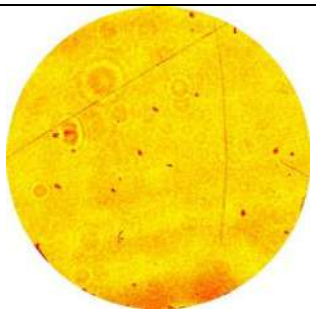
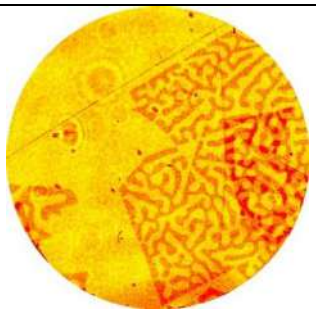
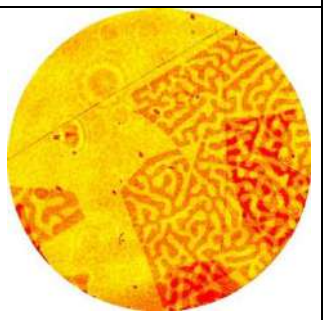
Maydon kamaytirilganda domen strukturasi birlamchi borish yo‘lini teskari tartibda takrorlamadi. Yuqori va o‘rta maydonlarda tasvir deyarli bir jinsli holatda saqlandi; domenlarning aniq qayta paydo bo‘lishi nolga yaqin sohada kuzatildi. Bu holat $\eta(B)$ qaytish tarmog‘ining ham yuqori qiymatni kichik maydonlargacha saqlashi bilan mos keladi.

Teskari borish: $0 \rightarrow -4{,}8\ mT$

			
0 mT	-0.3 mT	-0.6 mT	-0.9 mT
			
-1.2 mT	-1.5 mT	-1.8 mT	-4.8 mT

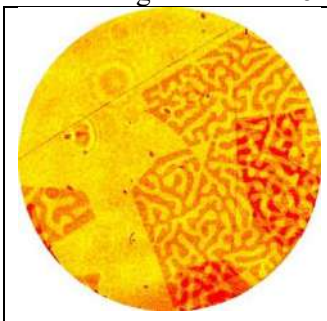
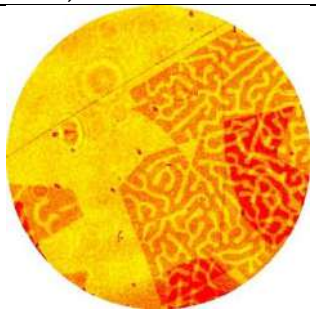
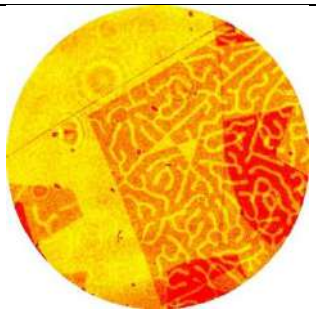
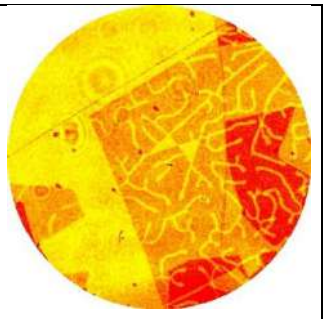
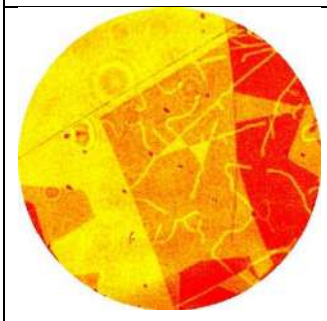
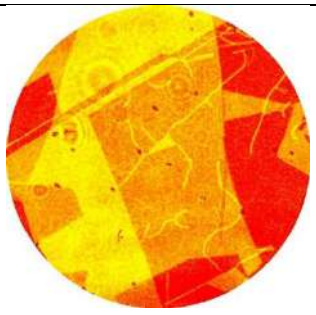
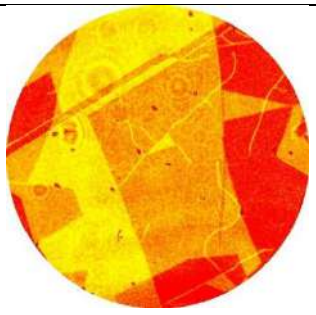
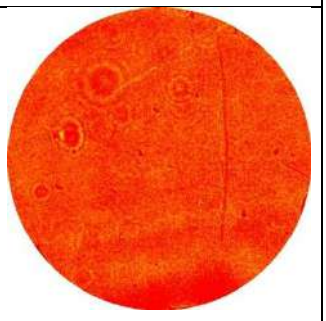
Maydon yo‘nalishi almashtirilganda labirint domenlar qayta tashkil topdi. $-0{,}9 \ldots -1{,}8\ mT$ oralig‘ida tarmoqlangan struktura sezilarli siyraklashdi, $-2{,}1 \ldots -3{,}0\ mT$ da qoldiq domenlar kamaydi, $-3{,}3\ mT$ dan katta moduldagi maydonlarda tasvir asosan bir jinsli sariq kontrastga o‘tdi. Miqdoriy segmentatsiyada, ayniqsa, $-2{,}4\ va\ -2{,}7\ mT$ oralig‘ida η ning $-0{,}4102$ dan $-0{,}5814$ gacha keskin o‘zgarishi qayd etildi.

Teskari qaytish: $-4{,}8 \rightarrow 0\ mT$

			
-4.8 mT	-1.8 mT	-1.5 mT	-1.2 mT
			
-0.9 mT	-0.6 mT	-0.3 mT	0 mT

Manfiy yuqori maydondan qaytishda sariq kontrastli holat nolga yaqin maydongacha saqlandi. $B = 0$ da ham $\eta = -0{,}4960$ bo‘lib, bu boshlang‘ich $B = 0$ holatidagi $\eta = 0$ dan keskin farq qiladi. Natija domen konfiguratsiyasining oldingi magnit holatga bog‘liqligini ko‘rsatadi.

To‘g‘ri borish-2: $0 \rightarrow +4{,}8\ mT$

			
0 mT	0.3 mT	0.6 mT	0.9 mT
			
1.2 mT	1.5 mT	1.8 mT	4.8 mT

Manfiy sikldan keyingi takroriy musbat magnitlanishda $B = 0$ da sariq kontrast ustun bo‘lib qoldi. $0 - 2{,}1\ mT$ oralig‘ida qizil soha bosqichma-bosqich kengaydi, $2{,}1 - 2{,}4\ mT$ oralig‘ida esa keskin almashinish yuz berdi. $3{,}3 - 3{,}6\ mT$ dan boshlab qizil kontrast deyarli butun kuzatilayotgan yuzani egalladi. Birinchi va ikkinchi musbat tarmoqlarning aynan ustma-ust tushmasligi magnit tarix ta’sirining miqdoriy va tasviriy belgisi hisoblanadi.

Xarakterli maydon sohalari

2-jadval.

Domen evolyutsiyasining xarakterli maydon sohalari.

Tarmoq	Maydon sohasi	Kuzatilgan holat	Miqdoriy belgi
To‘g‘ri borish	0–0,6 mT	Labirint struktura saqlanadi	η: 0 → 0,1305
To‘g‘ri borish	0,9–1,8 mT	Kuchli qayta tashkil topish	η: 0,2226 → 0,3847
To‘g‘ri borish	3,6–4,8 mT	Deyarli bir jinsli qizil kontrast	η≈0,4102
To‘g‘ri qaytish	0,6 → 0 mT	Domenlar nolga yaqin qayta paydo bo‘ladi	η: 0,4102 → 0,0893
Teskari borish	−0,3…−0,6 mT	η ishora almashadi	B(η=0)≈−0,32 mT
Teskari borish	−2,4…−2,7 mT	Keskin sariq-kontrast ustunligi	−0,4102 → −0,5814
Teskari qaytish	−0,6 → 0 mT	Manfiy holat saqlanadi	−0,5853 → −0,4960
To‘g‘ri borish-2	2,1–2,4 mT	Keskin kontrast almashinuvi	B(η=0)≈+2,23 mT
To‘g‘ri borish-2	3,3–4,8 mT	Deyarli bir jinsli qizil kontrast	η≈0,4102

Natijalarning umumiy muhokamasi. Faradey tasvirlari va ularning segmentatsiyasi qizil va sariq kontrastli sohalar yuzasining tashqi maydon bilan yo‘lga bog‘liq o‘zgarishini ko‘rsatdi. Qayta qurilgan $\eta(B)$ egri chizig‘ida borish va qaytish tarmoqlari domen-yuza gisterezis konturini hosil qiladi. Musbat maydon ortishi bilan qizil kontrastli soha, manfiy maydon ortishi bilan esa sariq kontrastli soha ustunlashadi. Maydon kamaytirilganda domen yuzalari birlamchi borish yo‘lini aynan teskari tartibda takrorlamaydi. Ayniqsa, $B = 0$ holatida boshlang‘ich, musbat maydondan qaytish va manfiy maydondan qaytish tarmoqlarida turli η qiymatlarining olinishi domen konfiguratsiyasining magnit tarixga bog‘liqligini ko‘rsatadi.

Muhim jihat shundaki, ushbu ishda qurilgan $\eta(B)$ konturi haqiqiy magnitlanish $M(B)$ gisterezisi emas. η Faradey tasviridagi qizil kontrastli sohaning boshlang‘ich holatga nisbatan normallashtirilgan yuzaviy o‘zgarishini ifodalaydi. Shu sababli grafikdan koersitiv maydon Bc, remanent magnitlanish Mr/Ms yoki to‘yinish magnitlanishi Ms chiqarilmadi. $B \approx -0{,}32\,mT$ va $B \approx +2{,}23\,mT$ qiymatlari faqat $\eta = 0$ bo‘ladigan domen-yuza nol kesishish nuqtalaridir. Shuningdek, mavjud fazoviy kalibrovka domen davri, domen devori qalinligi yoki bubble diametrini ishonchli hisoblash uchun yetarli emas; shu bois yakuniy talqin mavjud XRF ma’lumotlari, Faradey tasvirlari va ularning segmentatsiyasi bilan cheklangan.

Xulosa. Tadqiq etilgan ferrit-granat namunasining XRF bo‘yicha normallashtirilgan tarkibi $(Gd_{1.130}Tm_{1.41}Bi_{0.36})_{3.07}(Fe_{2.25}Ga_{2.68})_{4.93}O_{12}$ sifatida baholandi; $Ga/Fe \approx 1{,}19$. Faradey mikroskopiyasida $0 \to +4{,}8 \to 0 \to -4{,}8 \to 0 \to +4{,}8\,mT$ to‘liq maydon sikli davomida domen tuzilishining yo‘lga bog‘liq evolyutsiyasi kuzatildi. Nol maydondagi labirint struktura maydon moduli ortishi bilan siyraklashib, yuqori musbat yoki manfiy maydonlarda mos ravishda qizil yoki sariq kontrast ustun bo‘lgan deyarli bir jinsli optik holatga o‘tdi.

Faradey tasvirlaridagi qizil va sariq sohalar segmentatsiyasi asosida $\eta(B) = [S_{qizil}(B) - S_{qizil}(0)] / S_{\Sigma}$ domen-yuza parametri hisoblandi va domen-yuza gisterezis konturi qurildi. Birlamchi musbat maydon tarmog‘ida η 0 dan $+0{,}4102$ gacha oshdi, teskari maydon tarmog‘ida esa $-0{,}5859$ gacha kamaydi. Teskari borishda $\eta = 0$ nuqtasi taxminan $-0{,}32\,mT$ da, manfiy sikldan keyingi takroriy musbat borishda esa taxminan +2,23 mT da joylashdi. Ikkinchi nol kesishish 2,1–2,4 mT oralig‘idagi keskin domen-kontrast almashinuvi bilan bog‘liq.

Bir xil maydon qiymatlarida borish va qaytish tarmoqlarining turli η qiymatlariga va turli domen tasvirlariga ega bo‘lishi domenlarning yuzaviy qayta taqsimlanishi gisterezisli hamda magnit tarixga bog‘liq ekanini ko‘rsatdi. Bunda $\eta(B)$ magnitlanish $M(B)/M_S$ emasligi sababli $B \approx -0{,}32\,mT$ va $B \approx +2{,}23\,mT$ qiymatlari koersitiv maydon sifatida talqin qilinmaydi. Mavjud ma’lumotlar aniq bubble domenlar, domen devori qalinligi yoki VSM magnit parametrlarini aniqlash uchun yetarli emas. Shunday qilib, ishning asosiy eksperimental natijasi tashqi maydon siklida qizil va sariq magnit-optik kontrastli sohalarning qaytarilmas yuzaviy qayta taqsimlanishi va undan hosil bo‘lgan domen-yuza gisterezisidir.

ADABIYOTLAR:

1. Zvezdin A.K., Kotov V.A. Modern Magnetooptics and Magnetooptical Materials. Institute of Physics Publishing, Bristol, 1997. ISBN 9780750303620.

2. Hubert A., Schäfer R. Magnetic Domains: The Analysis of Magnetic Microstructures. Springer, Berlin–Heidelberg, 1998. DOI: 10.1007/978-3-540-85054-0.

3. Geller S. Crystal chemistry of the garnets. Zeitschrift für Kristallographie. 1967;125(1–6):1–47. DOI: 10.1524/zkri.1967.125.16.1.

4. Anderson E.E. Molecular Field Model and the Magnetization of YIG. Physical Review. 1964;134(6A):A1581–A1585. DOI: 10.1103/PhysRev.134.A1581.

5. Gangulee A., Kobliska R.J. Magnetocrystalline anisotropy in epitaxially grown $(Gd,Tm,Y)_3(Fe,Ga)_5O_{12}$ garnet thin films. Journal of Applied Physics. 1980;51(6):3333–3337. DOI: 10.1063/1.328043.

6. Scott G.B., Lacklison D.E. Magnetooptic properties and applications of bismuth substituted iron garnets. IEEE Transactions on Magnetics. 1976;12(4):292–311. DOI: 10.1109/TMAG.1976.1059031.

7. Hansen P., Krumme J.-P. Magnetic and magneto-optical properties of garnet films. Thin Solid Films. 1984;114(1–2):69–107. DOI: 10.1016/0040-6090(84)90337-7.

8. Johansen T.H., Pan A.V., Galperin Y.M. Exact asymptotic behavior of magnetic stripe domain arrays. Physical Review B. 2013;87:060402(R). DOI: 10.1103/PhysRevB.87.060402.

9. Babcock K.L., Westervelt R.M. Elements of cellular domain patterns in magnetic garnet films. Physical Review A. 1989;40:2022–2030. DOI: 10.1103/PhysRevA.40.2022.

10. Synhaivska O.I., Lytvyn P.M., Yaremiy I.P., Kotsyubynsky A.O., Kozub V.V., Solnstev V.S., Prokopenko I.V. Microanalysis of magnetic structure of yttrium-iron garnet films by using the scanning probe microscopy methods. Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics. 2016;19(1):90–97. DOI: 10.15407/spqeo19.01.090.

11. Moreno A.J., Ferrari H. Magneto-optic study of the behavior of magnetic domain walls in ferrimagnetic garnet films placed over samples with in-plane magnetization. Physica B: Condensed Matter. 2012;407(16):3117–3120. DOI: 10.1016/j.physb.2011.12.040.

12. Visualization of stray-field distribution by charged domain-walls in rare-earth substituted iron garnets. Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2020;504:166556. DOI: 10.1016/j.jmmm.2020.166556.

13. Structural elucidation and magnetic behaviour evaluation of gallium substituted garnet ferrites. Ceramics International. 2018;44(18):22504–22511. DOI: 10.1016/j.ceramint.2018.09.021.

14. High-resolution sensitive magneto-optic ferrite-garnet films with planar anisotropy. Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 1996;157–158:305–306. DOI: 10.1016/0304-8853(95)00972-8.

UO‘K 548.736

$YFe_3(BO_3)_4$ FERROBORATINING KRISTALL TUZILISHI: FeO_6 SPIRAL ZANJIRLARI VA STRUKTURAVIY FAZAVIY O‘TISH

Sharipov Mirzo Zokirovich,
Buxoro davlat universiteti Fizika kafedrasi professori
m.z.sharipov@buxdu.uz
Fayziyev Shaxobiddin Shavkatovich,
Buxoro davlat universiteti Fizika kafedrasi dotsenti
s.s.fayziev@buxdu.uz
Zakirova Baxshand Kayimovna,
Fizika kafedrasi magistranti
baxshandzakirova@gmail.com

Annotatsiya. *Maqolaning maqsadi multiferroik $YFe_3(BO_3)_4$ ferroboratining past haroratli fazasida temir kichik panjarasining tuzilishini aniqlash sanaladi. Usul. Struktura VESTA 3 dasturida $P3_121$ (№ 152) fazoviy guruhda qurildi (a = 9,5194 Å, c = 7,5552 Å, Z = 3). Bog‘ uzunliklari, burchaklar, poliedrlar buzilishi va bog‘ valentligi yig‘indilari hisoblandi. Maqolaning natijalari: 13 ta mustaqil pozitsiyadan Fe ikkitasini egallaydi: Fe1 (3a) va Fe2 (6c). Ular ikki turdagi FeO_6 spiral zanjirlarini hosil qiladi. Fe1 zanjirida Fe–Fe = 3,157 Å, Fe2 zanjirida 3,201 Å; (Fe–O) mos ravishda 2,009 va 2,021 Å. YO_6 prizmasi notekis buralgan (3,4° va 13,8°), BO_3 uchburchaklari ab tekisligidan 3,4–9,9° ga og‘gan. Xulosa. R32 → $P3_121$ o'tishida uchinchi tartibli o‘qlarning yo‘qolishi bir xil zanjirlarni ikki xil — “siqilgan” va “cho‘zilgan” — zanjirlarga ajratadi. Bu farq Fe^{3+} ionlari orasidagi almashinuv o‘zaro ta’sirini zanjirdan zanjirga o‘zgartiradi.*

Kalit so‘zlar: *$YFe_3(BO_3)_4$, ferroborat, $P3_121$, strukturaviy fazaviy o‘tish, FeO_6 zanjirlari, VESTA, multiferroik.*

КРИСТАЛЛИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА ФЕРРОБОРАТА $YFe_3(BO_3)_4$: СПИРАЛЬНЫЕ ЦЕПОЧКИ FeO_6 И СТРУКТУРНЫЙ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД

Аннотация. *В работе исследована низкотемпературная фаза мультиферроика $YFe_3(BO_3)_4$ (пространственная группа $P3_121$, a = 9,5194 Å, c = 7,5552 Å, Z = 3). Модель структуры построена в программе VESTA 3, рассчитаны межатомные расстояния, углы, искажения полиэдров и суммы валентностей связей. Атомы железа занимают две позиции — $\boldsymbol{Fe}1$ (3a) и $\boldsymbol{Fe}2$ (6c) — и образуют два типа спиральных цепочек октаэдров $\boldsymbol{FeO_6}$ с расстояниями $\boldsymbol{Fe-Fe}$ 3,157 и 3,201 Å. Призма YO_6 закручена неравномерно (3,4° и 13,8°), треугольники $\boldsymbol{BO_3}$ наклонены к плоскости ab на 3,4–9,9°. Потеря осей третьего порядка при переходе R32 → $P3_121$ приводит к дифференциации железных цепочек.*

Ключевые слова: *$YFe_3(BO_3)_4$, ферроборат, $P3_121$, структурный фазовый переход, цепочки FeO_6, VESTA.*

CRYSTAL STRUCTURE OF THE FERROBORATE $YFe_3(BO_3)_4$: HELICAL FeO_6 CHAINS AND A STRUCTUAL PHASE TRANSITION

Abstract. *The low-temperature phase of the multiferroic $YFe_3(BO_3)_4$ (space group $P3_121$, a = 9.5194 Å, c = 7.5552 Å, Z = 3) was modelled in VESTA 3. Interatomic distances, angles, polyhedral distortions and bond-valence sums were calculated. Iron occupies two sites, Fe1 (3a) and Fe2 (6c), forming two kinds of helical FeO_6 chains with Fe–Fe distances of 3.157 and 3.201 Å. The YO_6 prism is twisted unevenly (3.4° and 13.8°), and the BO_3 triangles are tilted by 3.4–9.9° from the ab plane. The loss of the threefold axes at the R32 → $P3_121$ transition splits the iron chains into a compressed and a stretched type.*

Keywords: *$YFe_3(BO_3)_4$, ferroborate, $P3_121$, structural phase transition, FeO_6 chains, VESTA.*

Kirish. $RFe_3(BO_3)_4$ ferroboratlarida (R = Y, La–Lu) magnit tartiblanish elektr qutblanish bilan bog‘langan, shuning uchun ular multiferroiklar sifatida faol o‘rganiladi [1–4]. Bu birikmalar huntit tipidagi strukturaga ega. Strukturaning asosiy elementi – *c* o‘qi bo‘ylab cho‘zilgan FeO_6 oktaedrlarining spiral zanjirlari [5]. Fe^{3+} ionlari asosan zanjir ichida, kuchliroq o‘zaro ta’sirlashadi, shuning uchun bu kristallar kvazi-bir o‘lchovli magnit tizimlar hisoblanadi.

$YFe_3(BO_3)_4$ bu oilada alohida o‘rin tutadi: Y^{3+} ionida 4*f* elektronlar yo‘q va u magnit moment bermaydi. Natijada kristallning magnit xossalarini faqat temir kichik panjarasi belgilaydi. $YFe_3(BO_3)_4$ da Fe^{3+} momentlari $T_N \approx 37$–39 K da antiferromagnit tartiblanadi; magnit tuzilma “oson tekislik” turida, to‘lqin vektori $\tau = (0, 0, 1/2)$ [3, 6].

$RFe_3(BO_3)_4$ ning yuqori haroratli fazasi *R*32 simmetriyaga ega. R^{3+} ioni yetarlicha kichik bo‘lsa (R = Eu–Er, Y), sovitilganda kristall $P3_121$ fazasiga o‘tadi [5, 7]. Bu o‘tish issiqlik sig‘imidagi anomaliya va Raman spektrlarida yangi fonon modalarining paydo bo‘lishi bilan qayd etiladi [2, 4]. Uning strukturaviy mexanizmi esa ikki xil temir zanjirining paydo bo‘lishi bilan bog‘liq [5].

Ishning maqsadi. $YFe_3(BO_3)_4$ ning past haroratli $P3_121$ fazasi modelini VESTA 3 dasturida qurish va temir zanjirlari, YO_6 prizmasi va BO_3 guruhlarining geometriyasini miqdoriy tahlil qilish. Natijalar yuqori haroratli *R*32 fazasi bilan solishtiriladi.

Tadqiqot obyekti va modellashtirish usuli

Model VESTA 3 (3.5.4) dasturida [8] $P3_121$ (№ 152) fazoviy guruhda qurildi. Bu enantiomorf guruhda 6 ta simmetriya amali bor: (x, y, z), $(-y, x-y, z+1/3)$, $(-x+y, -x, z+2/3)$, $(y, x, -z)$, $(x-y, -y, -z+2/3)$, $(-x, -x+y, -z+1/3)$. Elementar yacheykada romboedrik markazlash yo‘q, shuning uchun *R*32 dagi 7 ta mustaqil pozitsiya o‘rniga 13 ta pozitsiya kerak bo‘ladi (2-jadval).

Panjara parametrlari sifatida $P3_121$ fazasi uchun 360 K da o‘lchangan qiymatlar olindi: $a = 9{,}5194(1)$ Å, $c = 7{,}5552(1)$ Å [7]. Ular $(Y_{0,95}Bi_{0,05})Fe_3(BO_3)_4$ monokristalida aniqlangan; tarkibidagi 5 % Bi $Bi_2Mo_3O_{12}$ asosli flyusdan kiradi [6, 7]. Yuqori haroratli faza bilan solishtirish uchun shu kristallning 380 K dagi *R*32 parametrlari ishlatildi: $a = 9{,}5265(1)$ Å, $c = 7{,}5561(1)$ Å [7].

Koordinatsion sferalar chegarasi: Y–O ≤ 2,8 Å, Fe–O ≤ 2,35 Å, B–O ≤ 1,6 Å. Oktaedrlarning buzilishi kvadratik cho‘zilish $\langle\lambda\rangle$ va burchak dispersiyasi σ^2 bilan baholandi [11]:

$$\langle\lambda\rangle = \frac{1}{6}\sum_{i=1}^{6}\left(\frac{l_i}{l_0}\right)^2 \quad (1)$$

$$\sigma^2 = \frac{1}{11}\sum_{i=1}^{12}(\theta_i - 90^\circ)^2 \quad (2)$$

bu yerda l_i — Fe–O masofasi, l_0 — hajmi teng muntazam oktaedrning markaz–uch masofasi, θ_i — cis O–Fe–O burchaklari.

Kationlarning valentligi bog‘ valentligi usulida tekshirildi [10]:

$$V = \sum_j \exp\left(\frac{R_0 - R_j}{0{,}37}\right) \quad (3)$$

R_0 qiymatlari: Y–O 2,019 Å, Fe^{3+}–O 1,759 Å, B–O 1,371 Å [10]. BO_3 uchburchaklarining og‘ishi uchburchak tekisligi normali bilan *c* o‘qi orasidagi burchak sifatida hisoblandi.

Natijalar va muhokama.

Past haroratli fazaning umumiy tavsifi

$YFe_3(BO_3)_4$ ning $P3_121$ yacheykasida 60 ta atom (3 Y, 9 Fe, 12 B, 36 O) 13 ta mustaqil pozitsiyani egallaydi. Yacheyka metrikasi o‘tishda deyarli o‘zgarmaydi: 380 K dan 360 K gacha hajm atigi 0,16 % ga kamayadi (1-jadval). Demak, o‘tish yacheyka o‘lchamining sakrashi bilan emas, balki atomlarning ichki siljishi bilan bog‘liq.

1-jadval. $YFe_3(BO_3)_4$ ning ikki fazasi uchun kristallografik ma’lumotlar [7]

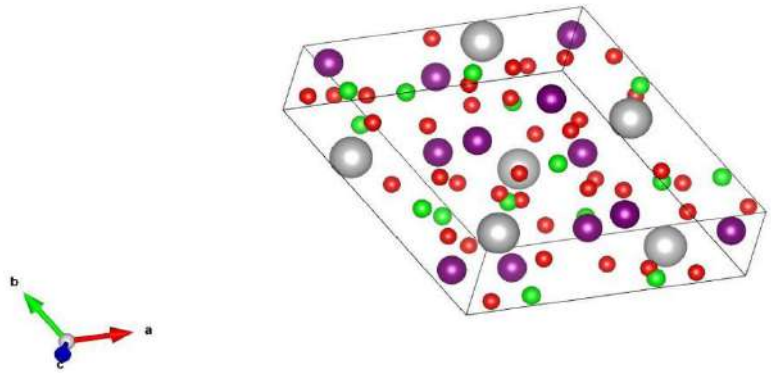
Parametr	Past haroratli faza	Yuqori haroratli faza
Fazoviy guruh	$P3_121$ (№ 152)	*R*32 (№ 155)
Harorat, K	360	80
a, Å	9,5194(1)	9,5265(1)
c, Å	7,5552(1)	7,5561(1)
c/*a*	0,7937	0,7932
V, Å³	592,92(1)	593,88(1)
Z	3	3
Mustaqil pozitsiyalar soni	13	7
Hisoblangan zichlik, g/sm³	4,131	4,124

Molyar massa $M = 491{,}67$ g/mol; zichlik $YFe_3(BO_3)_4$ tarkibi uchun hisoblangan.

2-jadval. $P3_121$ fazasidagi mustaqil atom pozitsiyalari va ularning kislorod qo‘shnilari

Atom	Vaykoff pozitsiyasi	Pozitsiya simmetriyasi	*x*	*y*	*z*	Kislorod qo‘shnilari
Y	3*a*	.2. (C_2)	0,6644	0	1/3	O3×2, O5×2, O6×2
Fe1	3*a*	.2. (C_2)	0,1154	0	1/3	O1×2, O2×2, O6×2
Fe2	6*c*	1 (C_1)	0,5486	0,2117	0,6550	O3, O4×2, O5, O7×2
B1	3*b*	.2. (C_2)	0,2215	0	5/6	O1, O3×2
B2	3*b*	.2. (C_2)	0,6676	0	5/6	O2, O7×2
B3	6*c*	1 (C_1)	0,1261	0,4487	0,8496	O4, O5, O6
O1	3*b*	.2. (C_2)	0,0778	0	5/6	B1 + 2 Fe1
O2	3*b*	.2. (C_2)	0,8114	0	5/6	B2 + 2 Fe1
O3	6*c*	1 (C_1)	0,3611	0,1469	0,8138	B1 + Fe2 + Y
O4	6*c*	1 (C_1)	0,2778	0,5808	0,8753	B3 + 2 Fe2
O5	6*c*	1 (C_1)	0,4737	0,0065	0,5194	B3 + Fe2 + Y
O6	6*c*	1 (C_1)	0,1234	0,3053	0,8229	B3 + Fe1 + Y
O7	6*c*	1 (C_1)	0,3299	0,4747	0,5095	B2 + 2 Fe2

Kislorod atomlari ikki guruhga bo‘linadi. O1, O2, O4 va O7 bitta bor va ikkita temir atomiga bog‘langan: ular qo‘shni FeO_6 oktaedrlarining umumiy qirralarini tashkil etadi. O3, O5 va O6 esa Y, Fe va B atomlarini bog‘laydi. Barcha kislorodlar uch koordinatsiyali bo‘lib, ularning har biri bitta BO_3 guruhiga tegishli.



1-rasm. $YFe_3(BO_3)_4$ ning $P3_121$ elementar yacheykasi (VESTA 3, sharlar modeli):
2-Y – kulrang, Fe — binafsha, B — yashil, O — qizil.

FeO_6 spiral zanjirlari: “siqilgan” va “cho‘zilgan” turlar

$P3_121$ fazasida temir ikki xil zanjir hosil qiladi. Fe1 atomlari 3_1 vint o‘qi atrofida 1,099 Å radiusli spiralni, Fe2 atomlari esa 1,141 Å radiusli kengroq spiralni tashkil etadi. Ikkala zanjirda ham qo‘shni Fe atomlari *c* o‘qi bo‘ylab bir xil *c*/3 = 2,518 Å ga siljigan. Shuning uchun Fe–Fe masofasidagi farq faqat spiral radiusiga bog‘liq: Fe1 zanjirida 3,157 Å, Fe2 zanjirida 3,201 Å. Fe1 : Fe2 = 1 : 2 bo‘lgani uchun zanjirlarning uchdan biri “siqilgan”, uchdan ikkisi “cho‘zilgan”.

3-jadval. FeO_6 oktaedrlarining parametrlari

Parametr	$Fe1O_6$ (3*a*)	$Fe2O_6$ (6*c*)
Fe–O masofalari, Å	O6 1,979 ×2; O2 2,011 ×2; O1 2,038 ×2	O3 1,976; O5 1,995; O7 2,023; O7′ 2,027; O4 2,042; O4′ 2,065
⟨Fe–O⟩, Å	2,009	2,021
Oktaedr hajmi, Å³	10,54	10,66
Kvadratik cho‘zilish ⟨λ⟩	1,0174	1,0218
Burchak dispersiyasi σ^2, grad²	59,0	72,1
cis O–Fe–O, grad	77,5–103,9	75,6–100,4
trans O–Fe–O, grad	167,0 ×2; 168,5	160,4; 166,6; 167,6
BVS, v.b.	3,06	2,96

$Fe2O_6$ oktaedri $Fe1O_6$ ga nisbatan kattaroq va ko‘proq buzilgan: (⟨λ⟩ − 1) qiymati 25 % ga, σ² esa 22 % ga katta. Bu Fe2 ning umumiy (C_1) pozitsiyada joylashganidan kelib chiqadi: Fe1 ikkinchi tartibli o‘qda yotadi va uning Fe–O masofalari juftlashgan. Ikkala oktaedr uchun ham BVS qiymatlari (2,96–3,06) Fe^{3+} holatiga mos keladi.

4-jadval. Zanjir ichidagi Fe–Fe almashinuv yo‘llari (360 K) va $GdFe_3(BO_3)_4$ bilan solishtirish ($GdFe_3(BO_3)_4$ qiymatlari zanjir turi — siqilgan yoki cho‘zilgan — bo‘yicha keltirilgan [5])

Zanjir	Umumiy qirra	Fe–Fe, Å	Fe–O–Fe, grad	$GdFe_3(BO_3)_4$, 90 K: Fe–Fe, Å
Fe1 (“siqilgan”)	O1–O2	3,157	101,5 (O1); 103,5 (O2)	3,1554(4)
Fe2 (“cho‘zilgan”)	O4–O7	3,201	102,4 (O4); 104,4 (O7)	3,1828(4)

$GdFe_3(BO_3)_4$ ning *R*32 fazasida barcha zanjirlar bir xil (Fe–Fe = 3,1669(4) Å) [5]. Shunday qilib, ikkala birikmada ham o‘tish bir xil naqsh beradi: zanjirlarning bir turi qisqaradi, ikkinchisi uzayadi. $YFe_3(BO_3)_4$ da bu farq 0,044 Å (1,4 %) bo‘lib, $GdFe_3(BO_3)_4$ dagidan (0,027 Å) taxminan 1,6 marta katta. Bu Y^{3+} ionining kichikroq radiusi va $YFe_3(BO_3)_4$ dagi yuqoriroq *T*s bilan bog‘liq bo‘lishi mumkin (3.4-bo‘lim). Biroq solishtirilayotgan qiymatlar har xil haroratlarga tegishli, shuning uchun bu xulosani bir xil haroratdagi o‘lchovlar bilan tekshirish kerak.

Zanjirlar umumiy kislorod orqali bevosita bog‘lanmagan: eng qisqa zanjirlararo masofalar Fe1–Fe2 = 4,320 Å va $Fe2 - Fe2$ = 4,411 Å. Har bir BO_3 guruhi bir vaqtning o'zida Fe1 va Fe2 zanjirlariga tegishli kislorodlarga ega (2-jadval). Demak, zanjirlararo almashinuv $Fe - O - B - O - Fe$ yo'llari orqali amalga oshadi. Siqilgan va cho'zilgan zanjirlarda $Fe - Fe$ va $Fe - O - Fe$ parametrlari har xil bo'lgani uchun zanjir ichidagi almashinuv integrallari ham farqlanishi kutiladi; bu farqni miqdoriy baholash uchun magnit o‘lchovlari yoki *ab initio* hisoblar kerak.

***YO_6* prizmasi va *BO_3* guruhlari**

Y^{3+} ioni olti kislorod bilan buzilgan trigonal prizma hosil qiladi: Y–O6 = 2,318 Å (×2), Y–O5 = 2,321 Å (×2), Y–O3 = 2,388 Å (×2), o‘rtacha 2,342 Å; prizma hajmi 14,07 Å³. *R*32 fazasida R pozitsiyasi D_3 simmetriyaga ega bo‘lib, oltala R–O masofasi teng va prizma asoslari bir xil burchakka buralgan. $P3_121$ da Y faqat ikkinchi tartibli o‘qda qoladi (C_2). Natijada Y–O masofalari uch juftga bo‘linadi va prizma notekis buraladi: asoslardan biri ikkinchisiga nisbatan bir juft uchda 3,4°, qolgan ikki juftda 13,8° ga burilgan. O3 atomlari prizma markazidan *c* bo‘ylab ±1,338 Å, O5 va O6 esa ±1,406 Å balandlikda yotadi, ya’ni prizma asoslari ham *c* o‘qiga qat’iy perpendikulyar emas.

Y uchun BVS = 2,51 v.b., ya’ni Y^{3+} prizmatik bo‘shliqda “kam bog‘langan”. Shannon radiuslari yig‘indisi $r(Y^{3+}) + r(O^{2-})$ = 0,900 + 1,36 = 2,26 Å [9] bo‘lib, o‘lchangan o‘rtacha masofadan 0,08 Å ga kichik. Eng yaqin Y–Y masofalari 6,028 Å (×4) va 6,080 Å (×2); *R*32 fazasida oltalasi teng bo‘lar edi.

5-jadval. BO_3 uchburchaklarining parametrlari

Guruh	Pozitsiya	*R*32 dagi manbasi	B–O, Å	O–B–O, grad	*ab* tekisligidan og‘ish, grad	BVS, v.b.
$B1O_3$	3*b*	B2 (9*e*)	1,368; 1,373 ×2	117,3 ×2; 125,4	7,0	3,00
$B2O_3$	3*b*	B1 (3*b*)	1,369 ×3	119,1 ×2; 121,8	3,4	3,02
$B3O_3$	6*c*	B2 (9*e*)	1,359; 1,367; 1,374	114,9; 119,9; 125,2	9,9	3,03

Uchala BO_3 guruhi ham yassi: bor atomi o‘z kislorod uchburchagi tekisligida yotadi. *R*32 fazasida B1 D_3 pozitsiyada bo‘lgani uchun uning uchburchagi *c* o‘qiga qat’iy perpendikulyar edi. $P3_121$ da bu guruh ($B2O_3$) 3,4° ga og‘adi, *R*32 dagi $B2O_3$ guruhlari esa og‘ish burchagi 7,0° va 9,9° bo‘lgan ikki turga ajraladi. Bu natija Klimin va hamkorlarining xulosasiga mos: o‘tishning asosiy strukturaviy belgisi — BO_3 guruhlarining og‘ishi [5]. Qattiq BO_3 uchburchaklari og‘ganda ularga tegishli kislorodlar siljiydi va bu siljish FeO_6 zanjirlariga uzatiladi.

R32 → $P3_121$ strukturaviy fazaviy o‘tish

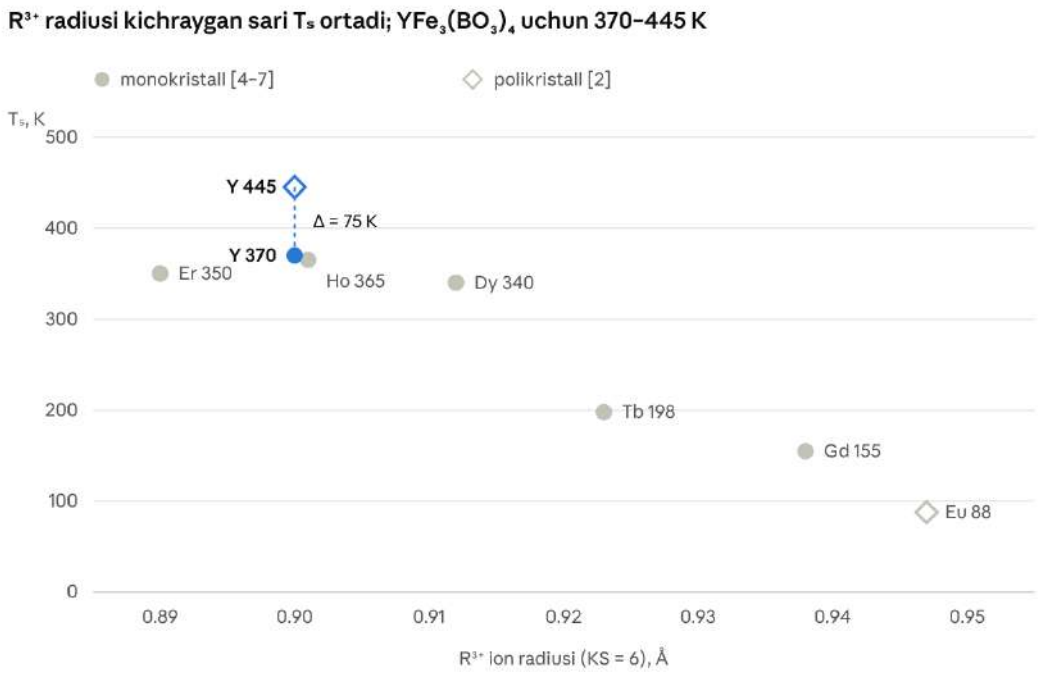
O‘tishda yacheyka hajmi deyarli o‘zgarmaydi, lekin uchinchi tartibli o‘qlar yo‘qoladi va romboedrik markazlash buziladi. Natijada *R*32 dagi 7 ta mustaqil pozitsiya $P3_121$ da 13 taga ajraladi (2-rasm). Y pozitsiyasi bitta bo‘lib qoladi, faqat simmetriyasi D_3 dan C_2 gacha pasayadi. Fe pozitsiyasi esa 1 : 2 nisbatda Fe1 va Fe2 ga bo‘linadi — aynan shu 3.2-bo‘limdagi ikki xil zanjirni beradi.



2-rasm. R32 va $P3_121$ fazalaridagi mustaqil pozitsiyalarning mosligi (R32 belgilari [5] bo‘yicha, $P3_121$ belgilari 2-jadval bo‘yicha).

Zanjirlarning ajralishi BO_3 guruhlarining og‘ishi bilan bog‘liq: *R*32 dagi bitta Fe–O1–Fe va bitta Fe – O2 – Fe ko‘prigi o‘rniga $P3_121$ da ikki juft ko‘prik paydo bo‘ladi (O1/O4 va O2/O7), ularning har biri o‘z BO_3 guruhiga tegishli. Og‘ish burchaklari har xil bo‘lgani uchun (5-jadval) ko‘priklar ham har xil deformatsiyalanadi.

O‘tish harorati *T*s R^{3+} ion radiusiga kuchli bog‘liq: radius 0,947 Å (Eu) dan 0,890 Å (Er) gacha kamayganda *T*s 88 K dan 350–445 K gacha ko‘tariladi (3-rasm). Klimin va hamkorlari bu bog‘liqlikni chiziqli deb baholagan [5]. Kichik R^{3+} kationi YO_6 prizmasini to‘liq to‘ldira olmaydi (3.3-bo‘limdagi BVS = 2,51), va bu yuqori simmetriyali strukturani beqarorlashtirishi mumkin.



3-rasm. $RFe_3(BO_3)_4$ ferroboratlarida strukturaviy o‘tish harorati T_s ning R^{3+} ion radiusiga bog‘liqligi. Manbalar: [2, 4–7]; ion radiuslari [9].

$YFe_3(BO_3)_4$ uchun adabiyotdagi *T*s qiymatlari bir-biridan 75 K ga farq qiladi. Polikristall namunada *T*s = 445 K [2], $Bi_2Mo_3O_{12}$ asosli flyusdan o‘stirilgan $(Y_{0,95}Bi_{0,05})Fe_3(BO_3)_4$ monokristalida esa *T*s ≈ 370 K, o‘tish 350–380 K oralig‘ida diffuz tarzda kechadi [7]. Bi^{3+} ioni Y^{3+} dan katta bo‘lgani uchun u o‘rtacha R-kation radiusini oshiradi va 3-rasmdagi bog‘liqlikka ko‘ra *T*s ni pasaytiradi. Er birikmasidagi kutilganidan past qiymat (350 K) ham shunday aralashma bilan tushuntirilishi mumkin. Demak, ferroboratlarning strukturaviy parametrlarini solishtirishda kristallning haqiqiy tarkibini hisobga olish zarur.

Xulosa.

1. $YFe_3(BO_3)_4$ ning past haroratli fazasi $P3_121$ guruhida tavsiflanadi (*a* = 9,5194 Å, *c* = 7,5552 Å, *Z* = 3). *R*32 dan farqli ravishda unda 13 ta mustaqil pozitsiya bor, yacheyka hajmi esa o‘tishda atigi 0,16 % ga o‘zgaradi.
2. Temir ikki xil FeO_6 spiral zanjirini hosil qiladi: “siqilgan” Fe1 zanjiri (Fe–Fe = 3,157 Å) va “cho‘zilgan” Fe2 zanjiri (3,201 Å), nisbati 1 : 2. Zanjirlar umumiy kislorodga ega emas va faqat BO_3 guruhlari orqali bog‘langan.
3. $Fe2O_6$ oktaedri $Fe1O_6$ ga qaraganda ko'proq buzilgan (σ^2 = 72,1 va 59,0 grad²). Ikkala pozitsiya uchun BVS (2,96–3,06) Fe^{3+} holatini tasdiqlaydi.
4. YO_6 prizmasi notekis buralgan (3,4° va 13,8°), Y^{3+} esa “kam bog‘langan” (BVS = 2,51). BO_3 uchburchaklari *ab* tekisligidan 3,4–9,9° ga og‘gan; bu og‘ish o‘tishning asosiy strukturaviy belgisidir.
5. $YFe_3(BO_3)_4$ uchun *T*s = 370–445 K. Bi^{3+} aralashmasi o'rtacha kation radiusini oshirib *T*s ni pasaytiradi, shuning uchun turli ishlardagi natijalarni solishtirishda kristall tarkibini aniqlash zarur.

ADABIYOTLAR:

1. Kadomtseva A.M., Popov Yu.F., Vorobyev G.P., Pyatakov A.P., Krotov S.S., Kamilov K.I., Ivanov V.Yu., Mukhin A.A., Zvezdin A.K., Kuzmenko A.M., Bezmaternykh L.N., Gudim I.A., Temerov V.L. Magnetoelectric and magnetoelastic properties of rare-earth ferroborates // Low Temp. Phys. 2010. Vol. 36. P. 511–521.

2. Hinatsu Y., Doi Y., Ito K., Wakeshima M., Alemi A. Magnetic and calorimetric studies on rare-earth iron borates $LnFe_3(BO_3)_4$ (Ln = Y, La–Nd, Sm–Ho) // J. Solid State Chem. 2003. Vol. 172. P. 438–445.

3. Ritter C., Vorotynov A., Pankrats A., Petrakovskii G., Temerov V., Gudim I., Szymczak R. Magnetic structure in iron borates $RFe_3(BO_3)_4$ $(R = Y, Ho)$: a neutron diffraction and magnetization study // J. Phys.: Condens. Matter. 2008. Vol. 20. P. 365209.

4. Fausti D., Nugroho A.A., van Loosdrecht P.H.M., Klimin S.A., Popova M.N., Bezmaternykh L.N. Raman scattering from phonons and magnons in $RFe_3(BO_3)_4$ // Phys. Rev. B. 2006. Vol. 74. P. 024403.

5. Klimin S.A., Fausti D., Meetsma A., Bezmaternykh L.N., van Loosdrecht P.H.M., Palstra T.T.M. Evidence for differentiation in the iron-helicoidal chain in $GdFe_3(BO_3)_4$ // Acta Cryst. B. 2005. Vol. 61. P. 481–485.

6. Alekseeva O.A., Smirnova E.S., Frolov K.V., Lyubutina M.V., Lyubutin I.S., Gudim I.A. Crystal structure dynamics of $RFe_3(BO_3)_4$ single crystals in the temperature range 25–500 K // Crystals. 2022. Vol. 12. P. 1203.

7. Smirnova E.S., Alekseeva O.A., Dudka A.P., Artemov V.V., Zubavichus Ya.V., Gudim I.A., Bezmaternykh L.N., Frolov K.V., Lyubutin I.S. Crystal structure, phase transition and structural deformations in iron borate $(Y_{0.95}Bi_{0.05})Fe_3(BO_3)_4$ in the temperature range 90–500 K // Acta Cryst. B. 2018. Vol. 74, No. 2. Struktura ma'lumotlari: COD 2108220 (360 K, $P3_121$), COD 2108224 (380 K, R32).

8. Momma K., Izumi F. VESTA 3 for three-dimensional visualization of crystal, volumetric and morphology data // J. Appl. Cryst. 2011. Vol. 44. P. 1272–1276.

9. Shannon R.D. Revised effective ionic radii and systematic studies of interatomic distances in halides and chalcogenides // Acta Cryst. A. 1976. Vol. 32. P. 751–767.

10. Brese N.E., O'Keeffe M. Bond-valence parameters for solids // Acta Cryst. B. 1991. Vol. 47. P. 192–197.

11. Robinson K., Gibbs G.V., Ribbe P.H. Quadratic elongation: a quantitative measure of distortion in coordination polyhedra // Science. 1971. Vol. 172. P. 567–570.

UDC 548.73:539.26:539.1

CHANGES IN THE X-RAY DIFFRACTION ChARACTERISTICS OF $TlGa_{0.97}Mn_{0.03}S_2$ CRYSTALS UNDER ELECTRON IRRADIATION

Saidjanova Madina Shuxratovna,
Assistant professor, Bukhara State Medical Institute
Xalloqov Farxod Karimovich,
Associate professor, Bukhara State Medical Institute, PhD

Abstract. *In this work, the X-ray diffraction characteristics of Mn-doped layered $TlGa_{0.97}Mn_{0.03}S_2$ crystal before electron irradiation and after irradiation with a fluence of 5 × 10^{16} electrons/cm² were comparatively analyzed. The 2θ positions, FWHM, apparent crystallite size, and 1/D² values were recalculated for six diffraction maxima. All peaks were found to shift toward smaller angles by 0.010–0.030°, with an average shift of −0.019°. The average FWHM decreased from 0.07067° to 0.06552°. Since the Williamson–Hall analysis yielded a negative slope and R² ≈ 0.51–0.52 for both states, no definitive conclusion can be drawn regarding microstrain evolution or defect reduction. The results indicate that electron irradiation noticeably affects the X-ray diffraction characteristics of the Mn-doped $TlGaS_2$ system and that additional structural studies are required to clarify the underlying mechanism.*

Keywords: *$TlGa_{0.97}Mn_{0.03}S_2$, electron irradiation, X-ray diffraction, FWHM; Debye–Scherrer method, coherent scattering domain, Williamson–Hall analysis, radiation materials science.*

ELEKTRON NURLANISH TA'SIRIDA $TlGa_{0.97}Mn_{0.03}S_2$ KRISTALLINING RENTGEN-DIFRAKSION XUSUSIYATLARINING O'ZGARISHI

Annotatsiya.*Ushbu ishda Mn bilan legirlangan $TlGa_{0.97}Mn_{0.03}S_2$qatlamli kristallining elektron nurlanishdan oldingi va 5 × 10^{16} elektron/sm² flyuensiyadan keyingi rentgen-difraksion ko'rsatkichlari qiyosiy tahlil qilindi. Oltita difraksion maksimum uchun 2θ holati, FWHM, kristallitning ko'rinma o'lchami va 1/D² qiymatlari qayta hisoblandi. Barcha maksimumlarning 0,010–0,030° oralig'ida kichik burchaklar tomon siljishi, o'rtacha siljish esa −0,019° ni tashkil etishi aniqlandi. FWHM ning o'rtacha qiymati 0,07067° dan 0,06552° gacha kamaydi. Williamson–Hall tahlilida ikki holat uchun ham manfiy qiyalik va R² ≈ 0,51–0,52 olingani sababli, mikrodeformatsiya va nuqsonlar evolyutsiyasi haqida qat'iy xulosa chiqarish mumkin emas. Natijalar elektron nurlanish Mn-legirlangan $TlGaS_2$ tizimining rentgen-difraksion xarakteristikalariga sezilarli ta'sir ko'rsatishini hamda o'zgarish mexanizmini aniqlash uchun qo'shimcha strukturaviy tadqiqotlar zarurligini ko'rsatadi.*

Kalit so'zlar: *$TlGa_{0.97}Mn_{0.03}S_2$, elektron nurlanish, rentgen difraksiyasi, FWHM, Debay–Sherrer usuli, kogerent tarqalish sohasi, Williamson–Hall tahlili, radiatsion materialshunoslik.*

ИЗМЕНЕНИЯ РЕНТГЕНОДИФРАКЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК КРИСТАЛЛОВ $TlGa_{0,97}Mn_{0,03}S_2$ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЭЛЕКТРОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ

Аннотация.*В данной работе проведён сравнительный анализ рентгенодифракционных характеристик слоистого кристалла $TlGa_{0.97}Mn_{0.03}S_2$, легированного Mn, до электронного облучения и после облучения флюенсом 5 × 10^{16} электрон/см². Для шести дифракционных максимумов были пересчитаны положения 2θ, значения FWHM, кажущийся размер кристаллитов и величины 1/D². Установлено, что все максимумы смещаются в сторону меньших углов на 0,010–0,030°, при среднем смещении −0,019°. Среднее значение FWHM уменьшилось с 0,07067° до 0,06552°. Поскольку анализ по методу Уильямсона–Холла для обоих состояний дал отрицательный наклон и R² ≈ 0,51–0,52, сделать однозначный вывод о микродеформации и эволюции дефектов не представляется возможным. Полученные результаты показывают, что электронное облучение заметно влияет на рентгенодифракционные характеристики Mn-легированной системы $TlGaS_2$, а для выяснения механизма изменений необходимы дополнительные структурные исследования.*

Ключевые слова: *$TlGa_{0.97}Mn_{0.03}S_2$ электронное облучение, рентгеновская дифракция, FWHM, метод Дебая-Шеррера, область когерентного рассеяния, анализ Уильямсона-Холла, радиационное материаловедение.*

Introduction. In layered chalcogenide semiconductors, the interplay between chemical composition, crystal structure, and external influences determines their electrical and optical responses. In $TlGaS_2$-based compounds, partial substitution of Ga atoms with Mn may modify localized electronic states and dielectric dispersion. Investigating the structural response of $TlGa_{0.97}Mn_{0.03}S_2$ to irradiation is therefore important both for assessing its radiation stability and for distinguishing the effects of doping from those of radiation-induced defects [1, 2].

The dielectric properties of $TlGa_{1-x}Mn_xS_2$ ($0 \le x \le 0.03$) single crystals have been investigated over the frequency range of 5×10^4–3.5×10^7 Hz. For the composition with x = 0.03, the study reported a tetragonal structure with the space group *I4/mcm* and lattice parameters of a = 7.266 Å and c = 29.94 Å. The Mn-doped samples exhibited frequency-dependent AC conductivity following the relation $\sigma_{ac} \propto f^{0.8}$ [1].

In the 2009 study specifically investigating $TlGa_{0.97}Mn_{0.03}S_2$, the optical threshold estimated from the long-wavelength region of the photocurrent spectrum was 2.50 eV, compared with 2.62 eV for undoped $TlGaS_2$. An additional photocurrent response in the 1.7–2.4 eV range and enhanced X-ray sensitivity were also observed [2].

Studies have examined the dielectric, surface-morphological, and optical responses of undoped $TlGaS_2$ and related layered systems to electron irradiation [3–6]. Nevertheless, the compositions and measurement conditions used in previous studies cannot be directly transferred to the sample with a Mn fraction of 0.03. The aim of this work is to quantify changes in peak positions, line widths, and apparent coherent domain sizes using six corresponding X-ray diffraction peaks measured before and after irradiation at a fluence of 5×10^{16} electrons/cm², and to establish the instrumental and model-related limitations of the conclusions.

Literature review.

Initial Physical Properties of Mn-Doped $TlGaS_2$

$TlGa_{1-x}Mn_xS_2$ was synthesized from high-purity constituent elements, and dielectric measurements were performed at 300 K. For x = 0.03, the relative permittivity decreased by approximately a factor of 2.5 with increasing frequency. Relaxation losses and AC conductivity approximately following an $f^{0.8}$ dependence were also reported. The density of localized states was estimated as $N(EF) = 8.1 \times 10^{18}$ eV^{-1} cm^{-3}, with an average hopping distance of 77 Å and an energy spread of 0.13 eV [1].

A subsequent study evaluated the photoelectric and X-ray dosimetric properties of the crystal with x = 0.03. Mn incorporation was shown to modify the photocurrent spectrum and X-ray response, with X-ray sensitivity increasing by a factor of 24–57 compared with undoped $TlGaS_2$. These findings provide a basis for investigating the interaction of this composition with ionizing radiation. However, photoconductivity measured under X-ray exposure cannot be equated with permanent structural defects induced by electron irradiation [2].

Response of the $TlGaS_2$ and $TlInS_2$ Host Matrices to Electron Irradiation

The irradiation-dose dependence of electrical conductivity and dielectric permittivity in $TlGaS_2$ and $TlInS_2$ was investigated over the temperature range of 80–320 K [3]. The results showed that electrical conductivity increased and dielectric permittivity decreased with increasing dose. Another study examined the modification of the dielectric parameters of undoped $TlGaS_2$ by electron irradiation [4]. Although these studies provide methodological analogues, they did not directly investigate the composition with a Mn fraction of 0.03.

Undoped $TlGaS_2$ single crystals were irradiated with 2 MeV electrons, and their XRD and AFM results were compared. The reported irradiation conditions included an Elektronika U-003 accelerator, an electron-beam current density of 0.085 μA/cm², and fluences of 5×10^{16} and 1.5×10^{17} electrons/cm². Some diffraction peaks shifted towards higher angles, while AFM measurements indicated reduced surface roughness. These observations were obtained specifically for undoped $TlGaS_2$ and cannot be treated as the experimental conditions or expected outcomes for the Mn-doped sample [5].

A separate study published in 2026 investigated the fluence-dependent optical band gaps of $TlGaS_2$ and $TlGaSe_2$ under 2 MeV electron irradiation. For $TlGaS_2$, an increase from 2.517 to 2.537 eV was reported [6]. The optical band gap was not recalculated in the present work because UV–Vis spectra were unavailable. Williamson–Hall analysis of X-ray diffraction line broadening has also been demonstrated for GaS [7]. However, because GaS is a different material, its lattice parameters and microstrain values cannot be transferred to $TlGa_{0.97}Mn_{0.03}S_2$.

Table 1. Differences among the reviewed studies in terms of the materials investigated.

Reference	Experimental Material	Relevance to the Present Study
[1], 2006	$TlGa_{1-x}Mn_xS_2$, x = 0, 0.01, 0.03	Baseline structural and transport data specifically for x = 0.03.
[2], 2009	$TlGa_{0.97}Mn_{0.03}S_2$	Baseline photoelectric properties and X-ray sensitivity of the same composition.
[3–5], 2012–2025	Undoped $TlGaS_2$ / $TlInS_2$	Electron irradiation response and methodological comparison for different compositions.
[6], 2026	Undoped $TlGaS_2$ and $TlGaSe_2$	Comparative optical-response results; optical properties were not measured in the present study.
[7], 2025	GaS	An example of diffraction line-width analysis applied to a different material.

Materials and Methods.

The material investigated was $TlGa_{0.97}Mn_{0.03}S_2$ in its unirradiated state and after exposure to an integrated electron fluence of 5×10^{16} electrons/cm². For each state, the values of 2θ, FWHM, βcosθ, 4sinθ, D, δ, and ε were reported for six diffraction peaks, together with the full diffraction patterns. The data were listed in the same order in the tables, and six peaks with similar angular positions were matched between the two states.

The crystal samples were irradiated with 2 MeV electrons at a beam current density of 0.085 μA/cm² using the Elektronika U-003 accelerator at the Institute of Nuclear Physics of the Academy of Sciences of Uzbekistan. The electron energy was selected according to the sample density and thickness and determined using a standard aluminium calibration wedge, “Riso 2 Piece Aluminum” (P4701), manufactured in Belgium [8–9].

X-ray diffraction data were collected using a Malvern Panalytical Empyrean diffractometer with Cu Kα radiation (λ = 1.54 Å). The reported generator voltage and current ranges were 10–60 kV and 10–60 mA, respectively. Measurements were performed in Bragg–Brentano geometry using a 4 kW system over an angular range of 2θ = 10°–100°. The XRD scanning rate was 0.3°/min.

Calculations and Descriptive Statistics

For each pair of corresponding diffraction peaks, the angular shift was calculated as $\Delta(2\theta)_i = (2\theta)_{i,n} - (2\theta)_{i,0}$ where subscripts 0 and n denote the unirradiated and irradiated states, respectively. The change in FWHM was determined as $\Delta\beta i = \beta i,n - \beta i,0$ Mean values were calculated as simple arithmetic averages across the six corresponding reflections. Percentage changes were expressed as $100 \times (Xn/X0 - 1)$. These averages describe variation across reflections and do not represent statistical confidence intervals derived from independent samples.

The D values were interpreted as apparent coherent domain sizes corresponding to the Debye–Scherrer equation: $D = \frac{K\lambda}{\beta_S \cos\theta}$ where β is the FWHM in radians, θ is the Bragg angle, and K is the shape factor. When the instrumental broadening, β_{inst}, is unknown, the sample broadening cannot be determined using, for example, the relation $\beta_{sample}^2 = \beta_{measured}^2 - \beta_{inst}^2$ .Consequently, the tabulated D values were not interpreted as instrumentally corrected, true domain sizes. The reported δ values correspond to the index $1/D^2$.For the Williamson–Hall (W–H) diagnostic analysis, a straight line was fitted by least squares to the coordinates y=βcosθ and x=4sinθ, using $\beta\cos\theta = \frac{K\lambda}{D} + 4\varepsilon\sin\theta$

The W–H slope and R^2 were used to assess how closely the data followed the uniform microstrain model, rather than to establish an independently verified microstrain value.

Results.

Angular Shifts of the Diffraction Peaks

The initial XRD plot compares the overall profiles of the principal diffraction peaks in the unirradiated and irradiated samples (Fig. 1).

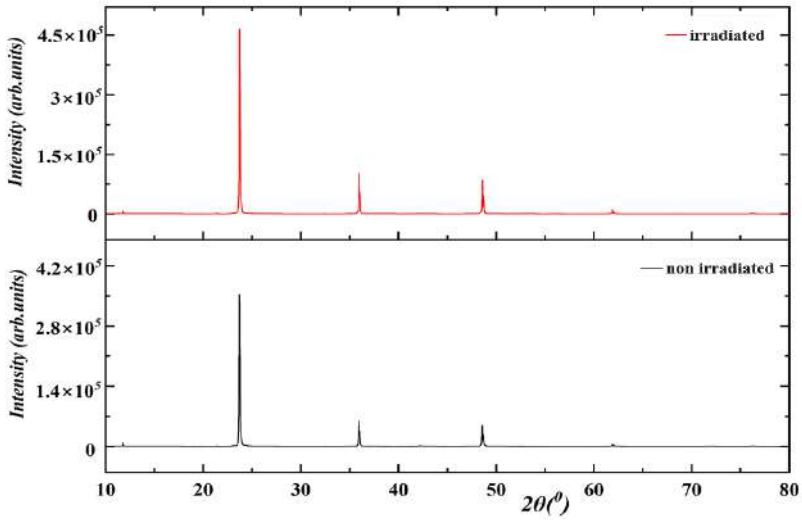


Figure 1. X-ray diffraction patterns of $TlGa_{0.97}Mn_{0.03}S_2$: irradiated sample (top) and unirradiated sample (bottom).

Table 2. Six corresponding diffraction peaks of $TlGa_{0.97}Mn_{0.03}S_2$ before and after electron irradiation.

№	$2\theta_0$, °	$2\theta_n$, °	$\Delta 2\theta$, °	$FWHM_0$, °	$FWHM_n$, °	D_0, nm	D_n, nm
1	11.795	11.781	-0.014	0.0776	0.0700	102.92	114.09
2	23.730	23.720	-0.010	0.0632	0.0610	128.44	133.07
3	35.930	35.910	-0.020	0.0842	0.0840	99.19	99.42
4	48.580	48.560	-0.020	0.0680	0.0670	128.17	130.08
5	61.890	61.870	-0.020	0.0590	0.0531	157.00	174.42
6	76.220	76.190	-0.030	0.0720	0.0580	140.23	174.04

According to Table 2, all six diffraction peaks shifted towards lower angles after irradiation: −0.014°, −0.010°, −0.020°, −0.020°, −0.020°, and −0.030° (Fig. 2). The mean shift was −0.019°. The consistent direction of these shifts indicates a systematic difference between the recorded peak positions.

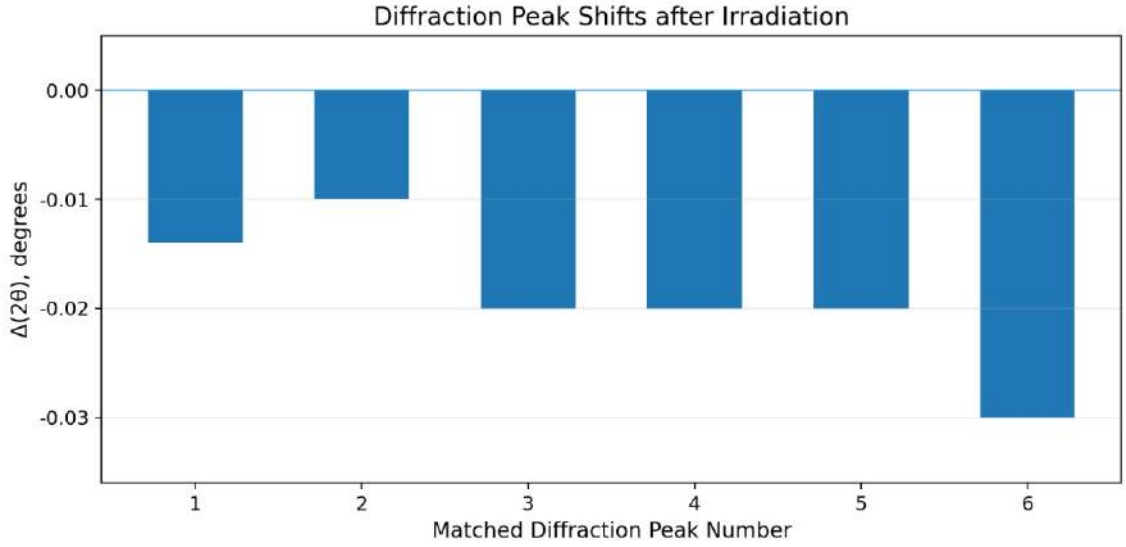


Figure 2. Angular shifts of the six diffraction peaks listed in Table 2, calculated as $\Delta(2\theta) = (2\theta)° - (2\theta)_0$, where n and 0 denote the irradiated and unirradiated states, respectively

FWHM and Apparent Coherent Domain Size

The recorded FWHM decreased after irradiation for all six reflections. However, the difference for the reflection near 35.93° was only 0.0002°, which cannot be considered physically significant without comparison with the instrumental uncertainty. The mean FWHM of the six peaks decreased from 0.07067° to

0.06552°. Correspondingly, the arithmetic mean of the D values in the source table increased from 125.99 nm to 137.52 nm (Fig. 3).

Table 3. Source data and descriptive metrics calculated from them.

Parameter	Unirradiated	Irradiated	Descriptive Change
Mean FWHM, °	0.07067	0.06552	−7.29%
Mean D, nm	125.99	137.52	+9.15%
Mean 1/D² index, 10^{15} m^{-2}	0.06817	0.05992	−12.10%
Mean Δ(2θ), °	—	−0.019	Across six pairs of corresponding reflections

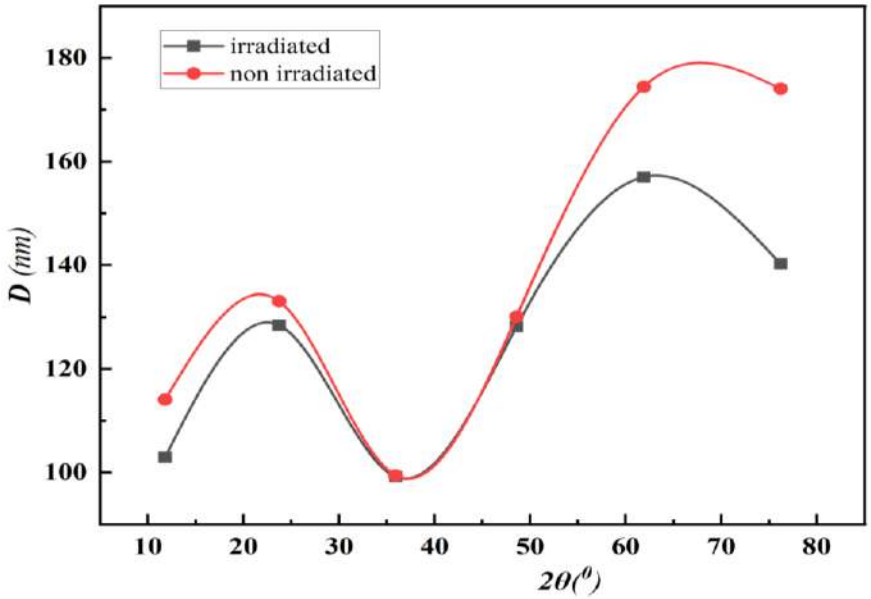


Figure 3. Apparent crystallite sizes of $TlGa_{0.97}Mn_{0.03}S_2$ before and after irradiation at an electron fluence of 5 × 10^{16} electrons/cm².

Based on the tabulated δ = 1/D² values, the mean index decreased from 0.06817 × 10^{15} m^{-2} to 0.05992 × 10^{15} m^{-2}.Verification of the Williamson–Hall Diagnostic Analysis. For the dependence of y = βcosθ on x = 4sinθ, constructed from the 2θ and FWHM values, the unirradiated sample yielded a slope of −1.873 × 10^{-4}, an intercept of 1.399 × 10^{-3} rad, and R^2 = 0.508. The corresponding values for the irradiated sample were −2.197 × 10^{-4}, 1.368 × 10^{-3} rad, and R^2 = 0.519. The negative slopes and relatively modest goodness of fit in both cases prevent a reliable determination of positive isotropic microstrain from the six diffraction lines without instrumental broadening correction (Fig. 4).

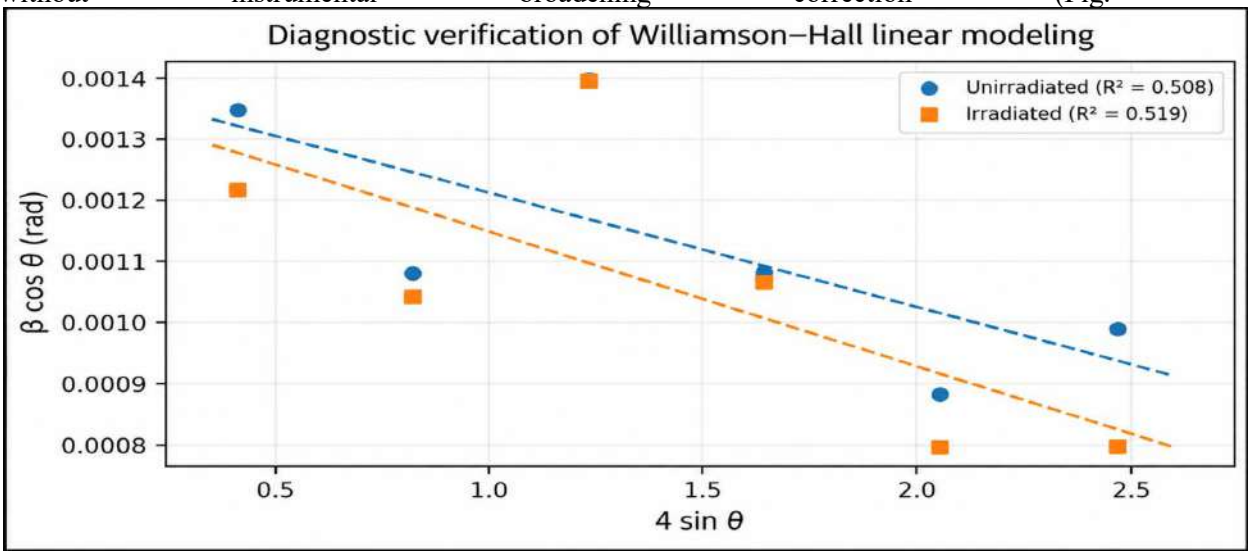


Figure 4. Diagnostic Williamson–Hall plot constructed from six diffraction peaks without correction for instrumental broadening.

Discussion. The principal experimental observation comprises two related features: a shift of all six diffraction peaks towards lower 2θ values and a decrease in their line widths. This combination may be consistent with stress redistribution within the crystal, changes in coherent domain size, or systematic differences associated with the diffraction geometry.

The *I4/mcm* symmetry and lattice parameters reported in 2006 for the composition with $x = 0.03$ [1] provide the initial crystallographic context for this system. However, because Miller indices and a machine-readable raw file of the complete diffraction pattern were unavailable, neither the presence of this structure in the present sample nor its retention after irradiation was independently verified by Rietveld analysis. Consequently, neither a phase transition nor phase retention can be conclusively established from these six peaks alone.

A study of undoped $TlGaS_2$ irradiated with 2 MeV electrons [5] reported shifts of some diffraction peaks towards higher angles. In contrast, the present dataset for the composition with a Mn fraction of 0.03 shows shifts towards lower angles. This difference may suggest a role of Mn doping in the irradiation response, although it does not establish a specific mechanism.

The dielectric transport data [1, 3, 4] and optical sensitivity results [2, 6] provide a broader scientific context concerning defects and external influences. However, AC conductivity, Hall parameters, Raman spectra, the optical band gap , magnetic order, and X-ray sensitivity were not measured after irradiation in the present study. Therefore, there is currently no experimental basis for interpreting the XRD changes as an improvement or deterioration in these properties.

Furthermore, the 2006 study [1] and the 2025 study of undoped $TlGaS_2$ [5] reported different structural parameters and space groups. These data cannot be combined directly into a single calibrated phase description for the same sample. A comprehensive phase analysis of the Mn-doped crystal before and after irradiation, using an identical measurement protocol, should therefore be the principal next step.

Conclusion. The XRD data presented for $TlGa_{0.97}Mn_{0.03}S_2$ show that, after irradiation at a fluence of 5×10^{16} electrons/cm², all six corresponding diffraction peaks shifted towards lower angles by 0.010–0.030°, with a mean shift of −0.019°.

The mean FWHM of the six reflections decreased by 7.29%, while the mean apparent coherent domain size reported in the source table increased by 9.15%. These results indicate changes in diffraction line profiles after irradiation but do not directly demonstrate actual grain growth or defect elimination. The 12.10% decrease in $\delta = 1/D^2$ is likewise a dependent metric derived from the same model. The negative slope and $R^2 \approx 0.5$ obtained from the linear Williamson–Hall analysis did not permit a reliable determination of positive microstrain from the six FWHM values without instrumental broadening correction. Thus, the established result of this study is the quantitative difference in diffraction peak positions and line widths of the crystal with a Mn fraction of 0.03 after irradiation at the specified fluence.

REFERENCES:

1. Mustafaeva S. N. Dielectric Properties of $TlGa_{1-x}Mn_xS_2$ ($0 \le x \le 0.03$) Single Crystals. Inorganic Materials. 2006;42(5):470–473. DOI: 10.1134/S0020168506050037.

2. Mustafaeva S. N. Photoelectric and X-ray Dosimetric Properties of $TlGa_{0.97}Mn_{0.03}S_2$ Single Crystals. Inorganic Materials. 2009;45(6):602–605. DOI: 10.1134/S0020168509060041.

3. Sheleg A. U., Hurtavy V. G., Shautsova V. V., Mustafaeva S. N., Kerimova E. M. Effect of Ionizing Radiation on the Dielectric Characteristics of $TlInS_2$ and $TlGaS_2$ Single Crystals. Physics of the Solid State. 2012;54(9):1870–1874. DOI: 10.1134/S1063783412090284.

4. Asadov S. M., Mustafaeva S. N., Lukichev V. F. Modifying the Dielectric Properties of the $TlGaS_2$ Single Crystal by Electron Irradiation. Russian Microelectronics. 2020;49(4):263–268. DOI: 10.1134/S1063739720040022.

5. Umarov S. Kh., Imanova G. T., Gasanov N. Z., Khallokov F. K., Narzullaeva Z. M., et al. Influence of Electron Irradiation on Structural and Surface-morphological Properties of $TlGaS_2$ Monocrystal. UNEC Journal of Engineering and Applied Sciences. 2025;5(2):88–97. DOI: 10.61640/ujeas.2025.1207.

6. Umarov S. Kh., Gasanov N. Z., Khallokov F. K., Narzullayeva Z. M., Ahadov A. A., et al. Influence of 2 MeV Electron Irradiation on the Band Gap of $TlGaS_2$ and $TlGaSe_2$ Single Crystals. Solid State Communications. 2026;409:116290. DOI: 10.1016/j.ssc.2025.116290.

7. Isik M., Altuntas G., Gasanly N. M. Exploring the Thermal Properties of Gallium Sulfide (GaS) for High-temperature Applications. Applied Physics A. 2025;131:414. DOI: 10.1007/s00339-025-08555-2.

8. Tashmetov M. Yu., Khallokov F. K., Ismatov N. B., Yuldashova I. I., Umarov S. Kh. International Journal of Modern Physics B. 2021;35(28):2150289.

9. *Tashmetov M. Yu., Khallokov F. K., Ismatov N. B., Umarov S. Kh. Uzbek Journal of Physics. 2021;23(4):51.*

UO‘K 621.362

Zn-Sb BIRIKMALI ENERGIYA O‘ZGARTIRGICHLAR VA TERMOELEKTRIK MODULLAR

Olimov Lutfiddin Omanovich,
Toshkent davlat iqtisodiyot universiteti professori
olimovl266@gmail.com
Axmadaliyev Utkirbek Akramjonovich,
Andijon davlat texnika instituti katta o‘qituvchisi

Annotatsiya. *Ushbu maqolada donador yarimo‘tkazgichlar asosida termoelektrik energiya o‘zgartirgichlari va modullarini yaratish bo‘yicha tadqiqot natijalari tahlil qilingan. Kukun texnologiyasida tayyorlangan Zn–Sb intermetallik birikmalari hamda kremniy oksidining polikristall va donador tuzilmalari o‘rganilgan. Ko‘p bosqichli termik ishlovning donalararo chegaralar va zaryad tashish jarayonlariga ta’siri baholangan. Tajribalar potensial to‘siqlar balandligi 300 K da taxminan 0,44 eV dan 700 K da 0,92 eV gacha ortishini ko‘rsatgan. To‘siqlarni boshqarish, zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi va harakatchanligini optimallashtirish Zeebek koeffitsiyenti, elektr o‘tkazuvchanligi hamda termoelektrik samaradorlik ko‘rsatkichi (ZT) yaxshilanishiga olib kelgan. Natijalar asosida p-turdagi tarmoqlari donador Zn–Sb birikmalaridan tashkil topgan termoelektrik modul konsepsiyasi taklif qilingan. Ushbu materiallarning 300–700 K oralig‘ida arzon, ekologik toza va texnologik qulay energiya o‘zgartirgichlari sifatidagi salohiyati tasdiqlangan. Yondashuv chiqindi issiqlikdan foydalanish va avtonom energiya ta’minoti qurilmalarini ishlab chiqishga xizmat qiladi.*

Kalit so‘zlar: *donador yarimo‘tkazgichlar, termoelektrik modullar, Zn-Sb birikmalari, donalararo chegaralar, Zeebek koeffitsiyenti, energiya o‘zgartirgichlar.*

ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ ЭНЕРГИИ И ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ МОДУЛИ НА ОСНОВЕ СОЕДИНЕНИЙ Zn–Sb

Аннотация. *В данной статье анализируются результаты исследований по созданию термоэлектрических преобразователей энергии и модулей на основе гранулированных полупроводников. Изучены поликристаллические и гранулированные структуры интерметаллических соединений Zn–Sb и оксида кремния, полученные порошковой технологией. Оценено влияние многоступенчатой термической обработки на межзерённые границы и процессы переноса заряда. Эксперименты показали увеличение высоты потенциальных барьеров примерно с 0,44 эВ при 300 К до 0,92 эВ при 700 К. Контроль барьеров, оптимизация концентрации и подвижности носителей заряда привели к улучшению коэффициента Зеебека, электропроводности и термоэлектрической эффективности (ZT). На основе полученных результатов предложена концепция термоэлектрического модуля с p-типом сетей, состоящих из гранулированных соединений Zn–Sb. Подтверждён потенциал этих материалов как недорогих, экологически чистых и технологически удобных преобразователей энергии в диапазоне 300–700 К. Предложенный подход позволяет использовать отработанное тепло и разрабатывать автономные устройства энергоснабжения.*

Ключевые слова: *гранулированные полупроводники, термоэлектрические модули, соединения Zn-Sb, межзеренные границы, коэффициент Зеебека, преобразователи энергии.*

ENERGY CONVERTERS AND THERMOELECTRIC MODULES BASED ON Zn–Sb COMPOUNDS

Abstract. *This article analyzes research findings regarding the development of thermoelectric energy converters and modules based on granular semiconductors. Polycrystalline and granular structures of Zn–Sb intermetallic compounds and silicon oxide, fabricated using powder metallurgy techniques, were investigated. The influence of multi-stage heat treatment on grain boundaries and charge transport processes was evaluated. Experiments demonstrated an increase in potential barrier height from approximately 0.44 eV at 300 K to 0.92 eV at 700 K. Controlling these barriers and optimizing charge carrier concentration and mobility resulted in improved Seebeck coefficient, electrical conductivity, and*

thermoelectric figure of merit (ZT). Based on the results, a concept for a thermoelectric module featuring p-type networks composed of granular Zn–Sb compounds is proposed. The potential of these materials as low-cost, environmentally friendly, and technologically practical energy converters for the 300–700 K temperature range has been confirmed. The proposed approach enables waste heat utilization and the development of autonomous power supply devices.

Keywords: *granular semiconductors, thermoelectric modules, Zn–Sb compounds, grain boundaries, Seebeck coefficient, energy converters.*

Kirish. Dunyo miqyosida energiya iste'molining uzluksiz o‘sishi hamda issiqxona gazlari chiqindilarini kamaytirishga bo‘lgan dolzarb ehtiyoj muqobil va qayta tiklanadigan energiya texnologiyalariga qiziqishni sezilarli darajada oshirdi. Ushbu texnologiyalar orasida termoelektrik energiya konversiyasi alohida o‘rin tutadi. Chunki u harakatlanuvchi qismlar, shovqin yoki zararli chiqindilarsiz issiqlikni bevosita elektr energiyasiga aylantirish imkoniyatiga ega. Termoelektrik generatorlar sanoat jarayonlari, avtomobil tizimlari va olis hududlarda mustaqil elektr ta'minoti sohalarida chiqindi issiqlikni qayta tiklash uchun ayniqsa jozibador hisoblanadi.

Termoelektrik texnologiyaning yaqqol afzalliklariga qaramay, uning keng ko‘lamli tijoriy qo‘llanilishi cheklanganligicha qolmoqda. Vismut telluridi (Bi_2Te_3) va uning qotishmalari kabi an'anaviy termoelektrik materiallar xona haroratiga yaqin sharoitda nisbatan yuqori samaradorlikni ta'minlasa-da, bir qator kamchiliklarga ega; bular orasida xomashyoning yuqori narxi, zaharli xususiyatlar, cheklangan issiqlik barqarorligi va ishlab chiqarish jarayonlarining murakkabligi kabi omillar mavjud. Ushbu cheklovlar yangi materiallarni kashf etish va muqobil texnologik yondashuvlarni ishlab chiqishga qaratilgan jadal tadqiqotlarga turtki bo‘ldi.

Ushbu sohadagi istiqbolli yo‘nalishlardan biri kukun texnologiyasi yordamida tayyorlangan donador (polikristall) yarimo‘tkazgichlardan foydalanishdir. Bu usul materialning mikrostrukturasini, jumladan, donachalar o‘lchami, g‘ovaklilik va donachalararo chegaralar xossalarini boshqarish uchun noyob imkoniyat yaratadi. Donachalararo chegaralar zaryad va issiqlik uzatish jarayonlarida hal qiluvchi rol o‘ynaydi. Ular zaryad tashuvchilar uchun potensial to‘siqlar va fononlar uchun samarali sochilish markazlari vazifasini o‘tashi, shu tariqa elektr va issiqlik o‘tkazuvchanligini mustaqil ravishda optimallashtirish imkonini berishi mumkin [2].

Polikristall kremniy bo‘yicha avvalgi tadqiqotlar shuni ko‘rsatdiki, donachalararo chegaralarning holati quyosh elementlari va ular bilan bog‘liq tuzilmalarning elektrofizik xossalariga sezilarli ta'sir ko‘rsatadi [8]. Zn-Sb intermetallik birikmalari va kremniy oksidi bo‘yicha yaqinda o‘tkazilgan tadqiqotlar shuni ko‘rsatdiki, ko‘p bosqichli termik ishlov berish potensial to‘siqlar balandligini o‘zgartirish va termoelektrik parametrlarni optimallashtirishda samarali vosita bo‘lib xizmat qilishi mumkin [3,4,5,6]. Ushbu natijalar shuni anglatadiki, donador yarimo‘tkazgichlar arzon termoelektrik energiya o‘zgartirgichlari va modullarini yaratishda istiqbolli platforma bo‘lishi mumkin.

Ushbu ishning asosiy maqsadlari quyidagilardan iborat:

(1) donador tuzilishga ega Zn-Sb birikmalari va ular bilan bog‘liq materiallarning termoelektrik xossalari bo‘yicha eksperimental natijalarni umumlashtirish;

(2) donalararo chegaralar va zaryad tashish jarayonlarining rolini tahlil qilish;

(3) ushbu materiallar asosida termoelektrik modullarning konseptual loyihasini taklif etish;

(4) taklif etilgan yondashuvning amaliy qo‘llanilish imkoniyatlarini baholash va kelgusidagi tadqiqotlar yo‘nalishlarini belgilab olish.

Tadqiqot metodikasi. Zn-Sb intermetallik birikmalari asosidagi donador yarimo‘tkazgich namunalari kukun texnologiyasi yordamida tayyorlandi. Dastlabki intermetallik birikma stexiometrik nisbatlarda olingan yuqori tozalikdagi rux va surmadan sintez qilindi. Olingan material zarracha o‘lchamlari 10–50 mkm oralig‘ida bo‘lgan kukunlarni hosil qilish uchun mexanik usulda maydalandi. So‘ngra kukunlar nazorat qilinadigan bosim ostida sovuq presslandi va 450–700 K harorat oralig‘ida ko‘p bosqichli termik ishlov berish jarayonidan o‘tkazildi. Mikrostrukturadagi o‘zgarishlar hamda transport xossalarining shakllanish jarayonini o‘rganish maqsadida termik ishlov berishning har bir bosqichi sinchkovlik bilan nazorat qilindi [3].

Donador kremniy oksidi namunalarini tayyorlashda ham shunga o‘xshash usullar qo‘llanilgan [5].

Termoelektrik xossalari 300 K dan 700 K gacha bo‘lgan harorat oralig‘ida standart Egor va Disselhorst usuli yordamida o‘rganildi. Quyidagi parametrlar o‘lchandi:

- Zeebek koeffitsiyenti (α);
- elektr o‘tkazuvchanlik (σ);
- issiqlik o‘tkazuvchanlik (λ);

• termoelektr samaradorlik ko‘rsatkichi ($ZT = \alpha^2\sigma T/\lambda$).

Donachalararo chegaralardagi potensial to‘siq balandligi (φ) elektr o‘tkazuvchanlikning haroratga bog‘liqligi asosida, to‘siqlar orqali zaryad tashishning termik faollashuv mexanizmi nazarda tutilgan holda aniqlandi (Olimov va Axmadaliev, 2023b). Zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi va harakatchanligi, imkon qadar, o‘tkazuvchanlik va Xoll effekti bo‘yicha o‘lchovlarning majmuaviy tahlili asosida baholandi.

Natijalar. Eksperimental natijalar shuni ko‘rsatadiki, donador Zn-Sb birikmalarining transport xossalari termik ishlov berish bosqichiga kuchli bog‘liqdir. Dastlabki bosqichlarda kukun zarralarining to‘liq qo‘shilmasligi nisbatan yuqori potensial to‘siqlarga ega bo‘lgan ko‘plab donalararo chegaralarning hosil bo‘lishiga olib keladi. Natijada, harorat oshishi bilan ham elektr o‘tkazuvchanlik, ham zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi kamayadi.

Termik ishlov berish jarayonida qayta kristallanish jarayonlari rivojlanadi, zarralararo kontaktlar yaxshilanadi va mikrotuzilma bir jinsliroq tus oladi. Shu bilan birga, donalararo chegaralardagi potensial to‘siq balandligi harorat oshishi bilan chiziqli ravishda ortib boradi. Odatiy qiymatlar quyidagicha:

• T = 300 K da φ ≈ 0,436–0,469 eV (ishlov berish bosqichiga bog‘liq ravishda);

• T = 700 K da φ ≈ 0,92 eV [4].

Ishlov berishning dastlabki bosqichlarida Zeebek koeffitsiyenti, issiqlik o‘tkazuvchanlik va samaradorlik ko‘rsatkichining haroratga bog‘liqligi no-monoton xususiyatga ega. Boshlang‘ich davrda ushbu parametrlar avval kamayadi, so‘ngra ortadi va yana kamayadi. Termik ishlov berishning to‘rtinchi bosqichidan boshlab esa barcha parametrlar harorat oshishi bilan barqaror va uzluksiz o‘sishni namoyon qiladi [3].

1-jadval. Turli haroratlarda donador Zn-Sb birikmalarining asosiy termoelektrik parametrlari

Harorat T (K)	Potensial to‘siq φ (eV)	α ning o‘zgarishi	σ ning o‘zgarishi	ZT ning o‘zgarishi
300	0.44–0.47	Dastlabki kamayish	Kamayish	Bir maromda o‘zgarmaydi
500	≈0.65–0.70	Ortish	Barqarorlashish	Ortish
700	≈0.92	Yanada ortish	Nazoratli ortish	Ortish

Ushbu kuzatuvlar donachalararo chegaralarda joylashgan lokalizatsiyalangan tuzoqlarning ionlanishi va undan so‘ng elektron-kovak juftliklarining hosil bo‘lishi bilan izohlanadi. Hosil bo‘lgan zaryad tashuvchilar chegaralar bilan bog‘liq energiya sathlari bo‘ylab harakatlanib, kuzatilayotgan termoelektrik effektlarga hissa qo‘shadi.

Muhokama. Olingan natijalar shuni yaqqol ko‘rsatadiki, kukun texnologiyasi donachalararo chegaralarni boshqariladigan tarzda shakllantirish orqali yarimo‘tkazgichli materiallarning transport xossalarini muhandislik usuli bilan o‘zgartirishning samarali vositasini taqdim etadi. Harorat va termik ishlov berish bosqichi ta’sirida potensial to‘siq balandligining ortishi elektr va issiqlik o‘tkazuvchanligi o‘rtasidagi muvozanatga ta’sir ko‘rsatish imkonini beradi. Donachalar chegaralarida fononlarning sochilishi panjaraviy issiqlik o‘tkazuvchanligini pasaytiradi, shu bilan birga, elektr o‘tkazuvchanligi va Zeebek koeffitsiyenti yetarlicha yuqori darajada saqlab qolinishi mumkin. Natijada, termoelektrik samaradorlik ko‘rsatkichi (ZT) yaxshilanishi mumkin [3].

Donador kremniy oksidi va polikristall kremniy tuzilmalarida ham shunga o‘xshash qonuniyatlar kuzatilgan bo‘lib, bu donador materiallarga asoslangan yondashuvning umumiy xususiyatga ega ekanligini tasdiqlaydi [3,7].

Ushbu natijalar asosida termoelektrik modulning konseptual loyihasi taklif etilmoqda. Modul quyidagilardan iborat:

• granulalangan Zn-Sb materialidan tayyorlangan p-turdagi elementlar;

• optimallashtirilgan kremniy saqlovchi yoki boshqa mos keluvchi yarimo‘tkazgichli tuzilmalar asosidagi n-turdagi elementlar.

Asosiy loyihalash tamoyillari quyidagilarni o‘z ichiga oladi:

1. Berilgan haroratlar farqida quvvat chiqishi va aylantirish samaradorligini maksimal darajaga yetkazish maqsadida elementlar (tarmoqlar) geometriyasini (ko‘ndalang kesim yuzasi hamda uzunligini) optimallashtirish;

2. Yarimo‘tkazgichli elementlar va metall elektrodlar orasidagi elektr va issiqlik kontakt qarshiligini minimallashtirish;

3. Donachalararo to‘siqlar balandligini boshqarish va ZT ko‘rsatkichini yaxshilash uchun ko‘p bosqichli termik ishlov berishni qo‘llash;

4. 300–700 K harorat oralig‘ida uzoq muddatli ishlash uchun modulning yetarli darajadagi issiqlik izolyatsiyasi va mexanik barqarorligini ta’minlash.

Dastlabki hisob-kitoblar shuni ko‘rsatadiki, donador yarimo‘tkazgichlarning mikrostrukturasi va transport xossalarini sinchkovlik bilan nazorat qilish orqali, o‘xshash tarkibga ega an’anaviy polikristall materiallarga nisbatan yuqoriroq konversiya samaradorligiga erishish mumkin. Biroq, tajriba namunalari (prototiplar)ni yaratish, ularning haqiqiy ish samaradorligini o‘lchash va texnologik parametrlarni optimallashtirish uchun qo‘shimcha eksperimental ishlar talab etiladi.

Kelgusidagi ishlar va tadqiqot istiqbollari

Garchi ushbu tadqiqot termoelektrik maqsadlarda qo‘llaniladigan donador yarimo‘tkazgichlarning istiqbolli imkoniyatlarini namoyish etgan bo‘lsa-da, kelgusidagi tadqiqotlar uchun bir qator muhim yo‘nalishlarni belgilash mumkin.

Birinchidan, donador Zn-Sb birikmalari asosida termoelektrik modullarning prototiplarini tayyorlash va ularni eksperimental sinovdan o‘tkazish zarur. Bunday prototiplar real ish sharoitlarida chiqish quvvati, energiyani aylantirish samaradorligi va uzoq muddatli barqarorlikni bevosita o‘lchash imkonini beradi.

Ikkinchidan, kukun tayyorlash va ko‘p bosqichli termik ishlov berish rejimlarini yanada takomillashtirish talab etiladi. Zarrachalar o‘lchami, presslash bosimi va termik ishlov berish parametrlarining tizimli ravishda o‘zgartirilishi termoelektrik samaradorlik ko‘rsatkichi (ZT) qiymatlarining yanada oshishiga olib kelishi mumkin.

Uchinchidan, Zn-Sb asosidagi p-turdagi elementlar bilan texnologik jihatdan mos keladigan, n-turdagi donador yarimo‘tkazgichli materiallarni izlash ishlarini davom ettirish lozim. To‘liq donador tuzilishga ega p–n termoelektrik juftlikni yaratish ishlab chiqarish jarayonini sezilarli darajada soddalashtiradi va ishlab chiqarish xarajatlarini kamaytiradi.

To‘rtinchidan, legirlashning (masalan, ishqoriy metallar yoki boshqa qo‘shimchalar yordamida) donalararo chegaralarning elektron xossalariga ta’siri chuqurroq o‘rganishni talab qiladi. Nazorat ostida legirlash potensial to‘siqlar balandligi va zaryad tashuvchilar konsentratsiyasini nozik sozlash uchun qo‘shimcha vosita bo‘lib xizmat qilishi mumkin.

Beshinchidan, donador tuzilmalarda zaryad va issiqlik o‘tkazuvchanligini nazariy modellashtirish hamda kompyuterda simulyatsiya qilish usullari ishlab chiqilishi lozim. Bunday modellar fizik mexanizmlarni chuqurroq anglash va materialning optimal parametrlarini oldindan aniqlashga yordam beradi.

Nihoyat, taklif etilayotgan texnologiyaning mavjud tijoriy termoelektrik materiallar va modullarga nisbatan raqobatbardoshligini baholash maqsadida uning texnik-iqtisodiy tahlilini o‘tkazish zarur.

Ushbu tadqiqot yo‘nalishlarining muvaffaqiyatli amalga oshirilishi chiqindi issiqlikni qayta ishlash va avtonom energiya ta’minoti tizimlari uchun amaliy, arzon hamda ekologik jihatdan xavfsiz termoelektrik qurilmalarning yaratilishiga olib kelishi mumkin.

Xulosa. Ushbu tadqiqot shuni ko‘rsatdiki, kukun texnologiyasi yordamida olingan donador yarimo‘tkazgichlar termoelektrik energiya o‘zgartirgichlari va modullari uchun istiqbolli materiallar sinfini tashkil etadi. Ushbu yondashuvning asosiy afzalliklari — donalararo chegaralarni boshqarish imkoniyati, ishlab chiqarish texnologiyasining nisbatan soddaligi va arzonligi, shuningdek, 300–700 K oralig‘idagi o‘rtacha haroratda samarali ishlash imkoniyatidir.

Donador Zn-Sb birikmalari asosidagi termoelektrik modullarning konseptual loyihasi taklif etildi. Olingan natijalar amaliy termoelektrik qurilmalarni yaratish uchun yangi imkoniyatlar ochadi. Kelgusidagi tadqiqotlar prototiplarni tayyorlash, material xossalarini yanada optimallashtirish, mos keluvchi n-turdagi materiallarni ishlab chiqish, legirlash bo‘yicha izlanishlar, nazariy modellashtirish hamda texnik-iqtisodiy baholash masalalariga qaratilishi lozim.

ADABIYOTLAR:

1. Anarboyev, I. and Olimov, L. (2024) Mechanism of thermoelectric material efficiency increase, AIP Conference Proceedings, 3244(1), 060015.

2. Olimov, L. (2010) Model of the grain boundary in pn structures based on polycrystalline semiconductors, Applied Solar Energy, 46(2), p. 118.

3. Olimov, L. and Akhmadaliev, U. (2023a) Thermoelectric properties of Zn-Sb compound semiconductor’, E3S Web of Conferences, 458, 02016.

4. Olimov, L. and Akhmadaliev, U. (2023b) Obtaining granular semiconductor intermetallic compound Zn-Sb and some of its electrical properties, E3S Web of Conferences, 458, 02014.

5. Olimov, L. and Khojimatov, I. (2023) Thermoelectric properties of silicon oxide, E3S Web of Conferences, 458, 01022.

6. Olimov, L.O. and Anarboyev, I.I. (2023) Energy converter based on nano-structured Si, International Bulletin of Applied Science and Technology, 3(6), pp. 248–252.

7. Olimov, L.O. (2010) Adsorption of alkali metals and their effect on electronic properties of grain boundaries in bulk of polycrystalline silicon, Semiconductors, 44(5), pp. 602–604.

8. Saidov, M.S., Abdurakhmanov, B.M. and Olimov, L.O. (2007) Impurity thermovoltaic effect in the grain boundaries of a polycrystalline silicon solar cell, Applied Solar Energy, 43(4), pp. 203–206.

UO‘K 53:51:37.01

FIZIKA MASALALARINI YECHISHDA MATEMATIK APPARATNING O‘RNI VA AMALIY QO‘LLANILISHI

Fayzullayev Obidjon O‘ktam o‘g‘li,
Samarqand davlat pedagogika instituti
Tabiiy fanlar fakulteti Fizika kafedrasi magistranti
Samarqand, O‘zbekiston
obidfayzullayev@gmail.com

Annotatsiya. *Maqolada nazariy mexanika va elektrostatika masalalarini yechishda matematik apparatni tanlash hamda olingan natijalarni fizik talqin qilish masalasi ko‘rib chiqiladi. Tadqiqotning maqsadi Lagranj formalizmi, oddiy differensial tenglama va gradient operatorining vazifalarini ikkita namunaviy masala asosida qiyosiy yoritishdan iborat. Analitik yechish, boshlang‘ich shartlarni qo‘llash va o‘lchamlarni tekshirish usullaridan foydalaniladi. Prujinaga biriktirilgan jism uchun harakat tenglamasi va boshlang‘ich shartlarga mos tebranish qonuni hosil qilinadi. Nuqtaviy zaryad potensialidan elektr maydon kuchlanganligining radial ifodasi olinadi. Natijalar matematik amallarni fizik model, modelning amal qilish shartlari va natijani tekshirish bilan birgalikda o‘rgatish zarurligini ko‘rsatadi. Ish nazariy-metodik tahlil bo‘lib, taklif etilgan yondashuvning pedagogik samaradorligi tajriba asosida baholanmagan.*

Kalit so‘zlar: *matematik apparat, Lagranj funksiyasi, Eyler-Lagranj tenglamasi, garmonik tebranish, gradient operatori, elektr potensial, fizik talqin.*

РОЛЬ МАТЕМАТИЧЕСКОГО АППАРАТА В РЕШЕНИИ ФИЗИЧЕСКИХ ЗАДАЧ И ЕГО ПРАКТИЧЕСКОЕ ПРИМЕНЕНИЕ

Аннотация. *Рассматриваются выбор математического аппарата и физическая интерпретация результатов при решении задач теоретической механики и электростатики. Цель работы состоит в сравнительном раскрытии функций Лагранжева формализма, обыкновенного дифференциального уравнения и оператора градиента на примере двух типовых задач. Используются аналитическое решение, применение начальных условий и проверка размерностей. Для тела, прикреплённого к пружине, получены уравнение движения и закон колебаний с учётом начальных условий. Из потенциала точечного заряда выведено радиальное выражение напряжённости электрического поля. Результаты показывают необходимость совместного рассмотрения математических операций, физической модели, условий её применимости и проверки решения. Работа представляет собой теоретико-методический анализ; педагогическая эффективность предложенного подхода экспериментально не оценивалась.*

Ключевые слова: *математический аппарат, функция Лагранжа, уравнение Эйлера-Лагранжа, гармонические колебания, оператор градиента, электрический потенциал, физическая интерпретация.*

THE ROLE AND PRACTICAL APPLICATION OF MATHEMATICAL METHODS IN SOLVING PHYSICS PROBLEMS

Abstract. *This paper examines the selection of mathematical methods and the physical interpretation of results in theoretical mechanics and electrostatics. Its aim is to compare the roles of the Lagrangian formalism, an ordinary differential equation, and the gradient operator through two representative problems. Analytical derivation, initial conditions, and dimensional checks are used. For a body attached to a spring, the equation of motion and the oscillation law satisfying the initial conditions are derived. For a point charge, the radial electric field is obtained from its potential. The analysis highlights the need to teach mathematical operations together with the physical model, its assumptions, and verification of the solution. The study is a theoretical and methodological analysis; the educational effectiveness of the proposed approach has not been experimentally assessed.*

Keywords: *mathematical methods, Lagrangian function, Euler-Lagrange equation, harmonic oscillation, gradient operator, electric potential, physical interpretation.*

Kirish. Fizika masalasini yechish hodisani matematik ifodalash, tegishli tenglamani hosil qilish va uning yechimini fizik jihatdan talqin etishni talab qiladi. Hisoblashning to‘g‘riligi bilan bir qatorda modelga kiritilgan farazlar ham natijaning qo‘llanish chegarasini belgilaydi. Shu sababli matematik apparatni o‘rgatishda formulani qo‘llashdan oldin fizik kattaliklar, koordinatalar va boshlang‘ich yoki chegaraviy shartlarning ma’nosini aniqlashtirish zarur. Analitik mexanikada Lagranj formalizmi sistemaning kinetik va potensial energiyalari orqali harakat tenglamalarini tuzishga imkon beradi [1, 2]. Elektrostatikada esa skalyar potensialning fazoviy hosilalari vektor maydonni aniqlash uchun xizmat qiladi [3]. Ushbu usullar turli fizik obyektlarga tatbiq etilsa-da, ularni modelni tanlash, matematik amalni bajarish va natijani tekshirish ketma-ketligi birlashtiradi.

Maqolaning maqsadi prujinali tebranish va nuqtaviy zaryad maydoni misolida matematik apparatning turli vazifalarini ochib berishdir. Ishning metodik jihati tayyor formulalarni sanab o‘tishdan ko‘ra, ularning kelib chiqishi, boshlang‘ich shartlarga bog‘liqligi va fizik mazmunini izchil ko‘rsatishga qaratilgan.

Tadqiqot metodlari va model shartlari.

Tahlilda analitik differensiallash, ikkinchi tartibli oddiy differensial tenglamani yechish, boshlang‘ich shartlarni hisobga olish va fizik o‘lchamlarni tekshirish usullari qo‘llanildi. Mexanik modelda jism bir o‘lchamda harakat qiladi, prujina massasi hisobga olinmaydi, ishqalanish va tashqi majburlovchi kuchlar mavjud emas. Prujina Guk qonuniga bo‘ysunadi; $m > 0$ va $k > 0$. Koordinata muvozanat holatidan hisoblanadi. Elektrostatik modelda vakuumdagi tinch nuqtaviy Q zaryad qaraladi, potensial cheksizlikda nol deb olinadi. Zaryad joylashgan nuqta yechim sohasidan chiqariladi, ya’ni $r > 0$.

Lagranj funksiyasi $L = T - U$ ko‘rinishida aniqlanadi; bunda T – kinetik, U – potensial energiya. Bir erkinlik darajali sistema uchun Eyler-Lagranj tenglamasi quyidagicha yoziladi [1, 2]:

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial L}{\partial \dot{x}}\right) - \frac{\partial L}{\partial x} = 0 \qquad (1)$$

Bu yerda $\dot{x} = dx/dt$. Tezlik bo‘yicha xususiy hosila va vaqt bo‘yicha to‘liq hosilani farqlash muhim: ular turli matematik amallardir. Dekart koordinatalarida gradient operatori hamda elektrostatik maydonning potensial bilan bog‘lanishi quyidagicha ifodalanadi [3]:

$$\nabla = e_x\frac{\partial}{\partial x} + e_y\frac{\partial}{\partial y} + \frac{e_z\partial}{\partial z}; \quad E = -\nabla\varphi \qquad (2)$$

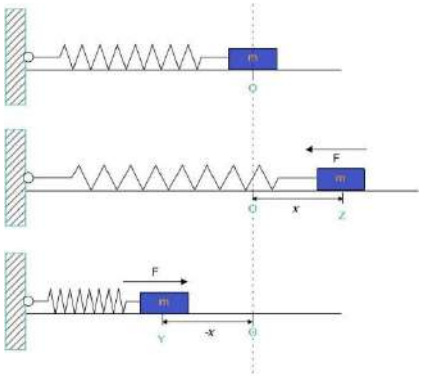
Bunda e_x, e_y va e_z – birlik vektorlar, φ – elektr potensial, E – elektr maydon kuchlanganligi. Minus ishora maydon potensial kamayadigan yo‘nalishini bildiradi. $E = -\nabla\varphi$ munosabati bu ishda elektrostatik holat uchun qo‘llanadi.

1-jadval. Masala va unga mos matematik apparat

Fizik masala	Matematik apparat	Asosiy formula	Vazifasi
Prujinali mayatnik harakati	Lagranj funksiyasi	$L = T - U$	Sistema dinamikasini ifodalash
Harakat tenglamasini chiqarish	Eyler-Lagranj tenglamasi	$\frac{d}{dt}\frac{\partial L}{\partial \dot{x}} - \frac{\partial L}{\partial x} = 0$	Harakat tenglamasini hosil qilish
Tebranish qonunini aniqlash	Differensial tenglama	$\ddot{x} + \frac{k}{m}x = 0$	Koordinataning vaqtga bog‘liqligini topish
Nuqtaviy zaryad elektr maydoni	Elektr potensial	$\varphi(r) = \frac{kQ_e}{r}$	Elektr maydonni aniqlash uchun potensialni ifodalash
Potensialdan elektr maydonni topish	Gradient operatori	$\vec{E} = -\nabla\varphi$	Elektr maydonning yo‘nalishi va kattaligini aniqlash

Natijalar va ularning muhokamasi.

Birinchi masala. Massasi m bo‘lgan jism bikrligi k bo‘lgan prujinaga biriktirilgan. $x(0) = x_0$ va $\dot{x}(0) = v_0$ boshlang‘ich shartlar uchun harakat qonuni aniqlansin.



1-rasm. Massasi m bikrligi k bo‘lgan prujina harakati

Kinetik va potensial energiyalarni yozib, Lagranj funksiyasini tuzamiz:

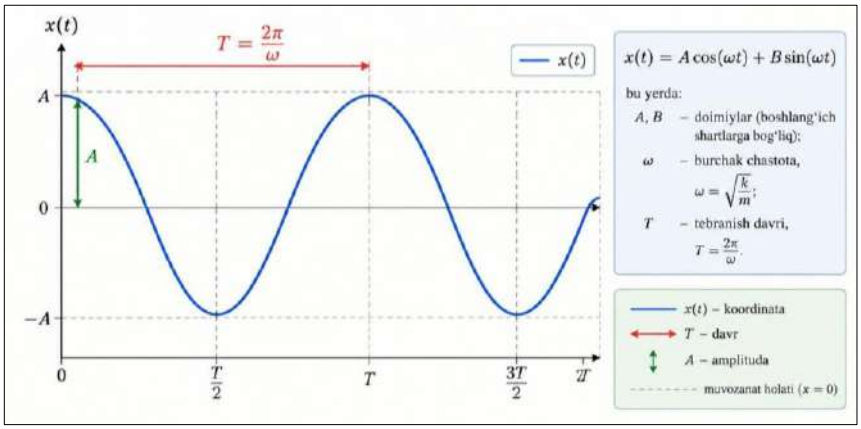
$$T = \frac{m\dot{x}^2}{2}; \quad U = \frac{kx^2}{2}; \quad L = \frac{m\dot{x}^2}{2} - \frac{kx^2}{2} \tag{3}$$

Lagranj funksiyasidan $\partial L/\partial \dot{x} = m\dot{x}$, $d(\partial L/\partial \dot{x})/dt = m\ddot{x}$ va $\partial L/\partial x = -kx$ kelib chiqadi. Ularni (1) tenglamaga qo‘ysak, quyidagi natijani olamiz:

$$m\ddot{x} + kx = 0; \quad \ddot{x} + \omega_0{}^2 x = 0; \quad \omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}} \tag{4}$$

Bu ikkinchi tartibli chiziqli bir jinsli differensial tenglama bo‘lib, uning umumiy yechimi ikki mustaqil integrallash doimiysini o‘z ichiga oladi:

$$x(t) = A\,cos(\omega_0 t) + B\,sin(\omega_0 t) \tag{5}$$



2-rasm. Prujinali mayatnik harakatini vizual ifodalash

Boshlang‘ich koordinatadan $A = x_0$, boshlang‘ich tezlikdan esa $B = v_0/\omega_0$ aniqlanadi. Shunday qilib, berilgan boshlang‘ich shartlarga mos yechim quyidagicha bo‘ladi:

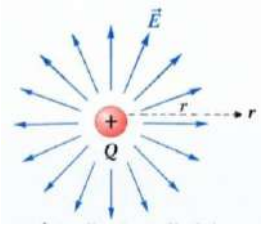
$$x(t) = x_0\,cos(\omega_0 t) + \left(\frac{v^0}{\omega^0}\right) sin(\omega_0 t) \tag{6}$$

parametrlaridan aniqlanadi. Boshlang‘ich shartlar amplituda va fazani Natijaning fizik mazmuni shundaki, ideal sistemada tebranish chastotasi boshlang‘ich shartlardan emas, m va k belgilaydi. (6) yechimdan foydalanib to‘liq mexanik energiyani tekshirish mumkin:

$$E_{\text{m}} = \frac{m\dot{x}^2}{2} + \frac{kx^2}{2} = \frac{m{v_0}^2}{2} + \frac{k{x_0}^2}{2} = const \tag{7}$$

Energiya saqlanishi yechimning fizik jihatdan mosligini tasdiqlaydi. O‘lchamlar tekshiruvida k/m kattalik s^{-2}, ω_0 esa s^{-1} o‘lchamga ega; v_0/ω_0 uzunlikni ifodalaydi. Demak, (6) ifodadagi ikkala had ham koordinata o‘lchamiga mos keladi. Ishqalanish yoki Guk qonunidan chetlanish mavjud bo‘lsa, ushbu yechimni o‘zgarishsiz qo‘llash mumkin emas.

Ikkinchi masala. Vakuumdagi Q nuqtaviy zaryadning $\varphi(r) = k_e Q/r$ potensiali berilgan. Elektr maydon kuchlanganligi aniqlansin (3-rasm). Bunda $k_e = 1/(4\pi\varepsilon_0)$, ε_0 – vakuumning elektr doimiysi.



3-rasm. Nuqtaviy zaryadning elektr maydoni

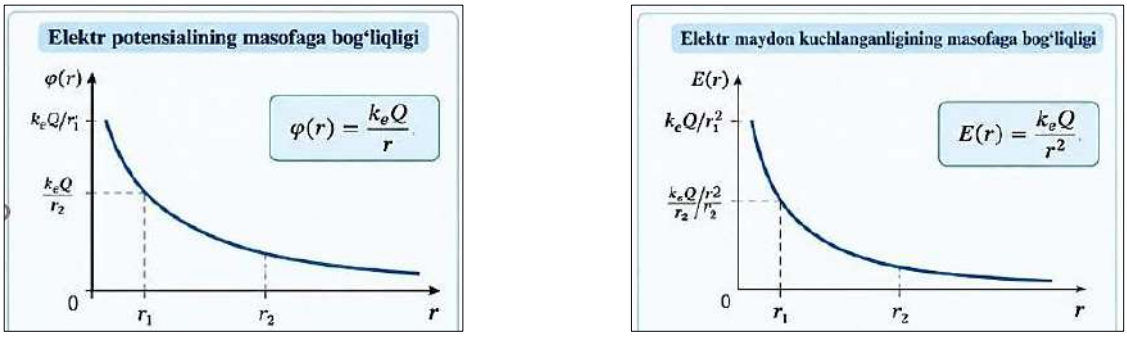
Sferik simmetriya tufayli potensial burchak koordinatalariga bog‘liq emas. Shuning uchun gradientning faqat radial tashkil etuvchisi qoladi. e_r zaryaddan kuzatish nuqtasiga yo‘nalgan radial birlik vektor bo‘lsin:

$$\nabla\varphi = \left(\frac{d\varphi}{dr}\right)e_r; \quad \frac{d\varphi}{dr} = -\frac{k_e Q}{r^2} \tag{8}$$

(2) munosabatdan foydalanib, elektr maydon kuchlanganligini topamiz:

$$E(r) = \left(\frac{k_e Q}{r^2}\right)e_r; \quad |E(r)| = \frac{k_e|Q|}{r^2} \tag{9}$$

$Q > 0$ bo‘lganda maydon zaryaddan tashqariga, $Q < 0$ bo‘lganda esa zaryad tomon yo‘naladi. Demak, vektor ifodasida zaryadning ishorasi saqlanadi, maydon modulini yozishda esa $|Q|$ ishlatiladi. Potensial V birlikda, uning masofa bo‘yicha hosilasi V/m birlikda o‘lchanadi; $V/m = N/C$ tenglik maydon kuchlanganligi o‘lchamiga mosdir. $r \to \infty$ da potensial va maydon nolga intiladi (4-rasm), $r \to 0$ da esa nuqtaviy zaryad modelida singularlik yuzaga keladi. (9) formula zaryad joylashgan nuqtada aniqlanmagan.



4-rasm. Nuqtaviy zaryadning elektr maydoni

Ikki masalaning qiyosi matematik apparatning vazifalari farqlanishini ko‘rsatadi. Mexanikada energiyalar asosida vaqt bo‘yicha evolyutsiya tenglamasi tuziladi va boshlang‘ich shartlar orqali muayyan harakat aniqlanadi. Elektrostatikada esa berilgan skalyar funksiyaning fazoviy hosilasi olinib, vektor maydon topiladi. Shunday qilib, differensial tenglamani yechish bilan gradientni hisoblashni bir xil amal sifatida talqin qilish to‘g‘ri emas; ularni fizik modeldan natijaga o‘tish mantiqi birlashtiradi.

O‘quv jarayonida ushbu misollarni model farazlarini aniqlash, kattaliklarni belgilash, matematik amallarni bajarish va natijani tekshirish ketma-ketligida berish mumkin. Talabadan faqat yakuniy formulani emas, minus ishoraning ma’nosi, integrallash doimiylarining kelib chiqishi va yechimning qo‘llanish chegarasini ham izohlashni talab qilish maqsadga muvofiq. Bu metodik tavsiya mazkur analitik tahlildan kelib chiqadi; uning ta’lim natijalariga ta’sirini aniqlash uchun alohida pedagogik tajriba zarur.

Xulosa.

1. Prujinaga biriktirilgan jism misolida Lagranj formalizmi energiyalardan harakat tenglamasiga, differensial tenglama esa boshlang‘ich shartlarga mos tebranish qonuniga o‘tishni ta’minlashi ko‘rsatildi. Olingan yechim energiya saqlanishi va fizik o‘lchamlar bilan tekshirildi.

2. Nuqtaviy zaryad potensialiga gradient operatorini qo‘llash orqali elektr maydonning kattaligi va yo‘nalishi aniqlandi. Zaryad ishorasi, sferik simmetriya va $r > 0$ sharti natijani to‘g‘ri talqin etishning zarur tarkibiy qismlari hisoblanadi.

3. Matematik apparatni fizik model, amal qilish shartlari va natijani tekshirish bilan bog‘lab o‘rgatish bo‘yicha izchil metodik yondashuv tavsiya etildi. Tahlil ikkita ideal model bilan cheklangan; yondashuvning pedagogik samaradorligi mazkur ish doirasida tajribada tekshirilmagan.

ADABIYOTLAR:

1. Landau L. D., Lifshitz E. M. Mechanics. 3rd ed. Vol. 1 of Course of Theoretical Physics. Oxford: Pergamon Press, 1976.

2. Goldstein H., Poole C. P., Safko J. L. Classical Mechanics. 3rd ed. Addison-Wesley, 2002.

3. Griffiths D. J. Introduction to Electrodynamics. 4th ed. Cambridge: Cambridge University Press, 2017. DOI: 10.1017/9781108333511.

4. Abdumalikov A.A. Elektrodinamika. – Toshkent: Noshir, 2026. – 376 b.

5. Marion J.B., Thornton S.T. Classical Dynamics of Particles and Systems. 5th ed. – Belmont: Brooks/Cole, 2004. – 656 p.

6. Taylor J.R. Classical Mechanics. – Sausalito: University Science Books, 2005. – 786 p.

7. Symon K.R. Mechanics. 3rd ed. – Reading, Massachusetts: Addison-Wesley Publishing Company, 1971. – 639 p.

8. Press W.H., Teukolsky S.A., Vetterling W.T., Flannery B.P. Numerical Recipes: The Art of Scientific Computing. 3rd ed. – Cambridge: Cambridge University Press, 2007. – 1232 p.

9. García-Montoya M., Gutiérrez-Vega J.C. Is it really chaos? The complexity of transient dynamics of double pendula // Nonlinear Dynamics. – 2020. – Vol. 102. – P. 1885–1900. – DOI: 10.1007/s11071-020-05697-1.

10. Obid Fayzullayev, Mirjalol Saloydinov. Vektor analiz operatorlarining fizik maydonlarni tavsiflashdagi ahamiyati (Nazariy mexanika misolida). International scientific and practical conference on "Current problems of fundamental and applied physics" (Dedicated to the 70th anniversary of the birth of Pazlitdin Nuritdinovich Usmanov, doctor of physical and mathematical sciences, associate professor). Namangan, 8-9 aprel, 2026-yil.

УДК 524.4

ФОТОМЕТРИЧЕСКАЯ, АСТРОМЕТРИЧЕСКАЯ И ПАРАЛЛАКСНАЯ ДИАГНОСТИКА МОЛОДОГО РАССЕЯННОГО СКОПЛЕНИЯ STOCK 16

Парманова Мехриниса Тагаймуротовна,
базовый докторант Астрономического института АН РУз
mehriniso@astrin.uz
Бурхонов Отабек Анваржонович,
заведующий лабораторией «Галактическая астрономия»,
старший научный сотрудник Астрономического института АН РУз
boa@astrin.uz

Аннотация. *В работе исследованы фотометрические и астрометрические характеристики молодого рассеянного скопления Stock 16 по материалам Gaia и изохроне PARSEC. Совместно рассмотрены диаграмма G-(BP−RP), распределения pmRA, pmDE, полного собственного движения и параллакса. В кинематических данных прослеживается компактная область около pmRA ≈ −4.3 и pmDE ≈ −1.7 mas yr⁻¹, а максимум полного движения приходится на 4.6–4.7 mas yr⁻¹. Восемь источников Gaia DR3 с флагом VARIABLE имеют сходные движения. Сопоставление с опубликованными оценками показывает, что возраст и расстояние Stock 16 требуют согласованного фотометрического и астрометрического определения. Полученные результаты поддерживают представление о кинематически связанной группе и уточняют направление дальнейшего анализа.*

Ключевые слова: *Stock 16, рассеянное звёздное скопление, Gaia, PARSEC, фотометрия, астрометрия, собственное движение, параллакс, переменные звёзды.*

YOSH STOCK 16 TARQOQ YULDUZ TO‘DASINING FOTOMETRIK, ASTROMETRIK VA PARALLAKS DIAGNOSTIKASI

Annotatsiya. *Maqolada yosh Stock 16 tarqoq yulduz to‘dasining fotometrik va astrometrik xususiyatlari Gaia ma’lumotlari hamda PARSEC izoxronasi asosida o‘rganildi. G-(BP−RP) rang–yulduz kattaligi diagrammasi, pmRA va pmDE xususiy harakat komponentlari, umumiy xususiy harakat hamda parallaks taqsimotlari birgalikda tahlil qilindi. Kinematik ma’lumotlarda pmRA ≈ −4.3 va pmDE ≈ −1.7 mas yil⁻¹ atrofida zich soha ko‘rinadi, umumiy harakat maksimumi esa 4.6–4.7 mas yil⁻¹ ga to‘g‘ri keladi. Gaia DR3 da VARIABLE belgili sakkizta manba ham shu diapazonlarga yaqin. Adabiyotdagi natijalar bilan taqqoslash yosh va masofani yagona yondashuvda aniqlash zarurligini ko‘rsatadi. Olingan natijalar kinematik bog‘langan guruh mavjudligini qo‘llab-quvvatlaydi va keyingi tahlil yo‘nalishini belgilaydi.*

Kalit so‘zlar: *Stock 16, tarqoq yulduz to‘dasi, Gaia, PARSEC, fotometriya, astrometriya, xususiy harakat, parallaks, o‘zgaruvchan yulduzlar.*

PHOTOMETRIC, ASTROMETRIC AND PARALLAX DIAGNOSTICS OF THE YOUNG OPEN CLUSTER STOCK 16

Abstract. *We examine the photometric and astrometric properties of the young open cluster Stock 16 using Gaia data and a PARSEC isochrone. The analysis combines the G-(BP−RP) colour–magnitude diagram with the distributions of pmRA, pmDE, total proper motion, and parallax. The kinematic data show a compact region around pmRA ≈ −4.3 and pmDE ≈ −1.7 mas yr⁻¹, while total proper motion peaks near 4.6–4.7 mas yr⁻¹. Eight Gaia DR3 sources flagged as VARIABLE occupy similar ranges. Comparison with published studies shows that the cluster age and distance should be established from a mutually consistent photometric and astrometric solution.*

Keywords: *Stock 16, open cluster, Gaia, PARSEC, photometry, astrometry, proper motion, parallax, variable stars.*

Введение. Рассеянные звёздные скопления дают возможность проследить ранние этапы звёздной эволюции в системе, где возраст, расстояние и химический состав можно оценивать для группы объектов одновременно. В молодых скоплениях эта задача особенно чувствительна к качеству отбора членов: поле Галактики, дифференциальное поглощение и небольшое число ярких

звёзд способны заметно менять вид диаграммы цвет–звёздная величина. Поэтому современный анализ обычно опирается не на один признак, а на согласование фотометрии с параллаксом и собственными движениями Gaia [1, 3–5, 7–10].

Stock 16 - молодое и сравнительно разреженное скопление в области H II RCW 75. Его возраст и расстояние определялись несколькими независимыми фотометрическими исследованиями. Turner [11] получил E(B−V)=0.49±0.01, расстояние 1.90±0.08 кпк и возраст 3–5 млн лет. Глубокая CCD-фотометрия Vázquez et al. [12] подтвердила близкую шкалу расстояния и дала возраст порядка 5–6.4 млн. лет. Paunzen et al. [13] нашли log t≈6.9, а Netopil et al. [14], обобщая предшествующие результаты, использовали для скопления возраст 3–8 млн. лет и расстояние около 1.9 кпк. Эти оценки задают естественный контекст для проверки новых решений по данным Gaia.

В исходном материале, рассматриваемом в настоящей работе, для Stock 16 приведена изохрона PARSEC с log t=7.5 и Z=0.015, а также астрометрические распределения Gaia EDR3. Дополнительная таблица Gaia DR3 содержит восемь источников с каталоговым признаком VarFlag=VARIABLE. Такая комбинация данных позволяет не только описать положение скопления в пространстве собственных движений, но и проверить, насколько кандидаты с признаком переменности согласуются с общей кинематической картиной.

Цель работы — сопоставить фотометрические, кинематические и параллаксные характеристики Stock 16 в единой интерпретации. Основное внимание уделено трём вопросам: насколько устойчиво проявляется кинематическая концентрация на распределениях pmRA, pmDE и PM; согласуется ли параллаксная картина с опубликованной шкалой расстояний; и занимают ли источники Gaia DR3 с флагом VARIABLE ту же область собственного движения, что и основная выборка. Возрастная оценка по изохроне рассматривается вместе с литературными значениями, а не изолированно от них.

Объект исследования и методы. Объектом исследования является рассеянное скопление Stock 16. Для фотометрической части использована диаграмма G–(BP−RP), на которую нанесена изохрона PARSEC [2] с параметрами Z=0.015 и log t=7.5. Значение log t соответствует примерно 31.6 млн лет. Важно, что Z и [Fe/H] не являются взаимозаменяемыми обозначениями: Z задаёт массовую долю тяжёлых элементов, тогда как [Fe/H] выражает относительное содержание железа в логарифмической шкале. Поэтому в дальнейшем параметр Z=0.015 относится именно к подписи изохроны; запись [Fe/H]=0.015 из исходной таблицы не используется как её эквивалент.

Астрометрическая диагностика основана на четырёх распределениях Gaia EDR3: pmRA, pmDE, модуля полного собственного движения PM и параллакса. Компоненты pmRA и pmDE рассматриваются в mas yr^{-1}. Для проверки согласованности обозначений модуль движения определён стандартным соотношением:

$$PM = \sqrt{(pmRA^2 + pmDE^2)}.$$

Эта формула используется как кинематическая характеристика, а не как самостоятельный критерий членства. В реальном членском анализе существенны индивидуальные ошибки, корреляции между астрометрическими параметрами и форма распределения полевых звёзд. По этой причине максимумы одномерных гистограмм далее трактуются как характерные области выборки, а не как формально определённые средние параметры скопления.

На исходных гистограммах поверх столбцов проведены красные гладкие кривые. Поскольку параметры их построения в предоставленном наборе не задокументированы, эти линии используются только для визуального выделения общей формы распределения. Численные выводы опираются на положение пиков и диапазоны самих гистограмм. Такой подход исключает приписывание аппроксимации статистического смысла, который невозможно восстановить без исходного алгоритма.

Параллакс и расстояние рассматриваются раздельно. В исходной таблице указаны Plx=0.409656±0.3284 mas и d=1594.5466±984.19 пк. Простое обращение центрального параллакса даёт около 2.44 кпк, то есть не воспроизводит указанное d. При относительной ошибке параллакса порядка 0.80 такая операция сама по себе статистически ненадёжна; для слабых и шумных параллаксов предпочтительны вероятностные оценки расстояния [6]. Поэтому величина d сохраняется как самостоятельная исходная оценка, а не выводится заново из среднего параллакса.

Четыре гистограммы подписаны как Gaia EDR3, тогда как список восьми VARIABLE-источников относится к Gaia DR3. Эти выборки не объединяются построчно. Сопоставление проводится только на уровне диапазонов собственных движений и параллакса. Такой способ позволяет использовать имеющийся материал без искусственного смешения двух релизов,

характеристики которых подробно описаны в работах Gaia Collaboration [1,3], Lindegren et al. [4] и Riello et al. [5].

Таблица 1. Основные параметры Stock 16, используемые в анализе

Параметр	Значение	Интерпретация
log t	7.5	исходная изохрона (≈31.6 млн лет)
Z	0.015	параметр PARSEC-изохроны
[Fe/H]	0.015	исходная запись; [Fe/H] ≠ Z
Plx	0.409656 ± 0.3284 mas	большая относительная ошибка
d	1594.5466 ± 984.19 pc	исходная оценка; не 1/Plx

Результаты и их анализ. Диаграмма цвет–звёздная величина. На рисунке 1 показана G–(BP−RP)-диаграмма Stock 16 с изохроной PARSEC. Наблюдаемая последовательность хорошо прослеживается от яркой части к слабым звёздам, а модельная кривая на значительном участке проходит рядом с основной полосой точек. Сам факт такого согласования показывает, что выбранная модель воспроизводит общую морфологию CMD. В то же время возрастной параметр log t=7.5 заметно старше значений 3–8 млн. лет, полученных в специализированных исследованиях Stock 16 [11–14]. Поэтому изохрону на рисунке корректнее рассматривать как одно из возможных решений для данной выборки, а возраст скопления – определять после совместной проверки членства, межзвёздного поглощения и фотометрической последовательности.

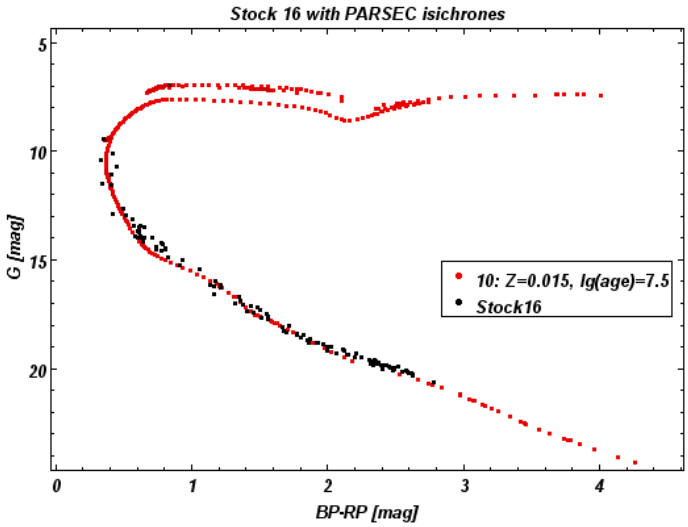


Рисунок 1. Диаграмма G–(BP−RP) для Stock 16 и изохрона PARSEC с Z=0.015 и log t=7.5.

Различие между исходным log t=7.5 и более молодой литературной шкалой не следует сглаживать формальным усреднением. Для столь молодого объекта положение верхней главной последовательности и предглавной последовательности чувствительно к выбору членов и поправке за покраснение. Turner [11] и Vázquez et al. [12] работали с целенаправленной фотометрией области Stock 16, тогда как современная Gaia-диагностика позволяет дополнительно контролировать кинематику. Именно объединение этих двух типов информации даёт наиболее содержательную проверку возраста.

Собственные движения. Распределение pmRA на рисунке 2 занимает примерно интервал от −4.8 до −3.8 mas yr^{-1}. Наиболее заметная концентрация находится около −4.3 mas yr^{-1}. Профиль не является идеально симметричным: отдельные столбцы заметно отличаются по высоте, что естественно для конечной выборки и возможной примеси полевых объектов. Распределение pmDE (рисунок 3) имеет центральную область около −1.7 mas yr^{-1} и в основном лежит между −2.1 и −1.3 mas yr^{-1}. Вместе эти компоненты задают узкую область векторного движения, характерную для рассматриваемой выборки.

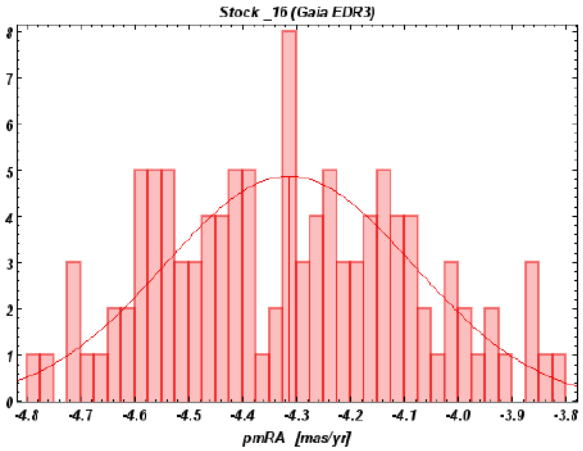


Рисунок 2. Распределение pmRA, Gaia EDR3

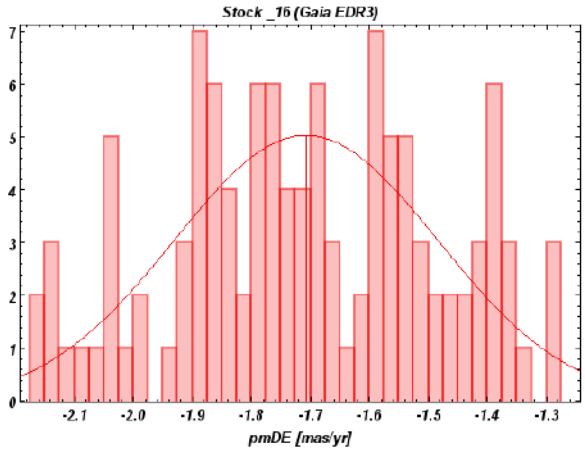


Рисунок 3. Распределение pmDE, Gaia EDR3

Одномерные гистограммы удобны как первичная диагностика, однако физически более важна их совместная картина. Звезда, близкая к максимуму только по одной компоненте, ещё не обязательно относится к скоплению. Напротив, одновременная близость по pmRA и pmDE, поддержанная параллаксом и положением на CMD, существенно усиливает аргумент в пользу общего движения. Такой подход соответствует современным Gaia-исследованиям рассеянных скоплений, где членство определяется в многомерном пространстве признаков [7–10].

Полное собственное движение и параллакс. Распределение PM (рисунок 4) заметно компактнее отдельных компонент и имеет максимум около 4.6–4.7 mas yr^{-1}. Основная часть объектов сосредоточена примерно в пределах 4.2–5.0 mas yr^{-1}. Это согласуется с максимумами pmRA и pmDE и показывает, что выбранные звёзды имеют близкие модули векторов собственного движения. Параллаксная гистограмма (рисунок 5), напротив, содержит выраженный центральный пик около 0.4–0.5 mas и более протяжённые хвосты. Такая форма объясняет, почему жёсткий отбор по одному параллаксу может быть менее устойчивым, чем совместный кинематический анализ.

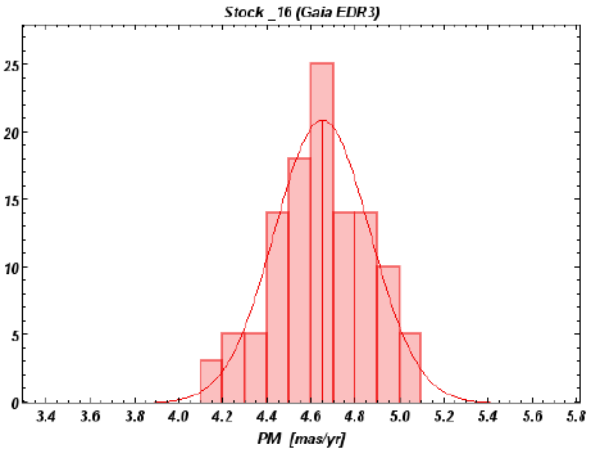


Рисунок 4. Распределение полного собственного движения PM

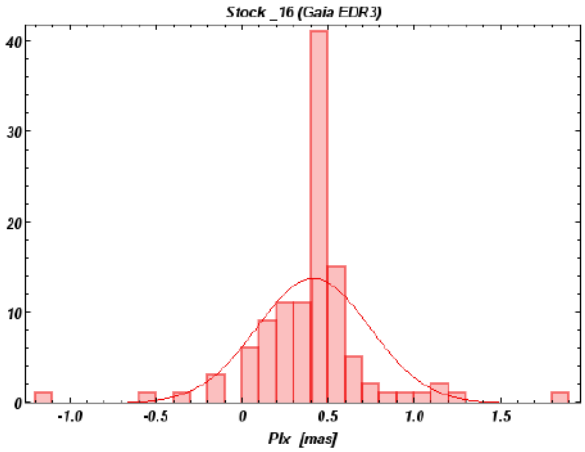


Рисунок 5. Распределение параллакса, Gaia EDR3

Центральная область параллакса по порядку величины близка к исходному Plx=0.409656 mas, однако его указанная неопределённость велика. При этом литературное расстояние около 1.9 кпк [11,14] соответствует параллаксу порядка 0.52 mas до учёта систематических поправок и особенностей статистического оценивания. Пик гистограммы 0.4–0.5 mas не противоречит такой шкале грубо, но сам по себе не позволяет выбрать единственное расстояние. Более надёжный вывод должен строиться по индивидуальным параллаксам вероятных членов, с учётом их ошибок и нулевой точки Gaia.

Источники Gaia DR3 с признаком VARIABLE. В дополнительной выборке находятся восемь объектов, для которых Gaia DR3 содержит VarFlag=VARIABLE. Их кинематика образует достаточно компактный набор: pmRA меняется от −4.474 до −4.144 mas yr^{-1}, pmDE — от −1.887 до −1.415 mas

yr^{-1}, а PM — от 4.471 до 4.755 mas yr^{-1}. Среднее PM равно 4.602 mas yr^{-1}, медиана — 4.569 mas yr^{-1}. Эти значения попадают в ту же область, где расположен максимум EDR3-гистограммы полного собственного движения.

Таблица 2. Астрометрические параметры восьми источников Gaia DR3 с VarFlag=VARIABLE

Gaia DR3 source_id	Plx ± e_Plx, mas	PM	pmRA ± e	pmDE ± e	Dist, pc
5868275560976283392	0.7501±0.0621	4.471	−4.241±0.050	−1.415±0.061	898.4237
5868279894638427264	0.4563±0.0153	4.554	−4.144±0.013	−1.887±0.016	—
5868286182470776704	0.4753±0.0162	4.526	−4.160±0.013	−1.781±0.015	1680.4901
5868288072256713472	0.5743±0.0559	4.584	−4.265±0.047	−1.680±0.054	1264.4268
5868471999929408768	0.4655±0.0117	4.690	−4.422±0.009	−1.562±0.012	—
5868473644868507904	0.4454±0.0637	4.755	−4.474±0.052	−1.611±0.061	1764.1201
5868474130233274880	0.4763±0.0167	4.691	−4.306±0.014	−1.861±0.015	1882.2075
5868478459560475648	0.4727±0.0141	4.545	−4.149±0.011	−1.854±0.014	—

Для этой восьмёрки средний параллакс составляет 0.5145 mas, медиана — 0.4740 mas. Разница между ними в значительной степени обусловлена источником с Plx=0.7501±0.0621 mas; остальные семь значений находятся в более узком диапазоне 0.4454–0.5743 mas. Такое поведение удобно видеть именно через медиану: она меньше реагирует на отдельное высокое значение и ближе к центральной области общей параллаксной гистограммы.

Столбец Dist заполнен только для пяти объектов и охватывает примерно 0.90–1.88 кпк. Его неполнота не позволяет использовать эти расстояния как единообразный фильтр для всей восьмёрки. Гораздо убедительнее выглядит совпадение по собственным движениям: диапазоны pmRA, pmDE и PM у VARIABLE-источников перекрывают центральную кинематическую область Stock 16. Это делает их естественными кандидатами для дальнейшей проверки членства.

При этом каталоговый флаг VARIABLE не заменяет анализ переменности. Для физической классификации нужны временные ряды, период, амплитуда, форма фазовой кривой и оценка устойчивости сигнала. Особенно интересен этот вопрос для Stock 16, поскольку более ранняя фотометрическая работа Paunzen et al. [13] уже указывала на дополнительные переменные объекты в поле скопления. Современные Gaia-кандидаты дают возможность продолжить такую линию исследования на более однородной астрометрической основе.

Полученная кинематическая картина хорошо поддерживает представление о выделяемой группе звёзд, но возрастная интерпретация требует более осторожного выбора модели. В специализированных исследованиях Stock 16 возраст лежит в пределах нескольких миллионов лет [11–14], тогда как исходная PARSEC-изохрона с log t=7.5 соответствует 31.6 млн. лет. Различие почти на порядок нельзя объяснить только округлением. Наиболее вероятно, что результат чувствителен к составу фотометрической выборки, принятому покраснению и тому, какие звёзды считаются членами. Поэтому именно Gaia-членство должно предшествовать окончательному изохронному фитированию.

С расстоянием ситуация менее противоречива, хотя численные оценки различаются. Классические исследования дают около 1.9 кпк [11,14], а исходная величина 1.595±0.984 кпк имеет настолько большую ошибку, что включает эту шкалу в пределах неопределённости. Параллаксные значения VARIABLE-источников также в основном лежат около 0.45–0.57 mas, что соответствует расстояниям порядка нескольких килопарсек и качественно совместимо с положением Stock 16 в литературе. Здесь важнее не формальное совпадение одной цифры, а согласованность независимых признаков: кинематики, CMD и параллакса.

Заключение.

1. Совместный анализ CMD, собственных движений и параллакса показывает, что в направлении Stock 16 выделяется кинематически компактная группа. Характерные области распределений находятся около pmRA≈−4.3 mas yr^{-1}, pmDE≈−1.7 mas yr^{-1} и PM≈4.6–4.7 mas yr^{-1}.

2. Параллаксная гистограмма имеет основной максимум около 0.4–0.5 mas. Исходное значение Plx=0.409656±0.3284 mas обладает большой относительной неопределённостью, поэтому расстояние скопления целесообразно оценивать по индивидуальным параллаксам отобранных членов, а не по простому обращению одного среднего значения.

3. Изохрона PARSEC с Z=0.015 и log t=7.5 воспроизводит часть наблюдаемой CMD, однако её возраст около 31.6 млн. лет существенно превышает опубликованный для Stock 16 диапазон 3–8 млн.

лет. Это расхождение указывает на необходимость повторного изохронного фитирования после строгого Gaia-отбора членов и согласованного учёта поглощения.

4. Восемь источников Gaia DR3 с VarFlag=VARIABLE имеют собственные движения, близкие к центральной кинематической области Stock 16. Они представляют интерес как кандидаты для последующего временного анализа, но тип переменности должен определяться по кривым блеска, а членство – по полной совокупности фотометрических и астрометрических признаков.

5. В целом наиболее устойчивый результат текущей диагностики связан с кинематикой. Она создаёт основу для следующего этапа – единого анализа по одному релизу Gaia, построения вероятностной членской выборки и нового определения возраста и расстояния Stock 16 на согласованном наборе звёзд.

ЛИТЕРАТУРА:

1. Gaia Collaboration, Vallenari A., Brown A. G. A., Prusti T., et al. Gaia Data Release 3. Summary of the content and survey properties // Astronomy & Astrophysics. 2023. Vol. 674. A1. DOI: 10.1051/0004-6361/202243940.

2. Bressan A., Marigo P., Girardi L., Salasnich B., Dal Cero C., Rubele S., Nanni A. PARSEC: stellar tracks and isochrones with the PAdova and TRieste Stellar Evolution Code // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 2012. Vol. 427. P. 127–145. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2012.21948.x.

3. Gaia Collaboration, Brown A. G. A., Vallenari A., Prusti T., et al. Gaia Early Data Release 3. Summary of the contents and survey properties // Astronomy & Astrophysics. 2021. Vol. 649. A1. DOI: 10.1051/0004-6361/202039657.

4. Lindegren L., Klioner S. A., Hernández J., Bombrun A., Ramos-Lerate M., Steidelmüller H., et al. Gaia Early Data Release 3. The astrometric solution // Astronomy & Astrophysics. 2021. Vol. 649. A2. DOI: 10.1051/0004-6361/202039709.

5. Riello M., De Angeli F., Evans D. W., Montegriffo P., Carrasco J. M., Busso G., et al. Gaia Early Data Release 3. Photometric content and validation // Astronomy & Astrophysics. 2021. Vol. 649. A3. DOI: 10.1051/0004-6361/202039587.

6. Bailer-Jones C. A. L., Rybizki J., Fouesneau M., Demleitner M., Andrae R. Estimating Distances from Parallaxes. V. Geometric and Photogeometric Distances to 1.47 Billion Stars in Gaia Early Data Release 3 // The Astronomical Journal. 2021. Vol. 161. 147. DOI: 10.3847/1538-3881/abd806.

7. Cantat-Gaudin T., Jordi C., Vallenari A., Bragaglia A., Balaguer-Núñez L., Soubiran C., et al. A Gaia DR2 view of the open cluster population in the Milky Way // Astronomy & Astrophysics. 2018. Vol. 618. A93. DOI: 10.1051/0004-6361/201833476.

8. Cantat-Gaudin T., Anders F., Castro-Ginard A., Jordi C., Romero-Gómez M., Soubiran C., et al. Painting a portrait of the Galactic disc with its stellar clusters // Astronomy & Astrophysics. 2020. Vol. 640. A1. DOI: 10.1051/0004-6361/202038192.

9. Tarricq Y., Soubiran C., Casamiquela L., Cantat-Gaudin T., Chemin L., Anders F., et al. 3D kinematics and age distribution of the open cluster population // Astronomy & Astrophysics. 2021. Vol. 647. A19. DOI: 10.1051/0004-6361/202039388.

10. Hunt E. L., Reffert S. Improving the open cluster census. II. An all-sky cluster catalogue with Gaia DR3 // Astronomy & Astrophysics. 2023. Vol. 673. A114. DOI: 10.1051/0004-6361/202346285.

11. Turner D. G. The young open cluster Stock 16: an example of star formation in an elephant trunk? // The Astrophysical Journal. 1985. Vol. 292. P. 148–154. DOI: 10.1086/163140.

12. Vázquez R. A., Baume G. L., Feinstein C., Nuñez J. A., Vergne M. M. Revisiting the area of the open cluster Stock 16 // Astronomy & Astrophysics. 2005. Vol. 430. P. 471–480. DOI: 10.1051/0004-6361:20041089.

13. Paunzen E., Netopil M., Iliev I. Kh., Maitzen H. M., Claret A., Pintado O. I. CCD photometric search for peculiar stars in open clusters. VI. NGC 1502, NGC 3105, Stock 16, NGC 6268, NGC 7235 and NGC 7510 // Astronomy & Astrophysics. 2005. Vol. 443. P. 157–162. DOI: 10.1051/0004-6361:20053287.

14. Netopil M., Fossati L., Paunzen E., Zwintz K., Pintado O. I., Bagnulo S. A probable pre-main sequence chemically peculiar star in the open cluster Stock 16 // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 2014. Vol. 442. P. 3761–3768. DOI: 10.1093/mnras/stu1130.

UO‘K 678:621.383.51

D18 DONOR ASOSIDA MODIFIKATISYA QILINGAN DONOR POLIMERLARNING QUYOSH ELEMENTLARIDAGI SAMARADORLIGI

Otaboyeva Gulasal Ilhomboy qizi,
O‘zbekiston Milliy universiteti magistranti
otaboyevagulasal17gmail.com
Saparbayev Aziz Adamovich,
Ion plazma va lazer texnologiyalari instituti yetakchi ilmiy xodimi
saparbaevaziz83@gmail.com

Annotatsiya. *Ushbu maqolada D18 donor polimerining yon zanjirlarini modifikatsiya qilish orqali olingan gibrid zanjirli D18-C6Cp, D18-C6Ch polimerlarning L8-Bo akseptori bilan birgalikdagi optik va fotovoltaik xususiyatlari o‘rganildi. Yon zanjirlarning o‘zgartirilishi polimerning eritma holatidayoq kuchli molekulyar agregatsiyaga kirishishini ta’minlab, yupqa plyonkada qulay nanofibrilyar tuzilmalarni shakllantiradi. Gibrid yon zanjirli D18-C6Ch polimeri asosidagi quyosh elementi yuqori energiya o‘zgartirish samaradorligiga erishdi.*

Kalit so‘zlar: *polimer quyosh elementlari, yon zanjir muhandisligi, gibrid alkil-siklik zanjir, D18; L8-Bo, energiya yo‘qolishi, barqarorlik.*

EFFICIENCY OF DONOR POLYMERS MODIFIED ON THE BASIS OF THE D18 DONOR IN SOLAR CELLS

Abstract. *In this work, the optical and photovoltaic properties of the hybrid side-chain polymers D18-C6Cp and D18-C6Ch, obtained by modifying the side chains of the donor polymer D18, were investigated in combination with the L8-BO acceptor. The side-chain modification causes strong molecular aggregation of the polymer even in solution, which leads to favorable nanofibrillar structures in the thin film. The solar cell based on the hybrid side-chain polymer D18-C6Ch achieved a high power conversion efficiency.*

Keywords: *polymer solar cells, side-chain engineering, hybrid alkyl–cyclic side chain, D18, L8-BO, energy loss, stability.*

ЭФФЕКТИВНОСТЬ МОДИФИЦИРОВАННЫХ ДОНОРНЫХ ПОЛИМЕРОВ НА ОСНОВЕ ДОНОРА D18 В СОЛНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТАХ

Аннотация. *В данной статье изучены оптические и фотовольтаические свойства полимеров с гибридными цепями D18-C6Cp и D18-C6Ch, полученных модификацией боковых цепей донорного полимера D18, в сочетании с акцептором L8-BO. Изменение боковых цепей приводит к сильной молекулярной агрегации полимера уже в растворе и формирует благоприятные нанофибриллярные структуры в тонкой плёнке. Солнечный элемент на основе полимера D18-C6Ch с гибридными боковыми цепями достиг высокой эффективности преобразования энергии.*

Ключевые слова: *полимерные солнечные элементы, инженерия боковых цепей, гибридная алкил-циклическая цепь, D18; L8-BO, потери энергии, стабильность.*

Kirish. Hajmiy getero o‘tishli polimer quyosh elementlari (PQE) eritma usulida katta maydonlarda tayyorlanishi, mexanik moslashuvchanligi, shaffofligi va yengilligi bilan tadqiqotchilar e’tiborini tobora ko‘proq jalb etmoqda. Aynan shu xususiyatlar ularni an’anaviy kremniyli quyosh elementlarini to‘ldiruvchi texnologiya sifatida qo‘llash imkonini beradi. So‘nggi yillarda bu yo‘nalish jadal rivojlandi: samarali fotovoltaik materiallar yaratildi, qurilma tuzilmasi va interfeys qatlamlari muntazam takomillashtirildi, natijada bitta o‘tishli PQElarda energiya o‘zgartirish samaradorligi (Eo‘S) 19 % dan oshdi [1]. Biroq polimer va perovskit quyosh elementlari bilan solishtirganda PQElarda to‘ldirish koeffitsientining nisbatan pastligi va energiya yo‘qotishlarining yuqoriligi hamon asosiy muammo bo‘lib qolmoqda va qurilma samaradorligining yanada oshishiga to‘sqinlik qilmoqda. Polimer yarimo‘tkazgichlar qattiq konjugatsiyalangan molekulyar skelet va unga biriktirilgan bir nechta moslashuvchan alkil zanjirlaridan iborat. Ikkala tarkibiy qism ham molekulalarning o‘zaro joylashishiga va zaryad tashilishiga sezilarli ta’sir ko‘rsatadi. Skelet yetarlicha mustahkam bo‘lgan holatda esa yon zanjirlarni modifikatsiya qilish qurilma ish

faoliyatini yaxshilashda ayniqsa muhim rol o‘ynashi mumkin.

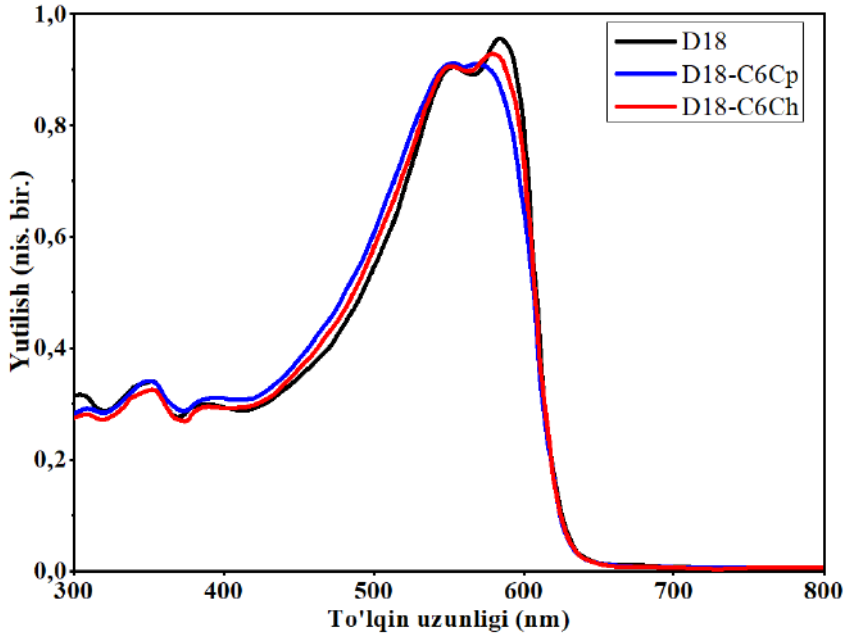
Ushbu ishda yuqori samarali D18 donor polimerining yon zanjirlarini o‘zgartirish yo‘li bilan olingan, D18 asosiga siklik guruhlar kiritilgan gibrid zanjirli D18-C6Cp va D18-C6Ch polimerlari o‘rganildi. Ularning L8-Bo akseptori bilan hosil qilgan aralashmalarida molekulyar agregatsiya, optik xususiyatlar, faol qatlam morfologiyasi, energiya yo‘qotish mexanizmlari, fotovoltaik parametrlar va uzoq muddatli barqarorlik o‘rtasidagi o‘zaro bog‘liqlik tizimli ravishda tahlil qilindi.

Tajriba metodlari va qurilmalar.

Tadqiqotda D18 donor polimeri va uning yon zanjiri modifikatsiyalangan hosilalari (D18-C6Cp, D18-C6Ch) L8-Bo akseptori bilan birgalikda hajmiy-getero o‘tishli faol qatlam tarkibida qo‘llanildi. Polimerlarning optik xususiyatlari yutilish spektroskopiyasi, fotolyuminessensiya spektroskopiyasi yordamida o‘rganildi. Faol qatlam morfologiyasi atom kuch mikroskopiyasi hamda transmission elektron mikroskopiya yordamida tahlil qilindi. Tayyorlangan PQE fotovoltaik xarakteristikalari standart AM1.5G (100 mVt/sm²) yorug‘lik manbai ostida tok-kuchlanish o‘lchovlari, shuningdek tashqi kvant samaradorligi PQEtashqi kvant samaradorligi spektrlari orqali baholandi. PQElarning operatsion barqarorligi standart sharoitlarda uzoq muddatli kuzatuv orqali aniqlandi.

Natijalar va muhokama.

1-rasmda D18, D18-C6Cp va D18-C6Ch polimerlari eritma holatidagi yutilish spektrlari keltirilgan. Ushbu polimer materiallar turli spektral sohalarda yorug‘likni yutadi, bu gibrid yon zanjirli polimerlarning eritma holatidayoq o‘zaro agregatsiyaga moyilligini ko‘rsatadi. Aksincha, faqat siklik zanjirga ega bo‘lgan D18-C6Cp polimeri eritma holatida bunday cho‘qqilarni ko‘rsatmaydi, bu esa hajmli siklogeksil guruhining kuchli sterik to‘siqlari molekulalararo agregatsiyani cheklashidan dalolat beradi.



1-rasm. D18, D18-C6Cp va D18-C6Ch polimerlarining eritma holatidagi yutilish spektrlari

Grafikdan ko‘rinib turibdiki, D18 polimeri asosan 600-610 nm lar atrofida eng kuchli yutilish xususiyatini namoyon etadi. 610 nm dan keyin D18 ning yutilishi keskin kamayib ketgan, bu esa donor matereialning taqiqlangan soha kengligi bilan bog‘liq.

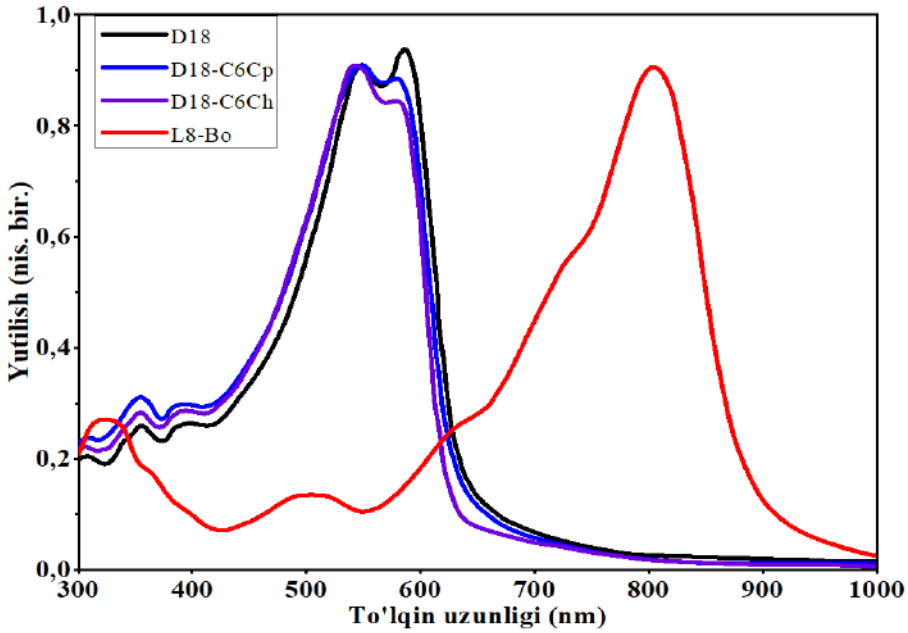
Polimerlarning yutilishi 550–610 nm oralig‘ida maksimum natijasiga erishganini kuzatish mumkin. D18-C6Cp polimerda yutilish spektri 550-580 nm oralig‘ida yuqori natijani ko‘rsagan va 580 nm dan keyin kamayib ketgan. D18-C6Ch polimerida esa 550-600 nm aralig‘ida kuchli yutilish kuzatilgan va 600 nm dan keskin pasayib ketgan.

2-rasmda D18, D18-C6Cp, D18-C6Ch polimerlari va L8-Bo akseptorining qatlam holatidagi yutilish spektrlari tasvirlangan. Grafikda barcha gibrid zanjirli polimerlar (D18-C6Cp, D18-C6Ch) qatlam holatida gibrid polimerlar o‘rtacha darajadagi yelka cho‘qqisini saqlab qolgan. Bu ularning molekulalararo joylashuv xususiyati yaxshi ekanligini ko‘rsatadi. Faqat siklik zanjirli D18-C6Ch polimerida esa qatlam holatida ham yelka cho‘qqisi deyarli kuzatilmagan, bu esa unda agregatsiyaning sustligini bildiradi.

Bundan xulosa shuki, yon zanjirning o‘zgarishi yutilish spektrlarining diapazoniga juda kuchli ta’sir qilmagan.

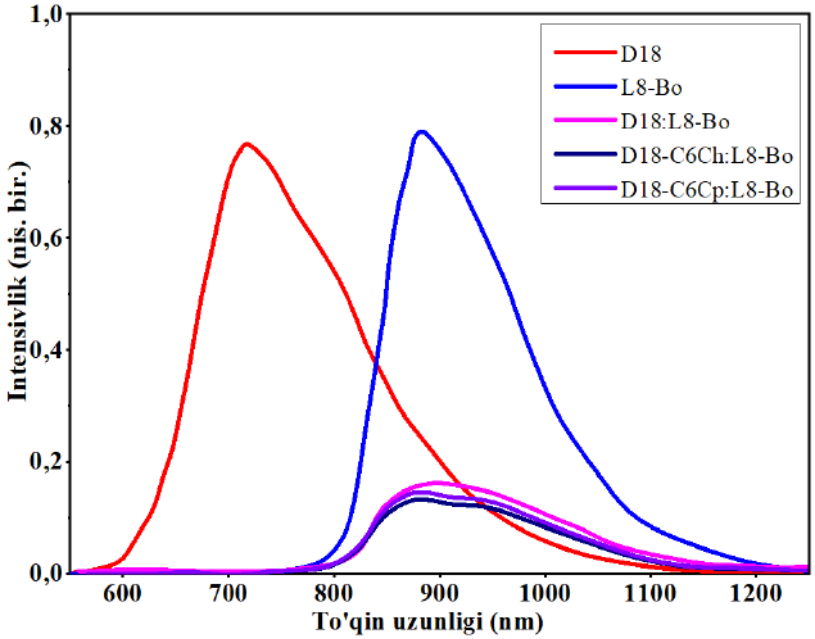
Biroq aynan qatlam holatidagi molekulyar mikrotuzilma gibrid zanjirlar hisobiga yaxshilangan, bu esa

PQElarning samaradorligini oshirishga xizmat qiladi. PQElarning optik taqiqlangan soha kengligini aniqlash uchun fotolyuminessensiya (FL) ma'lumotlaridan foydalanildi.



2-rasm. D18, D18-C6Cp, D18-C6Ch polimerlari va L8-Bo akseptorining qatlam holatidagi yutilish spektrlari

3-rasmda Sof donor polimer (D18), sof akseptor (L8-Bo) hamda ularning turli tarkibdagi donor-akseptor aralashmalaridan (D18:L8-Bo, D18-C6Ch:L8-Bo, D18-C6Cp:L8-Bo) tayyorlangan faol qatlamlarning FL spektrlari tasvirlangan. Grafikda, sof D18 faol qatlami - 720 nm atrofida, sof L8-Bo esa 900 nm atrofida FL spektrining maksimum piklariga ega. Donor va akseptor materiallar aralashtirilganda FL spektrining keskin so'nishi kuzatiladi, aralashmalarning FL spektri maksimum qiymati 820-980 oralig'ida bo'lib qoladi, bu esa donor va akseptor molekulalari orasida samarali eksiton dissotsiatsiyasi va zaryad tashuvchilarning generatsiyasi sodir bo'layotganligidan dalolat beradi.

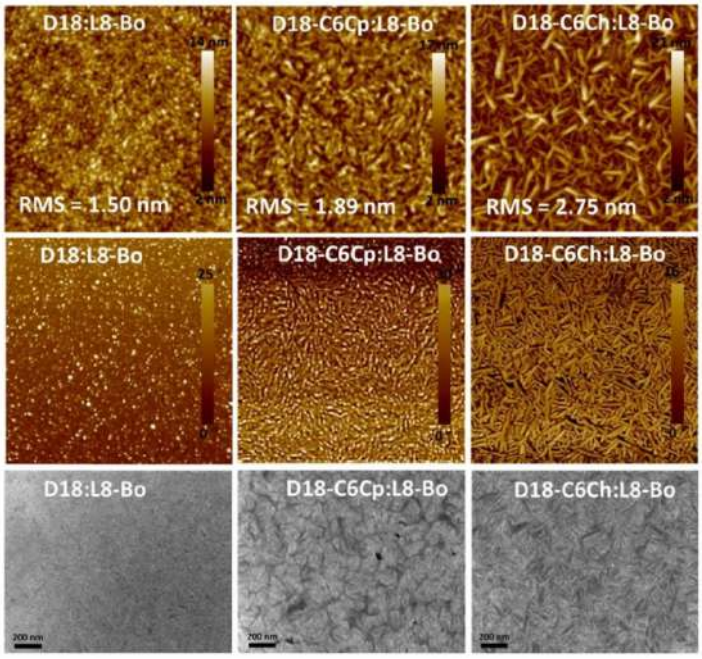


3-rasm. Sof donor polimer (D18), sof akseptor (L8-Bo) hamda ularning turli tarkibdagi donor-akseptor aralashmalaridan (D18:L8-Bo, D18-C6Ch:L8-Bo, D18-C6Cp:L8-Bo) tayyorlangan faol qatlamlarning FL spektrlari

FL spektrining bunday keskin pasayishi quyosh elementlarining fotoaktiv qatlamida donor-akseptor

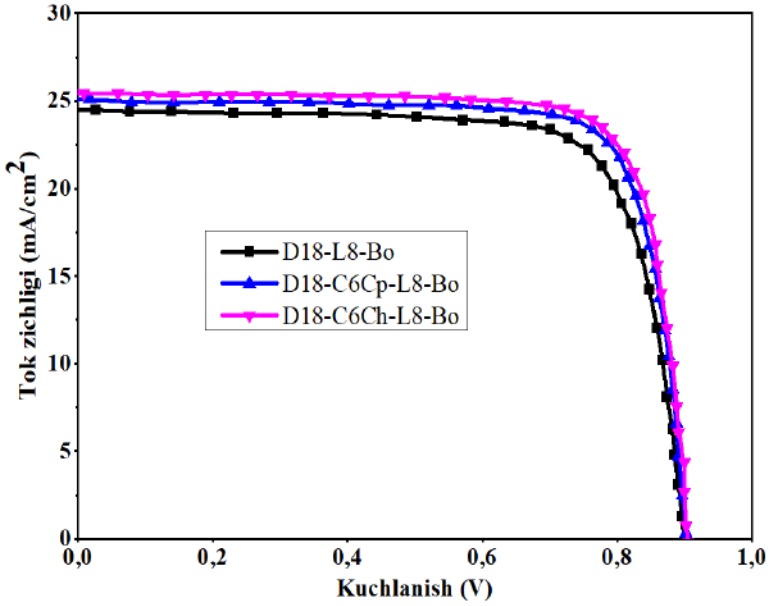
interfeysida foton bilan uyg‘ongan eksitonlarning samarali ajralishi va shu orqali yuqori fototok generatsiyasini ta’minlaydigan asosiy mexanizmlardan biri ekanligi hisoblanadi.

4-rasmdagi atom kuch mikroskopiyasi tasvirlaridan ko‘rinib turibdiki, gibrid zanjirli polimer D18-C6Ch faol qatlamda o‘zaro bog‘langan tolasimon tuzilmalar tarmog‘ini hosil qilgan. Bu zaryadlarning harakatlanishi uchun juda qulay “yo‘llar” yaratadi. D18-C6Ch asosidagi faol qatlamning g‘adir-budirligining o‘rtacha qiymati 2.75 nm ni tashkil etib, bu D18:L8-Bo (1.50 nm) , D18-C6Cp:L8-Bo (1.89 nm) faol qatlam asosli PQElarga nisbatan yuqoriroq bo‘ldi — bu kuchliroq molekulyar tartiblanishning natijasidir.



4-rasm. D18:L8-Bo, D18-C6Cp:L8-Bo va D18-C6Ch:L8-Bo aralashma faol qatlamlarining atom kuch mikroskopiyasi balandlik, atom kuch mikroskopiyasi faza va transmission elektron mikroskopiya tasvirlari

Atom kuch mikroskopiyasi faza tasvirlari donor va akseptor molekulalarining bir-biri bilan qanchalik darajada aralashganini yoki alohida domenlarga ajralganini ko‘rsatadi. Faqat siklik zanjirli D18-C6Cp aralashmasida domenlar juda kichik va tartibsiz ko‘rinadi, bu donor va akseptorning o‘ta kuchli aralashib ketganini bildiradi, bunday holatda zaryad tashish tarmog‘i hosil bo‘lmagani sababli zaryadlar rekombinatsiyaga uchraydi.



5-rasm. D18:L8-Bo, D18-C6Cp:L8-Bo va D18-C6Ch:L8-Bo asosidagi PQElarning xarakteristikalari

Gibrid zanjirli D18-C6Ch aralashmasida esa aniq ko‘rinadigan, o‘zaro bog‘langan tolasimon tuzilmalar mavjud bo‘lib, bu donor va akseptorning ideal darajadagi faza ajralishini hosil qilganini anglatadi.

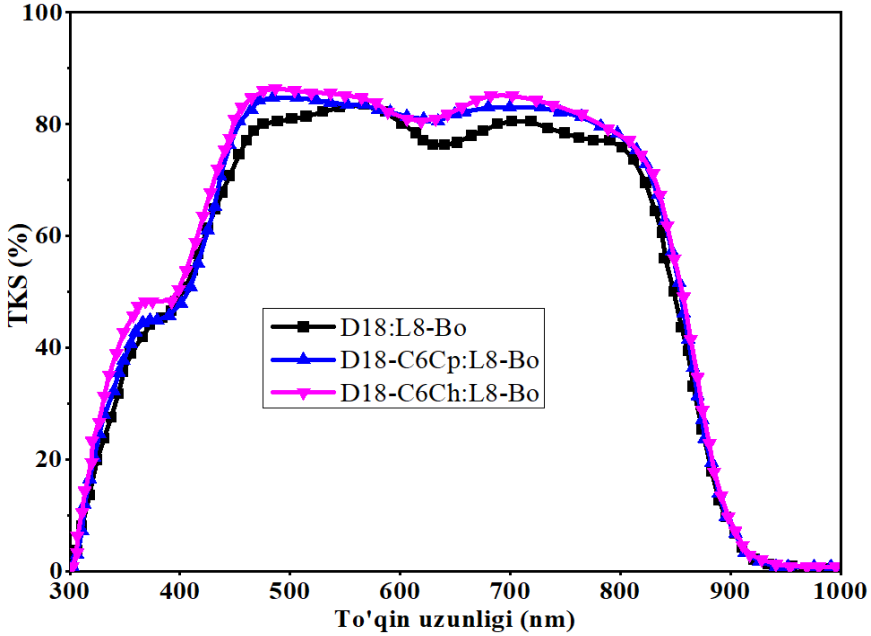
Transmission elektron mikroskopiya tasvirlari faol qatlamning ichki hajmiy tuzilishini tasdiqlaydi, gibrid yon zanjirli polimerlar donor va akseptorning juda yaxshi aralashganini, ammo shu bilan birga aniq faza ajralishini namoyon etadi. Yuqorida tavsiflangan optik va morfologik xususiyatlarning fotovoltaik ish faoliyatiga ta’sirini baholash uchun D18, D18-C6Ch va gibrid zanjirli polimerlar asosida D18:L8-Bo, D18-C6Ch:L8-Bo va D18-C6Cp:L8-Bo tarkibli PQElar tayyorlandi va standart AM1.5G yorug‘lik manbai ostida tok-kuchlanish xarakteristikalari o‘lchandi.

5-rasmda D18:L8-Bo, D18-C6Cp:L8-Bo va D18-C6Ch:L8-Bo asosidagi PQElarning xarakteristikalari ko‘rishimiz mumkin. Grafikda gibrid yon zanjirli polimerlar D18-C6Cp va D18-C6Ch qo‘llanilganda faza ajralishi optimallashgani, zaryad tashish va yig‘ish yaxshilangani, rekombinatsiya kamaygani uchun qisqa tutashuv tok zichligi va to‘ldirish koeffitsienti oshganligi tasvirlangan.

1-jadval. D18:L8-Bo, D18-C6Cp:L8-Bo va D18-C6Ch:L8-Bo asosidagi PQElarning fotovoltaik parametrlari

Faol qatlamlar (Donor:L8-Bo)	Voc [V]	Jsc [mA/cm²]	FF [%]	EO‘S [%]	E_{loss} [eV]
D18	0.90	24.55	75.8	16.7	0.53
D18-C6Cp	0.91	25.19	78.2	17.7	0.52
D18-C6Ch	0.91	25.46	78.7	18.2	0.52

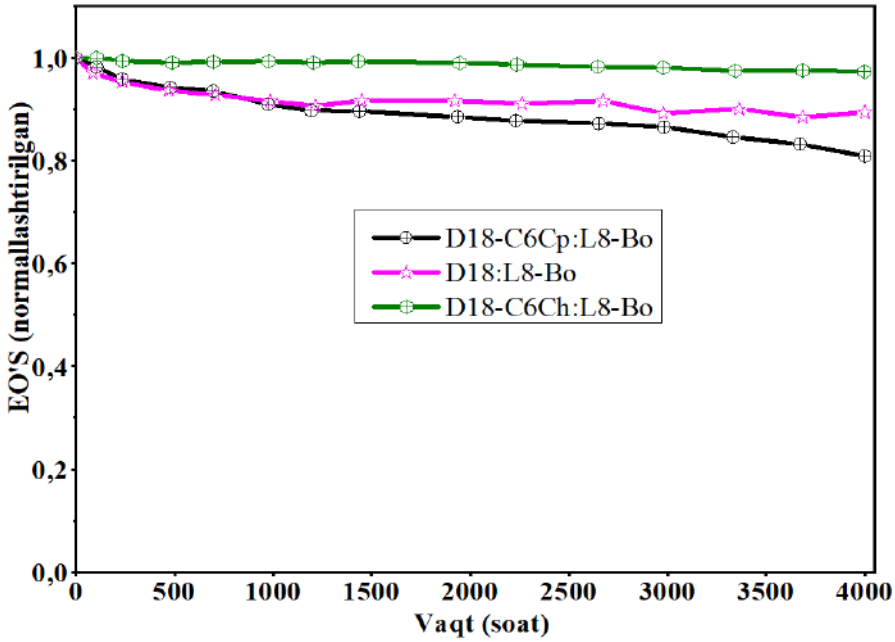
Jadvalda gibrid zanjirli D18-C6Ch polimerining energiya o‘zgarishi samaradorligini (EO‘S) (18.2%) ko‘rishimiz mumkin. Bu oddiy D18 (16.7%) va faqat siklik zanjirli D18-C6Cp (17.7%) ga qaraganda sezilarli darajada yuqori. Bundan ko‘rinadiki siklik va gibrid zanjirlar kiritilishi bilan kuchlanish qiymati oshgan. Bu polimerlarning HOMO energetik sathining biroz pastga siljishi bilan bog‘liq. Jadvalda keltirilganidek D18-C6Ch donori va L8-Bo akseptori asosidagi PQElarning qisqa tutashuv tok zichligi qiymatlari eng yuqori 25,46 mA/cm² natijaga erishdi, to‘ldirish koeffitsienti esa 78.7% ni tashkil etdi. Bu zaryad tashuvchilarning harakatchanligi oshgani va rekombinatsiya kamayganidan dalolat beradi.



6-rasm. D18:L8-Bo, D18-C6Cp:L8-Bo va D18-C6Ch:L8-Bo asosidagi PQElarning TKS spektrlari

6-rasmda D18:L8-Bo, D18-C6Cp:L8-Bo va D18-C6Ch:L8-Bo asosidagi PQElarning TKS spektrlari tasvirlangan. Grafikda PQElarning tashqi kvant samaradorligi (TKS) spektrlaridan ko‘rinadiki, gibrid

zanjirli PQElar (D18-C6Cp:L8-Bo va D18-C6Ch:L8-Bo) butun ko‘rinadigan va yaqin infraqizil hudud (350–850 nm) bo‘ylab D18:L8-Bo ga nisbatan yuqoriroq tashqi kvant samaradorligini namoyon etadi, bu esa J–V o‘lchovlarida kuzatilgan yuqoriroq qiymatlari bilan mos keladi.



7-rasm. D18:L8-Bo, D18-C6Cp:L8-Bo va D18-C6Ch:L8-Bo asosidagi PQElarning vaqt davomida o‘lchangan barqarorlik spektrlari

7- rasmda D18:L8-Bo, D18-C6Cp:L8-Bo va D18-C6Ch:L8-Bo asosidagi PQElarning vaqt davomida o‘lchangan barqarorlik spektrlari tasvirlangan. Keltirilganidek gibrid zanjirli D18-C6Ch:L8-Bo PQElar yuqori barqarorlikni namoyon etib, uzoq muddatli sinovdan so‘ng dastlabki samaradorligining qariyb 98% ini saqlab qoldi. PQElar D18:L8-Bo o‘z samaradorligining taxminan 90% ini saqlagan holda o‘rtacha barqarorlikni ko‘rsatdi, D18-C6Cp:L8-Bo PQElar esa eng tez degradatsiyaga uchrab, tajriba davomida boshlang‘ich qiymatining taxminan 81% igacha pasaydi. Bu farqni D18-C6Ch aralashmasida kuzatilgan mustahkam fibrilyar tarmoq va donor-akseptor fazalarining yaxshi ajralgan, barqaror morfologiyasi bilan izohlash mumkin:

Bunday tuzilma uzoq muddatli issiqlik va yorug‘lik ta’sirida molekulalarning qayta joylashishi hamda akseptor agregatsiyasining kuchayishiga qarshilik ko‘rsatadi.

Xulosa. Ushbu tadqiqotda D18 donor polimeriga alkil guruhlarini o‘z ichiga olgan gibrid yon zanjirlarni kiritish orqali D18, D18-C6Cp, D18-C6Ch PQElar tizimli tarzda tadqiq qilindi. Natijalar shuni ko‘rsatdiki, gibrid yon zanjir strategiyasi molekulalarning eritma holatidayoq tartibli agregatsiyalanishini ta’minlaydi va faol qatlam hosil bo‘lish jarayonida donor hamda akseptor fazalarining ideal darajada ajralishiga, ya'ni o‘zaro bog‘langan nanofibrilyar tarmoq hosil bo‘lishiga xizmat qiladi.

Faqat chiziqli alkil yoki faqat siklik zanjirlardan foydalanish o‘rniga ularni gibrid tarzda birlashtirish molekulyar joylashishi, energiya yo‘qolishi, fotovoltaik samaradorlik va PQElar barqarorligi o‘rtasida muvozanatni ta’minlashning samarali yo‘li ekanligi isbotlandi. Ushbu yondashuv kelajakda yuqori samarali va barqaror PQElar uchun yangi donor polimerlarni loyihalashda muhim molekulyar dizayn strategiyasi sifatida xizmat qilishi mumkin.

ADABIYOTLAR:

1. F. F. Yıldırım, E. Gelgeç, Ş. Yumru, and M. Çörekcioğlu, “One bath dyeing of PBT/Nylon blended seamless fabrics,” International Journal of Advances in Engineering and Pure Sciences, vol. 31, pp. 113-121, 2019.

2. M. P. Stevens, Polymer chemistry. Oxford university press New York, 1990.

3. W. J. Brittain and S. Minko, “A structural definition of polymer brushes,” Journal of Polymer Science Part A: Polymer Chemistry, vol. 45, no. 16, pp. 3505-3512, 2007.

4. A. H. Al-Safy, K. I. Abd Nusaif, B. A. Hussein, and M. N. Al-Baiati, “Effect of Mefenamic Acid Drug Polymer Nanocomposite on Some Biochemical Parameters in Serum of Kidney and Testicular Tissue in Male Albino Rats,” Life Sciences, vol. 338, p. 122409, 2024.

5. H. Inokuchi, "The discovery of organic semiconductors. Its light and shadow," Organic electronics, vol. 7, no. 2, pp. 62-76, 2006.

6. P. Sperling and E. Heinz, "Desaturases fused to their electron donor," European Journal of Lipid Science and Technology, vol. 103, no. 3, pp. 158-180, 2001.

7. A.-E. Becquerel, "Recherches sur les effets de la radiation chimique de la lumiere solaire au moyendes courants electriques" CR Acad. Sci, vol. 9, no. 145, p. 1, 1839.

8. J. W. Smith, J. I. C. Hare, and H. B. Wallace, A Selection of Leading Cases, on Various Branches of the Law: With Notes. T & JW Johnson & Company, 1873.

9. A. Pochettino, "Sul comportamento foto-elettrico dell'antracene," Acad. Lincei Rend, vol. 15, p. 355, 1906.

10. D. M. Chapin, C. S. Fuller, and G. L. Pearson, "A new silicon p-n junction photocell for converting solar radiation into electrical power," Journal of applied physics, vol. 25, no. 5, pp. 676-677, 1954.

11. J. Zhao, A. Wang, M. A. Green, and F. Ferrazza, "19.8% efficient "honeycomb" textured multicrystalline and 24.4% monocrystalline silicon solar cells," Applied physics letters, vol. 73, no. 14, pp. 1991-1993, 1998.

12. N. S. Sariciftci, L. Smilowitz, A. J. Heeger, and F. Wudl, "Photoinduced electron transfer from a conducting polymer to buckminsterfullerene," Science, vol. 258, no. 5087, pp. 1474-1476, 1992.

13. N. S. Sariciftci et al., "Semiconducting polymer-buckminsterfullerene heterojunctions: Diodes, photodiodes, and photovoltaic cells," Applied physics letters, vol. 62, no. 6, pp. 585-587, 1993.

14. J. C. Bernede Boulerie, M. Del Valle De La Cortina, F. R. Diaz Alzamora, and V. Jousseaume, "From the organic electroluminescent diodes to the new organic photovoltaic cells," 2001.

15. C. W. Tang and A. C. Albrecht, "Photovoltaic effects of metal–chlorophyll-a–metal sandwich cells," The Journal of chemical physics, vol. 62, no. 6, pp. 2139-2149, 1975.

16. D. Kearns and M. Calvin, "Photovoltaic effect and photoconductivity in laminated organic systems," The Journal of chemical physics, vol. 29, no. 4, pp. 950-951, 1958.

17. B. Weinberger, M. Akhtar, and S. Gau, "Polyacetylene photovoltaic devices," Synthetic Metals, vol. 4, no. 3, pp. 187-197, 1982.

18. F. R. Fan and L. R. Faulkner, "Photovoltaic effects of metalfree and zinc phthalocyanines. II. Properties of illuminated thin-film cells," The Journal of Chemical Physics, vol. 69, no. 7, pp. 3341-3349, 1978.

19. G. Chamberlain, "Organic solar cells: A review," Solar cells, vol. 8, no. 1, pp. 47-83, 1983.

20. C. W. Tang, "Two-layer organic photovoltaic cell," Applied physics letters, vol. 48, no. 2, pp. 183-185, 1986.

UO‘K 548.736

$ErAl_3(BO_3)_4$ KRISTALLINING TUZILISHI: VESTA DASTURI YORDAMIDA STRUKTURAVIY TAHLIL

Sharipov Mirzo Zokirovich,
Buxoro davlat universiteti Fizika kafedrasi professori
m.z.sharipov@buxdu.uz
Fayziyev Shaxobiddin Shavkatovich,
Buxoro davlat universiteti Fizika kafedrasi dotsenti
s.s.fayziev@buxdu.uz
To‘xtayeva Shahlo Qo‘zimurod qizi ,
Fizika kafedrasi magistranti
toxtayevashahlo285@gmail.com

Annotatsiya. *$ErAl_3(BO_3)_4$ kristali huntit tipidagi trigonal R32 (№ 155) fazoviy guruhda kristallanadi: a = 9,2833(7) Å, c = 7,2234(6) Å, V = 539,11(7) Å^3 , Z = 3. Struktura monokristall rentgenostruktura ma'lumotlari (COD 1529269) asosida VESTA 3 dasturida vizuallashtirildi va koordinatsion poliedrlari tahlil qilindi. Er^{3+} ionlari D_3 simmetriyali ErO_6 trigonal prizmalarida, Al^{3+} ionlari c o‘qi bo‘ylab qirralari orqali tutashib spiral zanjir hosil qiluvchi AlO_6 oktaedrlarida, bor atomlari esa ikki turdagi yassi BO_3 uchburchaklarida joylashgan. Er–Er eng qisqa masofasi 5,876 Å bo‘lib, Er^{3+} ionlari bir-biridan sezilarli ajralgan. Markaziy simmetriyasiz xiral R32 strukturasi materialning nochiziqli optik, tabiiy optik faollik va magnitoelektrik xossalari uchun asos bo‘ladi.*

Kalit so‘zlar: *$ErA_3(BO_3)_4$, huntit strukturasi, R32 fazoviy guruh, VESTA, koordinatsion poliedr, AlO_6 zanjiri, BO_3 guruhi.*

СТРУКТУРА КРИСТАЛЛА $ErAl_3(BO_3)_4$: СТРУКТУРНЫЙ АНАЛИЗ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПРОГРАММНОГО ОБЕСПЕЧЕНИЯ VESTA

Аннотация. *Кристалл $ErAl_3(BO_3)_4$ кристаллизуется в тригональной пространственной группе R32 (№ 155) структурного типа хантита: a = 9,2833(7) Å, c = 7,2234(6) Å, V = 539,11(7) Å^3, Z = 3. Структура визуализирована в программе VESTA 3 по данным монокристального рентгеноструктурного анализа (COD 1529269), проведён анализ координационных полиэдров. Ионы Er^{3+} занимают тригональные призмы ErO_6 с симметрией D_3, ионы Al^{3+}- октаэдры AlO_6, которые, соединяясь рёбрами, образуют спиральные цепочки вдоль оси c, атомы бора - плоские треугольники BO_3 двух типов. Кратчайшее расстояние Er–Er составляет 5,876 Å. Нецентросимметричная хиральная структура R32 лежит в основе нелинейно-оптических, оптически активных и магнитоэлектрических свойств материала.*

Ключевые слова: *$ErAl_3(BO_3)_4$, структура хантита, пространственная группа R32, VESTA, координационный полиэдр.*

STRUCTURE OF $ErAl_3(BO_3)_4$ CRYSTAL: STRUCTURAL ANALYSIS USING VESTA SOFTWARE

Abstract. *$ErAl_3(BO_3)_4$ crystallizes in the huntite-type trigonal space group R32 (No. 155) with a = 9.2833(7) Å, c = 7.2234(6) Å, V = 539.11(7) Å^3 and Z = 3. The structure was visualized in VESTA 3 from single-crystal X-ray data (COD 1529269), and its coordination polyhedra were analysed. Er^{3+} occupies D_3-symmetric ErO_6 trigonal prisms, Al^{3+} occupies AlO_6 octahedra that share edges to form helical chains along c, and boron occupies two kinds of planar BO_3 triangles. The shortest Er–Er distance is 5.876 Å. The non-centrosymmetric, chiral R32 structure underlies the nonlinear optical, optical activity and magnetoelectric properties of the material.*

Keywords: *$ErAl_3(BO_3)_4$, huntite structure, space group R32, VESTA, coordination polyhedra.*

Kirish. Siyrak yer elementli alyuminiy boratlar $RAl_3(BO_3)_4$ (R = Y, Pr–Lu) huntit $CaMg_3(CO_3)_4$ mineralining strukturaviy analoglari bo‘lib, trigonal R32 fazoviy guruhda kristallanadi [1–3]. Bu oila lazerlar, nochiziqli optika, sensorlar va lyuminoforlar uchun keng o‘rganilgan. R = Tb, Ho, Er, Tm bo‘lgan birikmalarda esa magnitoelektrik effekt kuzatiladi [3, 4].

$ErAl_3(BO_3)_4$ (ErAB) da Er^{3+} ioni dopant emas, balki matritsaning tarkibiy qismidir. Er^{3+} ionlari $^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ o‘tishi hisobiga 1,5 μm sohadagi ko‘zga xavfsiz nurlanish manbai sifatida ma'lum. Malakhovskii va hamkorlari ErAB monokristalini o‘stirib, uning strukturasini aniqlashgan va yutilish spektrlarini Judd–Ofelt nazariyasi asosida tahlil qilishgan; eng intensiv lyuminessensiya $^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ o‘tishiga (548 nm) to‘g‘ ri keladi [5]. ErAB monokristallari $K_2Mo_3O_{10}$ flyusidan eritma usulida o‘stiriladi [7]. Er bilan legirlangan izotip $LuAl_3(BO_3)_4$ kristali ~3 μm lazer materiali sifatida ham taklif etilgan [6].

Er^{3+} ionining spektral va magnit xossalari uning lokal simmetriyasi, Er–O masofalari va Er–Er ajralishiga bevosita bog‘ liq. Bundan tashqari, o‘stirish sharoitiga qarab huntit boratlarda past simmetriyali C2/c va C2 politiplar ham hosil bo‘lishi mumkin [3, 11]. Shu sababli R32 strukturasini aniq tasvirlash va tahlil qilish amaliy ahamiyatga ega.

Ishning maqsadi – $ErAl_3(BO_3)_4$kristall tuzilishini VESTA 3 dasturi yordamida vizuallashtirish, kationlarning koordinatsion poliedrlari va ularning o‘zaro bog‘ lanish tartibini, kation – kation masofalarini tahlil qilish hamda natijalarni izotip $RAl_3(BO_3)_4$birikmalari bilan solishtirish.

Materiallar va usullar. Strukturaviy model VESTA 3 (3.5.4-versiya) dasturida qurildi [8]. Fazoviy guruh sifatida geksagonal o‘qlardagi R32 (№ 155) tanlandi: unga 6 ta nuqtaviy simmetriya amali va 3 ta romboedrik markazlash vektori - (0, 0, 0), (2/3, 1/3, 1/3), (1/3, 2/3, 2/3) - jami 18 ta amal mos keladi. Elementar yacheyka parametrlari monokristall rentgen difraksiyasi natijalaridan olindi: a = 9,2833(7) Å, c = 7,2234(6) Å; o‘lchash 296 K da, Mo Kα nurlanishida (λ = 0,71073 Å) bajarilgan, R = 0,0104 [5, 9]. Mustaqil atom pozitsiyalari 2-jadvalda keltirilgan.

Tasvirda atomlar quyidagicha berildi: Er - pushti (radius 1,75 Å), Al - yashil (1,43 Å), B - sariq (0,81 Å), O - qizil (0,74 Å).

Bog‘ uzunliklari va burchaklar barcha simmetrik ekvivalent atomlar bo‘yicha hisoblandi; koordinatsion sfera chegaralari: Er–O ≤ 2,7 Å, Al–O ≤ 2,2 Å, B–O ≤ 1,6 Å. Poliedrlarning buzilishi Baur distorsiya indeksi D [12], kvadratik cho‘zilish ⟨λ⟩ va burchak dispersiyasi σ^2 [13] bilan baholandi:

$$D = \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n}\frac{|l_i - \bar{l}|}{\bar{l}} \quad (1)$$

$$\langle\lambda\rangle = \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n}\left(\frac{l_i}{l_0}\right)^2 \quad (2)$$

$$\sigma^2 = \frac{1}{11}(\theta_i - 90^\circ)^2 \quad (3)$$

Bu yerda l_i - markaziy atom–ligand masofasi, $\bar{l}$ - o‘rtacha masofa, l_0 - hajmi teng muntazam oktaedrning markaz–uch masofasi, θ_i - cis O–Al–O burchaklar. VESTA bu kattaliklarni poliedr xossalari oynasida bevosita chiqaradi.

Kationlarning valentlik holati bog‘ valentligi yig‘ indisi (BVS) usulida tekshirildi [14]:

$$V_i = \sum_j exp\left(\frac{R_0 - R_{ij}}{0{,}37}\right) \quad (4)$$

bu yerda R_0 (Er–O) = 1,988 Å, R_0 (Al–O) = 1,651 Å, R_0 (B–O) = 1,371 Å [14, 15].

$ErAl_3(BO_3)_4$ ning geksagonal elementar yacheykasida 3 ta formula birligi, ya'ni 60 ta atom bor: 3 Er, 9 Al, 12 B va 36 O. Ular 7 ta kristallografik mustaqil pozitsiyani egallaydi (2-jadval). Kristallografik ma'lumotlar 1-jadvalda jamlangan.

1-jadval.

$ErAl_3(BO_3)_4$ ning kristallografik ma’lumotlari [5, 9].

Parametr	Qiymat
Kimyoviy formula	$ErAl_3(BO_3)_4$
Molyar massa, g/mol	483,43
Singoniya, fazoviy guruh	trigonal, R32 (№ 155)
a, Å	9,2833(7)
c, Å	7,2234(6)
c/a	0,7781
V, Å^3	539,11(7)
Z	3
Hisoblangan zichlik ρ, g/sm^3	4,467
O‘lchash harorati, K	296
Nurlanish	Mo Kα, λ = 0,71073 Å
R-omil	0,0104

2-jadval.

Mustaqil atom pozitsiyalari (kasr koordinatalar).

Atom	Vaykoff pozitsiyasi	Pozitsiya simmetriyasi	x	y	z
Er	3a	32 (D_3)	0	0	0
Al	9d	.2. (C_2)	0,1110	1/3	1/3
B1	3b	32 (D_3)	0	0	1/2
B2	9e	.2. (C_2)	0,5567	0	1/2
O1	9e	.2. (C_2)	0,1488	0	1/2
O2	9e	.2. (C_2)	0,4081	0	1/2
O3	18f	1 (C_1)	0,5490	0,8497	0,4799

Al pozitsiyasi (0,1110; 1/3; 1/3) markazlash vektori bo‘yicha standart (x, 0, 0) ko‘rinishidagi x = 0,4444 nuqtaga ekvivalent.

Er atomlari yacheyka uchlarida hamda uzun diagonal bo‘ylab (2/3, 1/3, 1/3) va (1/3, 2/3, 2/3) nuqtalarda joylashadi (1-rasm). Al atomlari ikkinchi tartibli o‘qlarda, B1 uchinchi tartibli o‘qda, B2, O1 va O2 esa ikkinchi tartibli o‘qlarda yotadi; faqat O3 umumiy pozitsiyani egallaydi. Er va B1 ning (D_3)pozitsiya simmetriyasi Er^{3+} ning kristall maydonida markaziy simmetriya yo‘qligini bildiradi.

Koordinatsion poliedrlar

Er^{3+} olti O3 atomi bilan 2,305 Å masofada buralgan trigonal prizma, Al^{3+}o‘rtacha 1,904 Å masofali buzilgan oktaedr, bor atomlari esa B–O = 1,369–1,381 Å bo‘lgan yassi uchburchaklar hosil qiladi (3- va 4-jadvallar).

3-jadval.

Kation–kislorod bog‘ uzunliklari.

Bog‘	Soni	Uzunlik, Å
Er–O3	6	2,305
Al–O3	2	1,869
Al–O1	2	1,919
Al–O2	2	1,926
B1–O1	3	1,381
B2–O3	2	1,369
B2–O2	1	1,379

4-jadval.

Koordinatsion poliedrlarning parametrlari

Poliedr	Koordinatsion son	O‘rtacha masofa ⟨d⟩, Å	Distorsiya indeksi D	BVS, v.b.
ErO_6 (trigonal prizma)	6	2,305	0	2,55
AlO_6 (oktaedr)	6	1,904	0,0125	3,03
$B1O_3$ (uchburchak)	3	1,381	0	2,92
$B2O_3$ (uchburchak)	3	1,372	0,0033	2,99

ErO_6 trigonal prizmasi. Oltala Er – O3 masofasi teng, shuning uchun prizmaning buzilishi faqat burchaklarda namoyon bo‘ladi. Yuqori va pastki O3 uchburchaklari c o‘qiga perpendikulyar bo‘lib, Er dan ±1,349 Å balandlikda yotadi; prizma balandligi 2,698 Å. Uchburchaklar c o‘qi atrofida bir-biriga nisbatan 16,2° ga burilgan: ideal trigonal prizmada bu burchak 0°, oktaedrda 60°. Uchburchak qirrasi 3,237 Å, yon qirralar 2,748 Å; O–Er–O burchaklari uchburchak ichida 89,2°, yon qirralar bo‘yicha 73,2°. Prizma hajmi 14,04 Å³.

AlO_6 oktaedri. Al–O masofalari uch juftga bo‘linadi: 1,869 Å (O3), 1,919 Å (O1) va 1,926 Å (O2). Oktaedrning buzilishi D = 0,0125, ⟨λ⟩ = 1,014 va σ^2 = 47,1 $grad^2$ bilan tavsiflanadi; hajmi 9,02 Å³. Cis-burchaklar 77,5° dan 98,9° gacha, trans-burchaklar 167,8° (×2) va 169,6°. Eng kichik 77,5° burchak qo‘shni oktaedr bilan umumiy O1–O2 qirrasiga (2,407 Å) tegishli: Al^{3+}–Al^{3+} itarilishi bu qirrani qisqartiradi.

BO_3 uchburchaklari. B1 uchinchi tartibli o‘qda yotadi va muntazam uchburchak hosil qiladi: B1–O1 = 1,381 Å, O–B–O = 120°. B2 ikkinchi tartibli o‘qda joylashgan va biroz buzilgan: B2–O3 = 1,369 Å (×2), B2–O2 = 1,379 Å; O2–B2–O3 = 117,2° (×2), O3–B2–O3 = 125,6°. Ikkala bor atomi ham o‘z kislorod uchburchagi tekisligida yotadi, ya'ni BO_3 guruhlari to‘liq yassi.

Al va B uchun BVS qiymatlari (2,92–3,03) +3 valentlikka mos keladi. Er uchun BVS = 2,55, ya'ni Er^{3+} prizmatik bo‘shliqda biroz "kam bog‘ langan". Izotip $HoAl_3(BO_3)_4$ da ham Ho–O = 2,328(3) Å [3] bo‘lib, BVS ≈ 2,6 ni beradi; demak bu xususiyat huntit tipidagi RO_6 pozitsiyasiga xos.

Muhokama

$ErAl_3(BO_3)_4$ strukturasining asosi – c o‘qi bo‘ylab cho‘zilgan AlO_6 spiral zanjirlari; BO_3 guruhlari ularni karkasga bog‘ laydi, ErO_6 prizmalari esa bir-biriga tegmasdan zanjirlar orasidagi bo‘shliqlarni egallaydi.

Poliedrlarning bog‘ lanish tartibi

Har bir AlO_6oktaedri ikki qo‘shnisi bilan umumiy O1–O2 qirrasi orqali tutashadi (Al–Al = 2,998 Å, Al–O–Al ≈ 102°). Qo‘shni Al atomlari c/3 = 2,408 Å ga siljigan, ya'ni bir c davrida uchta oktaedr bo‘lgan vint (spiral) zanjir hosil bo‘ladi - bu huntit boratlari uchun xos [3]. Kislorod atomlarining vazifasi 5-jadvalda ko‘rsatilgan.

5-jadval.

Kislorod atomlarining koordinatsiyasi

Atom	Bog‘ langan kationlar	Strukturadagi vazifasi
O1	B1 + 2 Al	Zanjirdagi umumiy qirra; zanjirni $B1O_3$ bilan bog‘ laydi
O2	B2 + 2 Al	Zanjirdagi umumiy qirra; zanjirni $B2O_3$ bilan bog‘ laydi
O3	Er + Al + B2	ErO_6prizmasini AlO_6 va $B2O_3$ bilan uchidan bog‘ laydi

ErO_6prizmasi oltita AlO_6 oktaedri va oltita $B2O_3$ uchburchagi bilan faqat uchlari (O3) orqali tutashadi; boshqa ErO_6 bilan umumiy kislorodi yo‘q. Eng yaqin kation qo‘shnilari: Er–B2 = 2,985 Å (×6), Er–B1 = 3,612 Å (×2), Er–Al = 3,639 Å (×6).

Er^{3+} ionlarining ajralganligi

Eng qisqa Er–Er masofasi 5,876 Å (×6), keyingilari 7,205 Å (×6) va c o‘qi bo‘ylab 7,223 Å (×2). Er–Er o‘rtasidagi har qanday almashinuv yo‘li kamida ikki kislorod va oraliq BO_3 yoki AlO_6 guruhi orqali o‘tadi, shuning uchun Er–Er almashinuvi kuchsiz bo‘lishi kutiladi. Bunday "magnit suyultirilgan" panjarada xossalarni asosan alohida Er^{3+} ionining D_3 kristall maydonidagi anizotropiyasi belgilaydi. Shu oiladagi $HoAl_3(BO_3)_4$ da gigant magnitoelektrik effekt kuzatilgan [4].

6-jadval.

$RAl_3(BO_3)_4$ birikmalarining panjara parametrlari (Tb, Dy, Ho - 100 K [3]; Er - 296 K [5]; Er:LuAB [6]). r(R^{3+}) - Shannon radiusi, KS = 6 [10].

Birikma	r(R^{3+}), Å	a, Å	c, Å	V, Å^3	c/a
$TbAl_3(BO_3)_4$	0,923	9,2992(8)	7,2588(7)	543,61(8)	0,7806
$DyAl_3(BO_3)_4$	0,912	9,2938(5)	7,2348(4)	541,18(5)	0,7785
$HoAl_3(BO_3)_4$	0,901	9,2832(3)	7,2345(3)	539,93(3)	0,7793
$ErAl_3(BO_3)_4$	0,890	9,2833(7)	7,2234(6)	539,11(7)	0,7781
Er: $LuAl_3(BO_3)_4$	0,861 (Lu)	9,2793(19)	7,210(3)	537,65(27)	0,7770

Simmetriya va fizik xossalar.

R32 guruhining nuqtaviy guruhi 32 D_3: unda inversiya markazi ham, ko‘zgu tekisligi ham yo‘q. Shuning uchun kristall ikki enantiomorf (o‘ng va chap) shaklda mavjud bo‘ladi; Tb, Dy, Ho analoglari inversion egizak sifatida, taxminan 0,5 : 0,5 nisbatda aniqlangan [3]. 32 sinfi ikkinchi garmonika generatsiyasi, pyezoelektrik effekt va tabiiy optik faollikka ruxsat beradi, lekin piroelektrik emas. Er pozitsiyasida inversiya markazi yo‘qligi kristall maydonning toq hadlarini yuzaga chiqaradi va f–f o‘tishlarning majburiy elektr dipol intensivligini oshiradi; bu ErAB uchun aniqlangan $\Omega_2 = 4{,}87 \cdot 10^{-20}\ sm^2$ Judd–Ofelt parametrida aks etadi [5]. O‘stirish sharoitiga qarab hosil bo‘lishi mumkin bo‘lgan C2/c politipi markaziy simmetriyali, shuning uchun uning aralashmasi nochiziqli optik xossalarni susaytiradi [3].

Izotip birikmalar bilan solishtirish.

R^{3+} radiusi kichrayishi bilan yacheyka hajmi kamayadi: Tb dan Er gacha V 0,83 % ga, asosan c hisobiga (−0,49 %) qisqaradi, a esa atigi 0,17 % ga o‘zgaradi (6-jadval). Bu RO_6 prizmasining balandligi c o‘qiga parallel ekanligi bilan bog‘ liq bo‘lishi mumkin: R^{3+}radiusining kamayishi avvalo prizma balandligini qisqartiradi. ErAB uchun a qiymati HoAB nikiga deyarli teng; buning sababi o‘lchash haroratlarining farqi (296 K va 100 K) - issiqlikdan kengayish hisobga olinsa, Er birikmasining panjarasi yanada kichikroq bo‘ladi.

Xulosa. $ErAl_3(BO_3)_4$ huntit tipidagi trigonal R32 strukturaga ega (a = 9,2833 Å, c = 7,2234 Å, Z = 3); yacheykadagi 60 ta atom 7 ta mustaqil pozitsiyani egallaydi.

Er^{3+} ionlari D_3 simmetriyali, 16,2° ga buralgan ErO_6 trigonal prizmalarida joylashgan (Er-O = 2,305 Å ×6); prizmalar bir-biri bilan umumiy kislorodga ega emas.

AlO_6 oktaedrlari (⟨Al-O⟩ = 1,904 Å, D = 0,0125) umumiy O1-O2 qirralari orqali c o‘qi bo‘ylab uch oktaedrli spiral zanjirlar hosil qiladi; zanjirlarni yassi $B1O_3$ (1,381 Å) va $B2O_3$ (1,369–1,379 Å) guruhlari bog‘ laydi.

Er–Er eng qisqa masofasi 5,876 Å bo‘lib, Er^{3+} ionlari magnit jihatdan suyultirilgan; xossalarni asosan alohida ionning kristall maydon anizotropiyasi belgilaydi.

Markaziy simmetriyasiz, xiral 32 nuqtaviy guruh $ErAl_3(BO_3)_4$ning nochiziqli optik, pyezoelektrik va optik faol xossalari hamda Er^{3+} f–f o‘tishlarining yuqori intensivligi uchun strukturaviy asosdir.

ADABIYOTLAR:

1. Mills A.D. Crystallographic data for new rare earth borate compounds, $RX_3(BO_3)_4$ // Inorg. Chem. 1962. Vol. 1. P. 960-961.

2. Leonyuk N.I., Leonyuk L.I. Growth and characterization of $RM_3(BO_3)_4$ crystals // Prog. Cryst. Growth Charact. Mater. 1995. Vol. 31. P. 179-278.

3. Chong S., Riley B.J., Nelson Z.J., Perry S.N. Crystal structures and comparisons of huntite aluminum borates $REAl_3(BO_3)_4$ (RE = Tb, Dy and Ho) // Acta Cryst. E. 2020. Vol. 76. P. 339–343. doi:10.1107/S2056989020001802

4. Liang K.-C., Chaudhury R.P., Lorenz B., Sun Y.Y., Bezmaternykh L.N., Temerov V.L., Chu C.W. Giant magnetoelectric effect in $HoAl_3(BO_3)_4$ // Phys. Rev. B. 2011. Vol. 83. P. 180417.

5. Malakhovskii A.V., Kutsak T.V., Sukhachev A.L., Aleksandrovsky A.S., Krylov A.S., Gudim I.A., Molokeev M.S. Spectroscopic properties of $ErAl_3(BO_3)_4$ single crystal // Chem. Phys. 2014. Vol. 428. P. 137-143.

6. Zhang J.-Y., Han S.-J., Liu L.-T., Yao Q., Dong W.-M., Li J. Crystal structure and Judd–Ofelt analysis of Er^{3+} doped $LuAl_3(BO_3)_4$ crystal // Chin. Phys. Lett. 2018. Vol. 35. P. 096101.

7. Teshima K., Kikuchi Y., Suzuki T., Oishi S. Growth of $ErAl_3(BO_3)_4$ single crystals from a $K_2Mo_3O_{10}$ flux // Cryst. Growth Des. 2006. Vol. 6. P. 1766-1768.

8. Momma K., Izumi F. VESTA 3 for three-dimensional visualization of crystal, volumetric and morphology data // J. Appl. Cryst. 2011. Vol. 44. P. 1272-1276.

9. Crystallography Open Database, 1529269-yozuv ($ErAl_3(BO_3)_4$); Gražulis S. et al. Crystallography Open Database (COD): an open-access collection of crystal structures and platform for world-wide collaboration // Nucleic Acids Res. 2012. Vol. 40. P. D420-D427.

10. Shannon R.D. Revised effective ionic radii and systematic studies of interatomic distances in halides and chalcogenides // Acta Cryst. A. 1976. Vol. 32. P. 751-767.

11. Kuzmicheva G.M., Kaurova I.A., Rybakov V.B., Podbel'skiy V.V. Crystallochemical design of huntite-family compounds // Crystals. 2019. Vol. 9. P. 100.

12. Baur W.H. The geometry of polyhedral distortions. Predictive relationships for the phosphate group // Acta Cryst. B. 1974. Vol. 30. P. 1195-1215.

13. Robinson K., Gibbs G.V., Ribbe P.H. Quadratic elongation: a quantitative measure of distortion in coordination polyhedra // Science. 1971. Vol. 172. P. 567-570.

14. Brown I.D., Altermatt D. Bond-valence parameters obtained from a systematic analysis of the Inorganic Crystal Structure Database // Acta Cryst. B. 1985. Vol. 41. P. 244-247.

15. Brese N.E., O‘Keeffe M. Bond-valence parameters for solids // Acta Cryst. B. 1991. Vol. 47. P. 192-197.

UO‘K 539.1.074.3:539.12

CsI(Tl)/SiPM DETEKTORIDA PAST ENERGIYALI PROTON SPEKTROSKOPIYASINING GEANT4 SIMULYATSIYASI: ENERGETIK JAVOB VA RADIATSIYA NATIJASIDA YUZAGA KELGAN SiPM QORONG‘I SANASH TEZLIGI (DCR) DEGRADATSIYASINING TA’SIRI

Tursunov Shokir Toyirovich,
Yangi O‘zbekiston universiteti 1-bosqich PhD talabasi
sh.tursunov@newuu.uz
Sanetullayev Alisher Yesbosinovich,
Yangi O‘zbekiston universiteti professori, f.m.f.d.
a.sanetullaev@newuu.uz

Annotatsiya. *Hozirgi kunga kelib fazoda radiatsiyani aniqlovchi detektorlarda SiPM (kremniy fotoko‘paytirgich) juda keng qo‘llanilmoqda, chunki uning ixchamligi va past ishchi kuchlanishi juda katta ahamiyat kasb etadi. Ushbu ishda CsI(Tl) va SiPM birlashgan detektorining past energiyali protonlarga javobi Geant4 dasturi orqali modellashtirildi. Simulyatsiyada Protonning 2-20 MeV oralig‘idagi energiyasidan foydalanildi. Ushbu modellashtirish to‘g‘ri ekanligini asoslash maqsadida proton yugurish masofasi va to‘xtatuvchi quvvati NIST PSTAR ma’lumotlar bazasi bilan solishtirildi va yaxshi moslik (~1.5%) kuzatildi. Kosmik missiya davomidagi radiatsion shikastlanishni tahlil qilish maqsadida DCR qiymati boshlang‘ich holatdan ×1 dan ×500 gacha bosqichma – bosqich oshirildi. Kutilganidan farqli o‘laroq, DCR ortishi energetik rezolyutsiyaga deyarli ta’sir ko‘rsatmadi, buning o‘rniga signal bazaviy darajasida sezilarli siljish kuzatildi, bu siljish esa past energiyali protonlarda yuqori energiyalilarga qaraganda 18 baravar kuchliroq namoyon bo‘ldi. Demak, radiatsion shikastlanish detektorning aynan past energiyali zarrachalarni aniqlash qobiliyatiga ko‘proq zarar yetkazadi. Bu natija kosmik detektorlarning ishlash davomida SiPM-asosli proton detektorlarining xizmat muddatini baholash va detektorlarning ishlash aniqligi davomiyligini rejalashtirish uchun juda muhim ahamiyat kasb etadi.*

Kalit so‘zlar: *Geant4, SiPM, CsI(Tl) sintillyatori, qorong‘i sanash tezligi (DCR), proton spektroskopiyasi, energetik rezolyutsiya, Monte-Karlo modellashtirish, detektor, CubeSat.*

GEANT4 SIMULATION OF LOW-ENERGY PROTON SPECTROSCOPY ON A CsI(Tl)/SiPM DETECTOR: ENERGY RESPONSE AND THE EFFECT OF RADIATION-INDUCED SiPM DARK COUNT RATE (DCR) DEGRADATION

Abstract. *Currently, SiPMs (silicon photomultipliers) are widely used in radiation detectors in space because their compactness and low operating voltage are of great importance. In this work, the response of a combined CsI (Tl) and SiPM detector to low-energy protons was modeled using the Geant4 software. Proton energy in the range of 2-20 MeV was used in the simulation. In order to substantiate the validity of this simulation, the proton range and stopping power were compared with the NIST PSTAR database, and a good correspondence (~1.5%) was observed. To analyze radiation damage during the space mission, the DCR value was incrementally increased from ×1 to ×500 from its initial value. Contrary to expectations, the increase in DCR had little effect on energy resolution; instead, a significant shift was observed at the signal baseline level, which was 18 times more pronounced in low-energy protons than in high-energy ones. Consequently, radiation damage causes more damage to the detector’s ability to detect specifically low-energy particles. This result is very important for assessing the service life of SiPM-based proton detectors during the operation of space detectors and planning the duration of detector accuracy.*

Keywords: *Geant4, SiPM, CsI(Tl) scintillator, dark count rate (DCR), proton spectroscopy, energy resolution, Monte Carlo simulation, detector, CubeSat*

СИМУЛЯЦИЯ GEANT4 НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ПРОТОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ НА ДЕТЕКТОРЕ CsI(Tl)/SiPM: ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ОТКЛИК И ВЛИЯНИЕ РАДИАЦИОННО-ИНДУЦИРОВАННОЙ ДЕГРАДАЦИИ СКОРОСТИ ТЕМНОВОГО СЧЁТА (DCR) SiPM

Аннотация. *На сегодняшний день SiPM (кремниевые фотоумножители) широко используются в детекторах излучения в космосе, так как их компактность и низкое рабочее напряжение имеют большое значение. В данной работе реакция объединённого детектора CsI (Tl) и SiPM на*

низкоэнергетические протоны была смоделирована с помощью программы Geant4. В симуляции использовалась энергия протона в диапазоне 2-20 МэВ. Для обоснования правильности этого моделирования пробег протона и тормозная способность были сопоставлены с базой данных NIST PSTAR и наблюдалось хорошее соответствие (~1,5%). Для анализа радиационного повреждения в ходе космической миссии значение DCR поэтапно увеличивалось от начального значения ×1 до ×500. Вопреки ожиданиям, увеличение DCR практически не повлияло на энергетическое разрешение, вместо этого наблюдался значительный сдвиг на базовом уровне сигнала, который проявлялся в 18 раз сильнее в низкоэнергетических протонах, чем в высокоэнергетических. Следовательно, радиационное повреждение наносит наибольший ущерб способности детектора обнаруживать именно низкоэнергетические частицы. Этот результат имеет важное значение для оценки срока службы SiPM-протонных детекторов в процессе эксплуатации космических детекторов и планирования продолжительности точности работы детекторов.

Ключевые слова: *Geant4, SiPM, сцинтиллятор CsI(Tl), скорость темнового счёта (DCR), протонная спектроскопия, энергетическое разрешение, моделирование методом Монте-Карло, детектор, CubeSat.*

Kirish. Hozirgi kunda koinotda kosmik katta va kichik sun’iy yo‘ldoshlar (CubeSat sinfidagi mikro-yo‘ldoshlar) mavjud. Zaryadlangan zarralarni tarkibini aniqlash, xususan past energiyali protonlar oqimini juda aniq o‘lchash kosmik ob-havoni nazorat qilish uchun juda muhim hisoblanadi. Ammo detektorlarning radiatsion shikastlanishi vaqt o‘tgani sari va ma’lumotlarni aniq ko‘rsatishining pasayishiga olib keladi.

O‘zbekiston Respublikasi Prezidentining 2019-yil 30-avgust sanasidagi “O‘zbekiston Respublikasida kosmik faoliyatni rivojlantirish to‘g‘risida”gi PF–5806–son Farmonida innovatsiyalar, nano-texnologiyalar, atom energetikasi va kosmik sanoat kabi yuqori ilmiy hajmdor yo‘nalishlarni rivojlantirish zarurligi ta’kidlangan [1].

Kremniy fotoko‘paytirgichlari (SiPM) – bu tez rivojlanayotgan texnologiya bo‘lib an’anaviy fotoko‘paytirgichlarga (PMT) nisbatan bir qator afzalliklarga ega: past ishchi kuchlanishi, ixchamlik va mustahkamlik kabi afzalliklar SiPM (Silikon photomultiplier) ni bitta fotondan tortib bir necha mingtagacha fotonlarni aniqlash uchun juda samarali qurilmaga aylantiradi, ayniqsa juda yuqori vaqt aniqligi talab etilganda [2].

Biz ushbu tadqiqotimizda 0.2 % ulushdagi talliy aktivlashtirilgan sintillyatordan foydalandik.

Mavzuga oid adabiyotlarning tahlili. SiPMlarning radiatsion muhitda ishlashi so‘nggi o‘n yillikda faol o‘rganilmoqda. Garutti va Musienko [3] o‘z sharh maqolasida adronlar (neytron va protonlar) ta’sirida kremniy kristall panjarasida radiatsion nuqsonlar hosil bo‘lishini ko‘rsatgan. Ularning ko‘rsatishicha, bu nuqsonlar qorong‘i sanash tezligini (DCR) fluensga proporsional ravishda oshiradi. Acerbi va Gundacker [4] esa SiPMdagi asosiy fizik jarayonlarni – ko‘chkisimon (avalanche) ko‘payish, optik krosstalk va afterpulsingni – hamda ularni modellashtirish usullarini batafsil tahlil qilgan. Ushbu ishda qo‘llanilgan SiPM signal zanjiri modeli shu yondashuvga asoslanadi.

DCR degradatsiyasi parvoz sharoitida ham qayd etilgan. GRBAlpha 1U CubeSat missiyasining detektori Pal va boshqalar [5] ishida tavsiflangan. Munz va boshqalar [6] GRBAlpha va VZLUSAT-2 ning uch yillik ishlashi davomida spektrdagi shovqin cho‘qqisi yuqori energiyalar tomon asta-sekin siljiganini ko‘rsatgan. Ripa va boshqalar [7] esa S13360-3050 PE MPPClarining uch yildan ortiq parvoz ma’lumotlarini tahlil qilgan. Ularning ko‘rsatishicha, DCR ortishi natijasida GRBAlpha detektorining quyi energiya chegarasi taxminan 20 keV dan 120 keV gacha ko‘tarilgan. Biroq bu ishlar gamma-nurlanishni qayd etishga qaratilgan. Ularda DCR ortishining zaryadlangan zarrachalar, xususan past energiyali protonlar spektroskopiyasiga ta’siri tahlil qilinmagan.

Kosmik fazodagi protonlarning SiPMga ta’siri tezlatkichda ham o‘rganilgan. Mianowski va boshqalar [8] Hamamatsu S13360 seriyali SiPMlarni, jumladan ushbu ishda qo‘llanilgan S13360-3050CS ni, 170 MeV energiyali protonlar bilan $4{,}6\times10^{9}$ sm^{-2} fluensgacha nurlantirgan. Shuningdek, DCR ortishining GAGG:Ce sintillyatori bilan 662 keV gamma chizig‘i energetik rezolyutsiyasiga ta’sirini baholagan. 50 va 75 μm pikselli SiPMlarda rezolyutsiya taxminan 40% ga yomonlashgan, –65 °C da esa bu ta’sir sezilarli kamaygan. Biroq rezolyutsiya faqat bitta gamma chizig‘i uchun o‘lchangani sababli DCR ta’sirining energiyaga bog‘liqligi bu ishda o‘rganilmagan.

Garutti va Musienko [3] ga ko‘ra, $\Phi eq \lesssim 10^{12}$ sm^{-2} fluenslarda SiPMning kuchaytirish koeffitsienti va PDE sezilarli o‘zgarmaydi, DCR esa fluensga proporsional ortadi. Past orbitadagi ko‘p yillik missiyalarda to‘planadigan doza (masalan, $\sim2{,}1\times10^{9}$ sm^{-2} [7]) aynan shu oraliqqa to‘g‘ri keladi. Neumann va boshqalar [9] plastik sintillyator va minimal ionlovchi zarrachalar misolida tajriba o‘tkazgan. Ular DCRni LED yoritish orqali sun’iy oshirish neytronlar bilan nurlantirilgan SiPMlar javobini qayta tiklashini ko‘rsatgan. Shu

sababli ushbu ishda SiPM degradatsiyasi DCRni nominal qiymatga nisbatan bosqichma-bosqich oshirish orqali modellashtirildi.

Sintillyatsion detektorlarni modellashtirishda Geant4 Monte-Karlo to‘plami [10, 11] keng qo‘llaniladi. Sintillyatsion detektorlarning ishlash tamoyillari va energetik rezolyutsiyani belgilovchi omillar Knoll [12] monografiyasida batafsil yoritilgan.

Shunday qilib, mavjud ishlarda SiPM radiatsion degradatsiyasining detektor ishiga ta’siri asosan gamma-nurlanish uchun o‘rganilgan: quyi energiya chegarasi [7] yoki bitta gamma chizig‘ining rezolyutsiyasi [8] misolida. Bizga ma’lum adabiyotlarda DCR ortishining past energiyali proton spektroskopiyasiga ta’siri, ayniqsa CsI(Tl) sintillyatori uchun, keng energiya diapazonida va bir necha DCR darajalarida sistematik tahlil qilinmagan. Aynan shu bo‘shliq tadqiqotimizning yangiligi va dolzarbligini belgilaydi.

Tadqiqot metodologiyasi. Ushbu tadqiqotda CsI(Tl)/SiPM detektorining past energiyali protonlarga energetik javobi Geant4 Monte-Karlo simulyatsiya to‘plami (Geant4 11-versiyasi asosida) yordamida modellashtirildi.

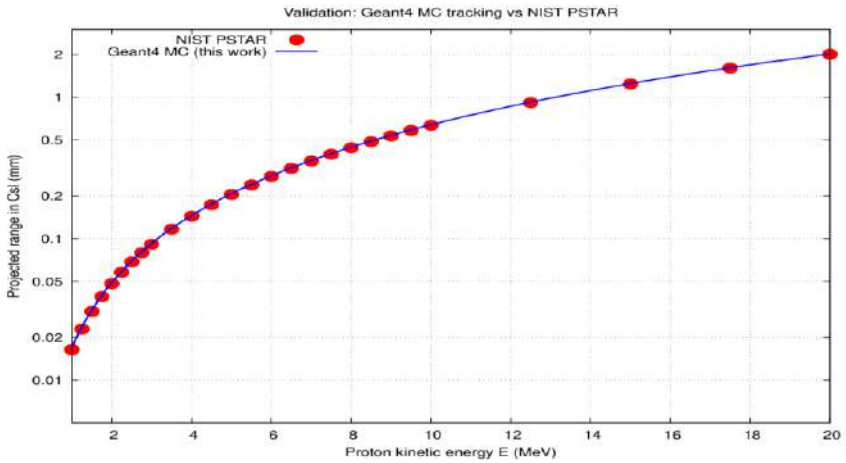
Detektor geometriyasi. Modellashtirilgan detektor 6×6×30 mm o‘lchamdagi CsI(Tl) stsintillyatsion kristalldan iborat bo‘lib, uning atrofi Teflon va ESR (Enhanced Specular Reflector) qatlamlari bilan o‘ralgan. Kristallning old tomonida zaryadlangan zarrachalarning kirishi uchun 20 μm qalinlikdagi aluminiy kirish oynasi joylashtirilgan. Foton detektori sifatida Hamamatsu S13360-3050CS SiPM modeli tanlangan (sezuvchan maydon 3×3 mm, piksel o‘lchami 50 μm), uning texnik xususiyatlari (foton aniqlash samaradorligi – PDE, kuchaytirish koeffitsienti, optik krosstalk va afterpulsing ehtimolliklari) ishlab chiqaruvchi ma’lumotlari asosida simulyatsiyaga kiritildi.

Fizik jarayonlar ro‘yxati. Zaryadlangan zarrachalarning modda bilan o‘zaro ta’sirini modellashtirish uchun Geant4 ning standart elektromagnit fizika ro‘yxati (option4) qo‘llanildi. Stsintillyatsion fotonlarning generatsiyasi va optik transporti Geant4 ning maxsus optik fizika moduli orqali amalga oshirildi, unda CsI(Tl) kristalining sinish ko‘rsatkichi, yorug‘lik chiqishi (light yield) va so‘nish vaqti xarakteristikalari, shuningdek reflektor sirtlarining qaytarish koeffitsientlari hisobga olindi.

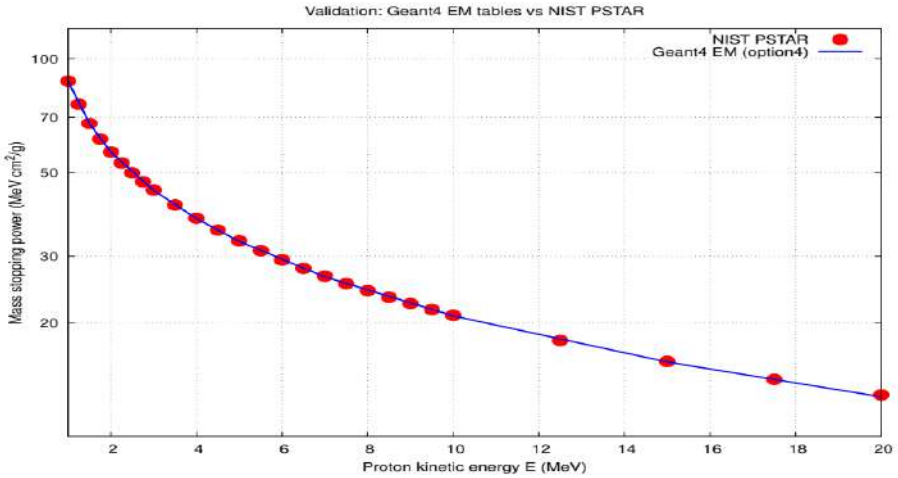
SiPM signal zanjiri va DCR modellashtirish. Radiatsiya natijasida yuzaga keladigan SiPM degradatsiyasini modellashtirish uchun qorong‘i sanash tezligi (DCR) sun’iy ravishda oshirildi. DCR darajasi nominal (radiatsiyagacha bo‘lgan) qiymatga nisbatan olti bosqichda – ×1, ×5, ×10, ×50, ×100 va ×500 ga oshirildi. Taqqoslash uchun, 170 MeV protonlar bilan $4{,}6\times10^{9}$ sm^{-2} fluensgacha nurlantirilgan S13360-3050CS ning DCRi 20 °C da ~60, –30 °C da ~480, –65 °C da ~930 marta oshgan [7].

Simulyatsiya parametrlari. Proton nurlari 2–20 MeV kinetik energiya oralig‘ida, 10 ta diskret energiya nuqtasida (2, 4, 6, 8, 10, 12, 14, 16, 18, 20 MeV) modellashtirildi. Har bir energiya-DCR kombinatsiyasi uchun statistik ishonchlilikni ta’minlash maqsadida ~1000 hodisa modellashtirildi, jami 10 energiya × 6 DCR darajasi = 60 ta kombinatsiya, umumiy hisobda ~60 000 ta modellashtirilgan hodisa tahlil qilindi. Har bir hodisa uchun quyidagi kattaliklar qayd etildi: kiritilgan proton energiyasi ($E_{primary}$), kristalda yutilgan energiya (E_{dep}), hosil bo‘lgan stsintillyatsion fotonlar soni ($N_{photons}$), SiPM tomonidan qayd etilgan fotonlar soni (N_{sipm}), SiPM chiqish kuchlanishi (V_{sipm}) va yakuniy signal kanali qiymati (channel).

Model validatsiyasi. Ishlatilgan Geant4 modelining fizik to‘g‘riligini tasdiqlash maqsadida proton yugurish masofasi (projected range) va massa to‘xtatuvchi quvvati (mass stopping power) kattaliklari NIST PSTAR ma’lumotlar bazasi [13] bilan solishtirildi (1- va 2-rasmlar).



1-rasm. Proton yugurish masofasining (CsI kristalida) Geant4 va NIST PSTAR bo‘yicha solishtirilishi (2-20 MeV). (mualliflar hisob-kitobi)

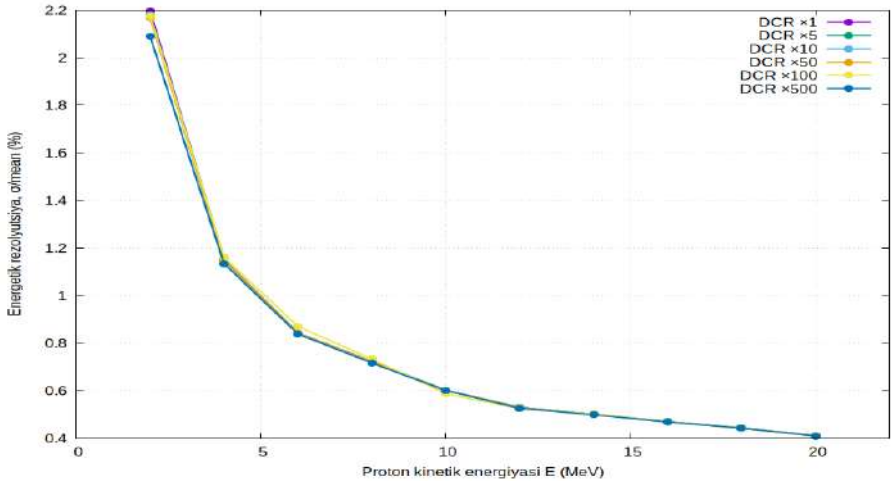


2-rasm. Stopping power (to‘xtatuvchi quvvat)ning Geant4 va NIST PSTAR bo‘yicha solishtirilishi (2-20 MeV). (mualliflar hisob-kitobi)

Solishtirish 2–20 MeV energiya oralig‘ida amalga oshirildi va ikkala kattalik bo‘yicha ham Geant4 va NIST PSTAR natijalari o‘rtasidagi farq butun diapazon bo‘ylab ~1,5% dan oshmadi.

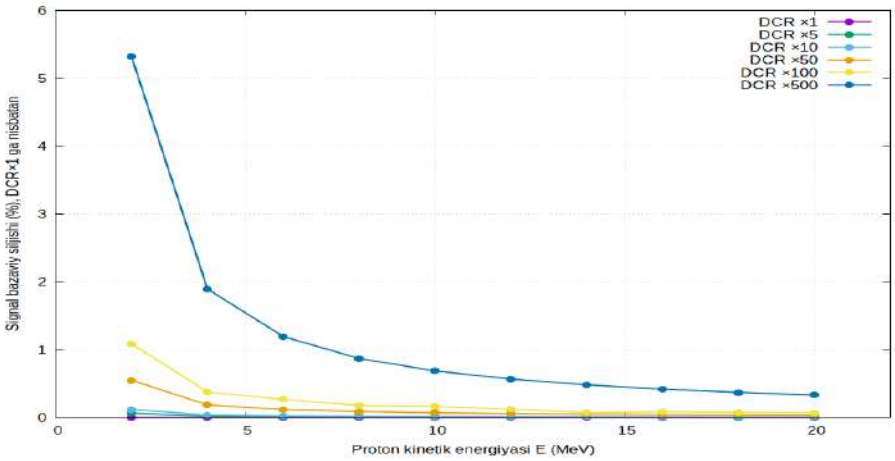
Tahlil va natijalar.

Energetik rezolyutsiya. 3-rasmda ko‘rsatilganidek, energetik rezolyutsiya, proton energiyasi oshgani sari izchil yaxshilandi — 2 MeV energiyada ~2,2% dan 20 MeV energiyada ~0,41% gacha kamayadi. Bu natija yuqori energiyada ko‘proq stsintillyatsion foton hosil bo‘ladi, natijada nisbiy statistik tebranish kamayadi. Biroq DCR darajasining ×1 dan ×500 gacha oshishi energetik rezolyutsiyaga sezilarli ta’sir ko‘rsatmadi — barcha energiya nuqtalarida DCR darajalari orasidagi farq 0,1 foiz punktidan oshmadi (3-rasmda barcha olti chiziqning deyarli ustma-ust tushishi shu holatni aks ettiradi).



3-rasm. Energetik rezolyutsiyaning proton kinetik energiyasiga bog‘liqligi, turli DCR darajalarida (×1–×500). (mualliflar hisob-kitobi)

DCR ta’sirining aniqroq ifodalangan mexanizmi signalning o‘rtacha darajasida namoyon bo‘ldi. 4-rasmda ko‘rsatilganidek, DCR darajasining oshishi signal bazaviy qiymatini muntazam ravishda yuqoriga suradi, va bu siljishning nisbiy kattaligi energiyaga qattiq bog‘liq: 2 MeV energiyada, DCR×500 darajasida siljish ~5,3% ni tashkil etsa, 20 MeV energiyada xuddi shu DCR darajasida siljish ~0,3% ni tashkil etdi. Ya’ni past energiyali protonlar uchun DCR ta’siri yuqori energiyalilarga qaraganda ≈ 18 marta kuchliroq hosil bo‘ldi.



4-rasm. Signal bazaviy siljishining (%) proton kinetik energiyasiga bog‘liqligi, turli DCR darajalarida. (mualliflar hisob-kitobi)

Fizik izoh. Yuqori energiyali proton signali kuchli bo‘lgani uchun ushbu qo‘shimcha fon umumiy amplitudaga nisbatan kichik ulush tashkil etadi, past energiyali signal esa o‘zi kichik bo‘lgani sababli xuddi shu miqdordagi fon nisbatan katta foizni tashkil qiladi. Natijada DCR ta’sirining energiyaga nisbatan asimmetrik xarakteri yuzaga keladi.

Amaliy ahamiyati. Ushbu natija kosmik missiya sharoitida muhim amaliy oqibatlarga ega. Radiatsion shikastlanish natijasida DCR vaqt o‘tishi bilan ortib boradi, va olingan natijalarga ko‘ra, bu jarayon birinchi navbatda past energiyali proton oqimini aniqlash qobiliyatiga ta’sir ko‘rsatadi, signal bazaviy darajasining siljishi amaliy aniqlash chegarasini yuqoriga suradi. Bu esa missiya davomida past energiyali kanal uchun davriy bazaviy kalibratsiya choralarining zarurligini ko‘rsatadi. Yuqori energiyali protonlar (15–20 MeV) esa DCR ta’siriga nisbatan ancha chidamli bo‘lib qoladi.

Eng yaqin ishda [8] DCR ta’siri tajribada, GAGG:Ce sintillyatori bilan faqat bitta gamma chizig‘i (662 keV) uchun o‘rganilgan, shuning uchun DCR ta’sirining energiyaga bog‘liqligini aniqlash imkoni bo‘lmagan. [8] da rezolyutsiya yomonlashgan bo‘lsa, bizning natijada u deyarli o‘zgarmadi. Bu farq, ehtimol, bizda proton energiyasi (2–20 MeV) ancha yuqori bo‘lib, ko‘proq sintillyatsion foton hosil bo‘lishi bilan bog‘liq, lekin buni tajribada tekshirish kerak. Ushbu ishda qo‘llanilgan 10 energiya × 6 DCR darajali sistematik sweep bizga ma’lum adabiyotlarda ilk bor shu bog‘liqlikni miqdoriy jihatdan ko‘rsatib berdi, bu ishning asosiy ilmiy yangiligini tashkil etadi.

Xulosa va takliflar. 2–20 MeV energiya oralig‘ida 10 ta energiya nuqtasida va 6 ta DCR darajasida (×1–×500) o‘tkazilgan sistematik tahlil quyidagi natijalarni berdi:

1. Geant4 modeli NIST PSTAR ma’lumotlar bazasi bilan yuqori darajada mos keldi (proton yugurish masofasi va to‘xtatuvchi quvvat bo‘yicha farq ~1,5% dan oshmadi), bu esa olinadigan keyingi tadqiqotlar fizik jihatidan to‘g‘riligini tasdiqlaydi va keyingi natijalarning ishonchliligini ta’minlaydi.

2. Energetik rezolyutsiya proton energiyasi oshgani sari izchil yaxshilandi (2 MeVda ~2,2% dan 20 MeV’da ~0,41% gacha).

3. DCR ta’sirining asosiy mexanizmi signal bazaviy darajasining (baseline) siljishida namoyon bo‘ladi, va bu siljish energiyaga juda kuchli bog‘liq bo‘lib: past energiyali protonlar (2 MeV) uchun DCR ta’siri yuqori energiyalilarga (20 MeV) qaraganda ≈ 18 marta kuchliroq. Ushbu natija radiatsion shikastlanish avvalo past energiyali zarrachalarni aniqlash ko‘rsatgichiga ta’sir ko‘rsatishini ko‘rsatadi.

Tadqiqot natijalari SiPM-asosli proton detektorlarining kosmik missiya davomidagi xizmat muddatini baholash uchun muhim amaliy ahamiyatga ega. GRBAlpha, VZLUSAT-2 va GRBBeta kabi missiyalar uchun tavsiya etiladiki, missiya davomida past energiyali kanal uchun davriy bazaviy kalibratsiya (baseline recalibration) choralari olib borilishi kerak, bu esa radiatsion shikastlanish jamg‘arilishi bilan detektorning past energiyali proton oqimini aniqlash qobiliyatini uzoqroq saqlab qolishga xizmat qiladi.

Ishning cheklovlari sifatida quyidagilarni aytish lozim: natijalarni olish jarayonida bitta detektor geometriyasi va bitta SiPM modeli (Hamamatsu S13360-3050CS) doirasida amalga oshirildi; DCR ta’siri sun’iy oshirish usuli orqali modellashtirildi, bu real radiatsion muhitdagi DCR o‘sish dinamikasini to‘liq aks ettirmasligi mumkin; shuningdek, yuqori fluenslarda kuzatiladigan kuchaytirish koeffitsientining kamayishi [9] modelda hisobga olinmagan.

Kelgusi tadqiqotlar quyidagi yo‘nalishlarda davom ettirilishi rejalashtirilgan: (1) harorat ta’sirining DCR degradatsiyasi bilan o‘zaro ta’siri (temperature–radiation interaction) ushbu ishda ko‘rib chiqish va alohida tadqiqot olib borish, (2) sezuvchanlik tahlili (sensitivity analysis) o‘tkazish orqali natijalarning turli

detektor parametrlariga bog‘liqligini baholash va bir qancha detektorlar jamlanmasida sinab ko‘rish ishlarini olib borish rejalashtirilmoqda.

ADABIYOTLAR:

*1. O‘zbekiston Respublikasi Prezidentining 2019-yil 30-avgustdagi “O‘zbekiston Respublikasida kosmik faoliyatni rivojlantirish to‘g‘risida”gi PF-5806-son Farmoni. – URL: https://lex.uz/uz/docs/-4494500 (murojaat sanasi: **13.10**.2026).*

2. Kole M. Flying high with silicon-photomultipliers //CERN Courier. – 2022. – 25 May– URL:https://cerncourier.com/a/flying-high-with-silicon photomultipliers/ (murojaat sanasi: 13.10.2026).

3. Garutti E., Musienko Yu. Radiation damage of SiPMs // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A.–2019.–Vol. 926.–P. 69–84. – DOI: 10.1016/j.nima.2018.10.191.

4. Acerbi F., Gundacker S. Understanding and simulating SiPMs // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. – 2019. – Vol. 926. – P. 16–35. – DOI: 10.1016/j.nima.2018.11.118.

5. Pal A., Ohno M., Meszaros L. et al. GRBAlpha: a 1U CubeSat mission for validating timing-based gamma-ray burst localization // Proc. SPIE. – 2020. – Vol. 11444. – 114444V. – DOI: 10.1117/12.2561351.

6. Munz F., Ripa J., Pal A. et al. GRBAlpha and VZLUSAT-2: GRB observations with CubeSats after 3 years of operations // Proc. SPIE. – 2024. – Vol. 13093. – 130936J. – DOI: 10.1117/12.3025855.

7. Ripa J., Dafcikova M., Kosik P. et al. Characterization of more than three years of in-orbit radiation damage of SiPMs on GRBAlpha and VZLUSAT-2 CubeSats. – 2025. – arXiv:2411.00607.

8. Mianowski S., Borowicz D.M., Brylew K. et al. SiPM proton irradiation for application in cosmic space. – 2020. – arXiv:2003.09731.

9. Neumann K., Antonello M., Brinkmann L., Garutti E., Schwandt J. Effect of increased DCR on the detection of minimum-ionizing particles with SiPMs. – 2026. – arXiv:2605.29600.

10. Agostinelli S. et al. Geant4 — a simulation toolkit // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. – 2003. – Vol. 506. – P. 250–303. – DOI: 10.1016/S0168-9002(03)01368-8.

11. Allison J. et al. Recent developments in Geant4 // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. – 2016. – Vol. 835. – P. 186–225. – DOI: 10.1016/j.nima.2016.06.125.

12. Knoll G.F. Radiation Detection and Measurement. – 4th ed. – Hoboken: John Wiley & Sons, 2010.

13. Berger M.J., Coursey J.S., Zucker M.A., Chang J. PSTAR: Stopping-Power and Range Tables for Protons // NIST Standard Reference Database 124. – URL: https://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/PSTAR.html (murojaat sanasi: 13.10.2026).

UO‘K 539.12.04:548.4

INTENSIV GAMMA NURLANISH TA’SIRIDA LiF VA NaCl KRISTALLARI SIRTIDA NANOFAZALARNING HOSIL BO‘LISHI VA STRUKTURA O‘ZGARISHLARI

Buzrikov Shovkat Naxalovich,
Radiatsiya va yadro xavfsizligi ilmiy-texnik markazi
Xavfsizlikni ekspertiza qilish bo‘limi boshlig‘i , f-m.f.b. PhD
sh.buzrikov@rnsc.uz

Annotatsiya. *Ishda toza LiF va NaCl ion kristallarida ^{60}Co gamma nurlanishi ta’sirida yuz beradigan struktura-fazaviy o‘zgarishlar XRD, EDS, SEM va SPM usullari yordamida kompleks o‘rganilgan. Nurlantirishdan so‘ng matritsa reflekslarining siljishi, kamayishi va kengayishi kuzatildi. Bu sirtdan F va Cl ning chiqib ketishi bilan bog‘liq fazaviy o‘tishlar bilan izohlanadi. O‘lchami 100 nm dan kichik bo‘lgan B, $LiBH_4$, $(LiF)_2(B_2O_3)_3$, $NaClO_3$ va Na_2O nanofazalari hamda litiyning Li(R-3m)→Li(Fm-3m) fazaviy o‘tishi aniqlandi.*

Kristall sirtidagi dastlabki nostexiometriya nuqtaviy nuqsonlarning agregatlanishiga ta’siri ko‘rsatildi. Natijalar tuz matritsali radioaktiv chiqindilarni ko‘mish joylarida va Li birikmalari ishlatiladigan yadro obyektlarida uzoq muddatli dozimetriya uchun qo‘llanilishi mumkin.

Kalit so‘zlar: *LiF, NaCl, gamma nurlanish, radiatsion nuqsonlar, nanofazalar, fazaviy o‘tish, nostexiometriya.*

ОБРАЗОВАНИЕ НАНОФАЗ И СТРУКТУРНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ НА ПОВЕРХНОСТИ КРИСТАЛЛОВ LiF И NaCl ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ИНТЕНСИВНОГО ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ

Аннотация. *В работе комплексно исследованы структурно-фазовые изменения в чистых ионных кристаллах LiF и NaCl под воздействием гамма-излучения ^{60}Co методами XRD, EDS, SEM и SPM. После облучения наблюдались смещение, уменьшение амплитуды и расширение рефлексов матрицы. Это объясняется фазовыми переходами, связанными с выходом F и Cl с поверхности. Обнаружены нанофазы B, $LiBH_4$, $(LiF)_2(B_2O_3)_3$, $NaClO_3$ и Na_2O размером менее 100 нм, а также фазовый переход лития Li(R-3m)→Li(Fm-3m).*

Показано влияние исходной нестехиометрии поверхности кристаллов на агрегацию точечных дефектов. Результаты могут быть применены для долговременной дозиметрии в местах захоронения радиоактивных отходов в соляной матрице и на ядерных объектах, использующих соединения Li.

Ключевые слова: *LiF, NaCl, гамма-излучение, радиационные дефекты, нанофазы, фазовый переход, нестехиометрия.*

NANOPHASE FORMATION AND STRUCTURAL CHANGES ON THE SURFACE OF LiF AND NaCl CRYSTALS UNDER INTENSE GAMMA IRRADIATION

Abstract. *Structural and phase transformations in pure LiF and NaCl ionic crystals under ^{60}Co gamma irradiation were comprehensively studied using XRD, EDS, SEM and SPM. After irradiation, the matrix reflections shifted, decreased in amplitude and broadened. This is explained by phase transitions associated with the loss of F and Cl from the surface. Nanophases of B, $LiBH_4$, $(LiF)_2(B_2O_3)_3$, $NaClO_3$ and Na_2O smaller than 100 nm were detected, together with a Li(R-3m)→Li(Fm-3m) phase transformation of lithium.*

The effect of the initial surface nonstoichiometry of the crystals on the aggregation of point defects was demonstrated. The results can be applied to long-term dosimetry at salt-matrix radioactive waste disposal sites and at nuclear facilities that use Li compounds.

Keywords: *LiF, NaCl, gamma irradiation, radiation defects, nanophases, phase transformation, nonstoichiometry.*

Kirish. So‘nggi yillarda NaCl kristallari yuqori faollikka ega yadro chiqindilarini ko‘mishda matritsa sifatida ishlatish nuqtayi nazaridan katta qiziqish uyg‘otmoqda. Shu bois gamma kvantlar ta’sirida yuzaga keladigan strukturaviy nuqsonlarni o‘rganish yana dolzarb masalaga aylandi [1-2]. Qattiq jismlarga

ionlashtiruvchi nurlanishlar ta’sirini o‘rganish NaCl va boshqa ion kristallarini ultrabinafsha nurlar hamda rentgen kvantlari bilan nurlantirish orqali rang markazlarining aniqlanishidan boshlangan. Keyinchalik bu tadqiqotlar yadro zarralari bilan nurlantirish, shuningdek, rentgen va elektron mikroskopiya usullari yordamida kengaytirildi.

LiF kristallari amaliyotda ssintillyator, rang markazlari asosidagi sozlanuvchi lazer elementi va yadro nurlanishining termolyuminessent dozimetrlari sifatida keng qo‘llanib kelinmoqda. Biroq, anion vakansiyalarining agregatlanishi va metall kolloidlarining shakllanishi tufayli bunday detektorlardan qayta-qayta foydalanish faqat kichik nurlanish dozalari bilan cheklanishi mumkin [3-4].

Ko‘pgina tadqiqotlar *F*-ranglanish markazlarini aniqlashga bag‘ishlangan bo‘lib, ularning hosil bo‘lishida uch bosqich ajratilgan. Birinchi bosqichda *F*-markazlar konsentratsiyasi to‘yinishgacha o‘sadi. Bu jarayonda elektronlar mavjud galogen ionlari vakansiyalari tomonidan tutib olinadi deb taxmin qilinadi. Yuqorida qayd etilganidek, bu vakansiyalar konsentratsiyasi ikki valentli kirishma ishtirokida keskin ortadi hamda nurlanish intensivligi va dozasiga ham bog‘liq bo‘ladi [5-6]. Ikkinchi bosqich sekinroq sur’at bilan va to‘yinishsiz kechadi. U qo‘shimcha galogen vakansiyalarining generatsiyasi va ularning keyinchalik elektron tutib olishi natijasida 0,5 kvant samaradorlik bilan *F*- va *H*-markazlar hosil bo‘lishi bilan bog‘liq. Bu jarayon kristall sirtidagi dislokatsiya to‘ri bilan bog‘liq bo‘lib, u rentgen difraksiyasi (XRD) usuli bilan tadqiq qilingan [7–9]. Uchinchi bosqich uzoq muddatli nurlantirishdan so‘ng boshlanadi. U induksiyalangan nuqsonlarning notekis taqsimlanishi hamda dastaning tushgan joyida panjara buzilishlarining shakllanishi bilan bog‘liq. Bu holat nafaqat nurlantirish qurilmasida, balki elektron mikroskopdagi fokuslangan elektron dastasi tushgan joyda ham kuzatiladi [10-11].

Mazkur tadqiqotning maqsadi kubik simmetriyaga ega toza LiF va NaCl ion kristallarida gamma nurlanish ta’sirida yuz beradigan struktura-fazaviy o‘zgarishlarni o‘rganishdan iborat.

Tadqiqot obyektlari va usullari. Tadqiqot uchun LiF plastinkalari va sirti silliqlangan NaCl optik shishalaridan foydalanildi. Tajriba natijalarining yaxshi takrorlanuvchanligiga erishish uchun bir xil boshlang‘ich xususiyatlarga ega bo‘lgan bir partiyadagi namunalar tanlab olindi. LiF kristali Rossiyaning Sankt-Peterburg Davlat optika institutida o‘stirilgan. Tajribalar uchun qalinligi 1–10 mm oraliqda bo‘lgan bir nechta LiF kristal namunalari, shuningdek, diametri 35 mm, qalinligi esa 4 mm bo‘lgan NaCl kristal namunalari tayyorlab olindi.

Namunalar alyuminiy folgaga o‘ralgan holda, quruq kanalda 320 K haroratda ^{60}Co manbaining gamma kvantlari bilan nurlantirildi. Gamma kvantlarning energiyasi 1.17 va 1.32 MeV bo‘lib, bu energiyalarda ularning korpuskulyar xossalari to‘lqin xossalaridan ustun turadi. Namunalar 4π geometriyada, 140 R/s doza quvvatida nurlantirildi. Dozalar Frenkel juftlari to‘planadigan 10^5 R dan aglomeratlar va kolloidlar samarali shakllanadigan 10^8 R gacha bo‘lgan oraliqda tanlandi [12-14]. Barcha tajribalarda ishlov berilgandan so‘ng namunalar sirtidagi mumkin bo‘lgan ifloslanishlardan spirt bilan yaxshilab tozalandi.

Sirtning element tarkibini aniqlash uchun Zeiss (Germaniya) kompaniyasining EVO MA10 skanerlovchi elektron mikroskopiga o‘rnatilgan, 10 μm sirt qatlamini mikrolokal element tahlil qiluvchi EDS INCA (Oxford Instruments, Buyuk Britaniya) tizimidan foydalanildi. Nurlantirilmagan va nurlantirilgan namunalar sirtga yaqin qatlamining kristall strukturasini aniqlash uchun XRD Empyrean (PANalytical, Niderlandiya) rentgen difraktometrida bir xil sharoitda rentgen difraksiyasi spektrlari olindi va profillar FullProf dasturida tahlil qilindi. Rentgen difraksiyasi spektrlari fotonlar sanog‘ining yarim logarifmik shkalasida va 2θ burchaklarining 5° dan 140° gacha bo‘lgan keng oralig‘ida o‘lchangan. Kristall fazalarning shakli Shimadzu (Yaponiya) kompaniyasining SPM-9700 HT skanerlovchi zond mikroskopida aniqlandi.

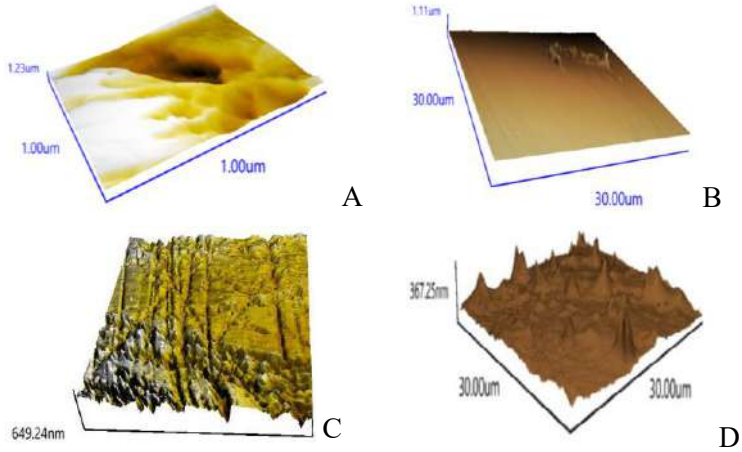
Natijalar va ularning muhokamasi. 1-jadvalda taqqoslash uchun LiF va NaCl kristallarining sirtga yaqin qatlamining nurlantirishdan oldin va ko‘rsatilgan dozalarda γ-nurlantirishdan keyin o‘lchangan lokal element tarkiblari keltirilgan. Nurlantirishdan keyin sirtdagi F va Cl miqdori stexiometrik qiymatdan past ekanligi, sirt radiolizi va bunda asosan F va Clning chiqib ketishining bevosita isbotidir.

1-jadval.

LiF va NaCl kristallarining sirtoldi qatlamining nurlantirishdan oldingi va ko‘rsatilgan dozada gamma–nurlantirishdan keyingi lokal element tarkibi (mass. %)

Element	Etalon	D=100 MR		Element	Etalon	D=30 MR
F	91.4	50.2		Na	44.8	52.7
O	4.8	34.3		Cl	55.2	44.4
C	2.2	14.5		O	–	2.8

Skanerlovchi zond mikroskopida (SPM) o‘tkazilgan topologik tahlil natijalariga ko‘ra (1-rasm), kristall sirtida aralashmalar va radiatsiya ta’sirida yuzaga kelgan fazalar nanokonus shaklida, oksid va gidroksidlar esa nanoplyonka shaklida o‘sadi. Intensiv nurlantirilgandan so‘ng (1-B rasm) tekis sirtda bir-biridan ~10 mkm masofada joylashgan, balandligi ~65 nm bo‘lgan bir nechta nanokonuslarni ko‘rish mumkin. Bunda chiziqli nuqsonda ko‘plab nanokonuslardan iborat sikl hosil bo‘ladi. 1-C va D rasmlarda NaCl oynasining silliqlangan sirtining skanerlovchi zond mikroskopida olingan nanoprofili nurlantirishdan oldin va keyin ko‘rsatilgan. Ko‘rinib turibdiki, dastlabki optik silliqlangan sirtning g‘adir-budurligi (Z shkalasi bo‘yicha) 650 nmga yetadi. Bunga zich joylashgan mikrokanallar hamda XRD yordamida aniqlangan ustun kubik $NaClO_3$ va Na_2O fazalarining nanoo‘lchamli o‘simtalari sabab bo‘ladi. Eng anizotrop rombik Cl_2 fazasi hamda nanoo‘lchamli kubik HCl va Na, aftidan, mikrokanallardagi nanoariqchalarda joylashgan. Nurlantirishdan so‘ng radiatsiya ta’sirida kuchaygan diffuziya tufayli g‘adir-budurlik ikki baravar kamayadi va NaCl matritsasi ochiladi. Yangi NaH fazasi esa balandligi 100 nm gacha bo‘lgan uchli konuslar shaklida o‘sib chiqadi.



1-rasm. LiF (A, B) va NaCl (C, D) kristallari sirtining nanomasshtabli profili:
A – nurlantirishdan oldin, B – 100 MR dozada nurlantirilgandan so‘ng,
C – nurlantirishdan oldin, D – 0.7 MR dozada nurlantirilgandan so‘ng

Nurlantirilmagan namuna va 0.7 MR dozagacha gamma kvantlar bilan nurlantirilgan namunalarning rentgen spektrlaridan olingan natijalari 2-jadvalda keltirilgan.

2-jadval.

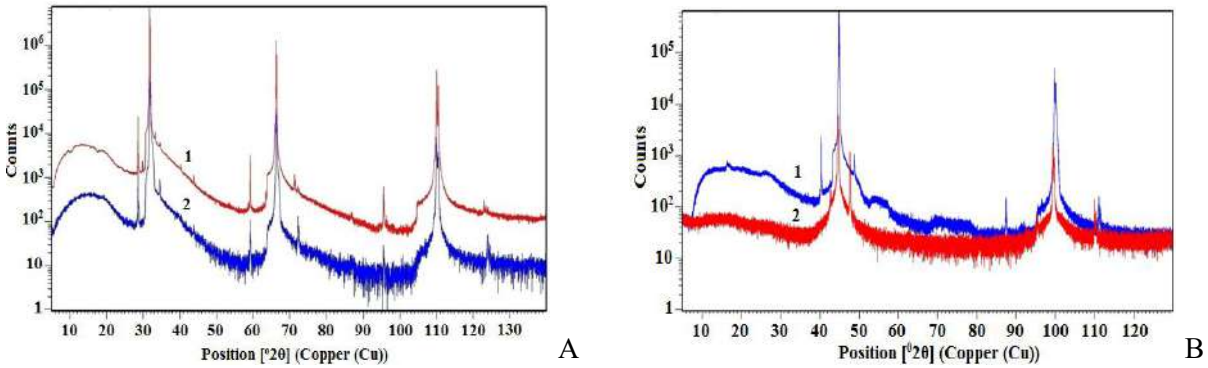
Nurlantirilmagan va γ-nurlantirilgan NaCl kristalining fazaviy xarakteristikalari, tarkibi (hajm %) va kristall soha o‘lchami (nm)

Faza	Simmetriya / fazoviy guruh	Hisoblashlar	Etalon	γ–nurlanish D=0.7 MR
NaCl	kubik	Hajm %	36	8
	Fm–3m	*O‘lcham, nm*	*101.6*	*53.8*
$NaClO_3$	kubik	Hajm %	16	28
	(V) P213	*O‘lcham, nm*	*58.5*	*53.6*
α–NaOH	ortorombik	Hajm %	33	11
	Bmmb	*O‘lcham, nm*	*98.3*	*56.8*
NaH	kubik	Hajm %	14	50
	Fm–3m	*O‘lcham, nm*	*32*	*33.2*
Na_2O	kubik	Hajm %	1	–
	Fm–3m	*O‘lcham, nm*	*73.3*	–
Na	geksagonal	Hajm %	–	3
	P63/mmc	*O‘lcham, nm*	–	*64.4*

Nanozarralar o‘lchamlari Sherrer formulasi bo‘yicha hisoblandi va tegishli fazaviy tarkib ostida kursiv bilan ajratib ko‘rsatildi.

2-rasmda keltirilgan spektrlar shuni ko‘rsatadiki, matritsaning har bir yuqori intensivlikka ega (h00) refleksi nokogerent kompton sochilishi bilan birga namoyon bo‘ladi. Bu sochilish rentgen nurlarining kuchsiz bog‘langan valent elektronlar bilan o‘zaro ta’siri natijasida yuzaga keladi va Li, F, Na, Cl kabi yengil elementlar uchun ayniqsa muhim ahamiyatga ega.

Gamma nurlantirishdan so‘ng (2-A rasm) reflekslar muntazam ravishda kichik burchaklar tomon siljiydi, ularning amplitudasi kamayadi va yarim amplituda sathida kengayadi. LiF kristalida esa gamma nurlanish amorf nanofazalardagi kichik burchakli (2θ = 15–20°) sochilishni kamaytiradi va sirtga yaqin qatlamda zichroq kristall faza hosil qiladi, uning reflekslari katta burchaklar tomon siljigan (2-B rasm) bo‘ladi. LiF kristal namunalarida nurlantirishdan oldin ham, gamma nurlantirishdan keyin ham mm miqyosida sezilarli notekislik aniqlandi. Bu ~2–3 mm hisoblangan kirish chuqurligiga yaqin. Bu o‘zgarishlar sirtdan F yoki Cl ning qo‘shimcha ravishda chiqib ketishi oqibatida ro‘y beradigan fazaviy o‘tishlar bilan izohlanadi. Shuningdek, B, $LiBH_4$, $(LiF)_2(B_2O_3)_3$, $NaClO_3$ va NaOH tarkibli yangi aralashma nanofazalari qayd etildi.



2-rasm. NaCl (A) va LiF (B) ning γ-nurlantirishdan oldin va keyingi to‘liq masshtabli rentgen spektrlari: A-nurlantirilmagan (1) va 0.7 MR (2), B-nurlantirilmagan (1) va 100 MR (2)

Nanofazalarning o‘lchamlari Sherrer formulasi bilan ikkala kristallda ham 100 nmdan kichik qiymatlarda ekanligi (2-jadval) hisoblab topildi. Bundan tashqari, radiatsiya ta’sirida litiyning Li(R-3m)→Li(Fm-3m) fazaviy o‘tishi aniqlandi.

Xulosa. Ushbu ishda ilk bor F va Cl yetishmovchiligiga ega nurlantirilmagan LiF va NaCl kristallari sirtidagi dastlabki (o‘sish jarayonida yuzaga kelgan) nostexiometriya nuqtaviy nuqsonlarning agregatlanishiga ta’sir ko‘rsatishi aniqlandi. Bu ta’sir anion g‘ovaklarda ham, kation panjaralarida ham (Na, Li hamda NaH, LiH nanozarralari ko‘rinishida) namoyon bo‘ladi. γ-radiatsiya ta’sirida Li nanofazaviy o‘tishlari sodir bo‘lishi hamda B va O tarkibli yangi fazalar shakllanishi aniqlandi. Bu holatni yutilgan dozaning kristall hajmi va sirtga yaqin qatlam bo‘ylab taqsimlanishini baholashda inobatga olish zarur.

Elektr o‘tkazuvchan NaH nanozarrachalariga ega nurlantirilgan NaCl dielektrik sirti elektr energiyasini to‘plash va saqlash qurilmalarida, atom energetikasi radioaktiv chiqindilarini ko‘mishda hamda radioaktiv parchalar nurlanishi energiyasini elektr tokiga aylantirishda amaliy qo‘llanilishi mumkin.

Aniqlanishicha, radioliz jarayonining birinchi va ikkinchi bosqichlarida (kimyoviy bog‘larning uzilishi, ion birikmalaridan anionlarning bug‘lanishi va kationlarning kolloidlar hosil qilib o‘z-o‘zidan diffuziyalanishi) yuz beradigan Frenkel juftlari, Li yoki Na kolloidlari hamda F yoki Cl vakansiyalari agregatlarining hosil bo‘lishidan tashqari, yadroviy qo‘zg‘alishlar elektron-pozitron juftlarini ham hosil qiladi. Ular sirtga yaqin mikroqatlamda nanofazalarni shakllantiruvchi mahsulotlar qoldiradi. Natijada yaroqlilik muddati o‘tgan LiF va NaCl detektorlarini termik usulda tiklab bo‘lmaydi. Ularni tiklash uchun shikastlangan qatlamni mexanik yoki kimyoviy usulda olib tashlash talab qilinadi.

Ushbu natijalar va tadqiqot usullari tuz matritsasiga asoslangan yuqori faol radioaktiv chiqindilarni ko‘mish joylarida hamda Li birikmalari ishlatiladigan yadro energetikasi obyektlarida uzoq muddatli nurlanish dozimetriyasi uchun qo‘llanilishi mumkin.

ADABIYOTLAR:

1. Kuzhakov P.V., Kamanina N.V. Spectral investigations and wettability of nanostructured potassium bromide, sodium chloride and magnesium fluoride single crystals // Optics and Spectroscopy. – 2014. – V.117. – pp. 643-646.

2. Abdou S.M. and Moharam H. Characterization of table salt samples from different origins and ESR detection of the induced effects due to gamma irradiation // IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conference Series. – 2019. – V.1253. – pp. 1-7.

3. Salah N. Nanocrystalline materials for the dosimetry of heavy charged particles: A review // Radiation Physics and Chemistry. – 2011. –V.80. – pp. 1–10.

4. Baldacchini G. Colored LiF: an optical material for all seasons // Journal of Luminescence. – 2002. – V.100. – pp. 333–343.

5. Harrison P.G. Experimental investigation of the effect of irradiation intensity on the productions of F– centers in NaCl // Journal of Chemical Physics. –1962. –V.37. –№2. –pp. 338–392.

6. Li Yongtau et al. Insight into the structural, mechanical and optical properties of NaCl:Tb crystals for the WLED and TLD applications // Ceramics International. – 2023. –V.49, -Iss.17. –pp. 28274–28282.

7. Safronova T. et al. Powders synthesized from solutions of calcium chloride, sodium hydrogen phosphate, and sodium sulfate for bioceramics production// Ceramics. – 2023. –V.6/1. –pp. 561–583.

8. Baranyai A. Self-diffusion coefficient of water in the presence of alkali halide ions // Journal of industry and chemistry. –2023. –V.51. –№1. –pp. 67–73.

9. Hobbs L.W. Electron microscopy of alkali halides. PhD. Oxf.Univ. 1972.

10. Соловьёв В.А., Тарасиков В.П. Роль термических пиков (областей локального плавления) в радиационном распухании металлов // Препринт ФЭИ-3286, Обнинск: ГНЦ РФ – ФЭИ. –2019. – стр. 31.

11. Poston M.J., Carlson R.W., Kevin P.H. Spectral behavior of irradiated sodium chloride crystals under europa-like conditions: irradiated NaCl spectral behavior // Journal of Geo Research. –2017. –V.122. –№2. –pp. 2644–2654.

12. Sulyanov S.N. et al. Characterization of the size and orientation of Na and Cl_2 nanocrystals in electron irradiated NaCl crystals by means of synchrotron radiation // Journal of Physics: Condensed Matter. – 2007. –V.19. –№ 24. – P. 246210.

13. Brechignac C. Clusters of Atoms and Molecules: Theory, experiment and clusters of atoms. // Ed. H. Haberland. Berlin: Springer Verlag. – 1994. – P. 255.

14. Ekardt W. Metal Clusters // Wiley Series in Theoretical Chemistry. – 1999. – P. 286.

UO'K 537.622

Ni-Mn-Co-Ga SISTEMALI GEYSLER QOTISHMALARINING MAGNIT QABUL QILUVCHANLIGI VA MAGNITLANISHI

Quvondiqov Obloqul Quvondiqovich,
Sharof Rashidov nomidagi Samarqand davlat universiteti «Umumiy fizika» kafedrasi professori, fiz.-mat. f. doktori
Hamrayev Nurlibo Sadiyevich,
Sharof Rashidov nomidagi Samarqand davlat universiteti «Umumiy fizika» kafedrasi dotsenti, fiz.-mat. f. nomzodi
Subhonqulov Ilhomjon Baqoyevich,
Sharof Rashidov nomidagi Samarqand davlat universiteti «Umumiy fizika» kafedrasi dotsenti, fiz.-mat. f. nomzodi
Rajabov Rustam Mustafoyevich,
Sharof Rashidov nomidagi Samarqand davlat universiteti «Umumiy fizika» kafedrasi dotsenti, fiz.-mat. f. nomzodi
rajabov_rus@rambler.ru
Qirg'izov Sobit Erkinboy o'g'li,
Sharof Rashidov nomidagi Samarqand davlat universiteti «Umumiy fizika» kafedrasi assistenti, fiz.-mat. f. falsafa doktori (PhD)

Annotatsiya. *Ushbu ishda xona haroratidan 1073 K gacha bo'lgan harorat oralig'ida Ni–Mn–Co–Ga Geysler qotishmalarining paramagnit holatdagi magnit qabul qiluvchanligining $\chi(T)$ haroratga bog'liqligi tadqiq etildi. Paramagnit sohada magnit qabul qiluvchaligining haroratga bog'liqligi Kyuri–Veys qonuni bilan yaxshi tavsiflanishi ko'rsatildi. Tadqiq etilgan namunalar uchun $\chi^{-1}(T)$ bog'liqlikini tahlil qilish asosida asosiy magnit xarakteristikalar, ya'ni Kyuri doimiysi C, paramagnit Kyuri harorati θ_p hamda formula birligiga to'g'ri keluvchi effektiv magnit moment aniqlandi. Co konsentratsiyasining namunalar tarkibida ortishi paramagnit Kyuri haroratining hamda magnit moment kattaligining o'zgarishiga olib kelishi aniqlandi. Bundan tashqari, ushbu qotishmalarning xona haroratidagi magnit gisterezisi ham o'rganildi. Magnit gisterezis bo'yicha olingan eksperimental natijalar asosida to'yinish magnitlanishi (I_s), to'yinish magnit maydoni (H_s) va koersitiv kuch (Hc) qiymatlari aniqlandi. Qotishmalardagi Co miqdorining ortishi ularning magnit xossalarining yaxshilanishiga olib kelishi ko'rsatildi.*

Kalit so'zlar: *Geysler qotishmalari, magnit qabul qiluvchanlik, Kyuri–Veys qonuni, magnit moment, magnitlanish, koersitiv kuch.*

MAGNETIC SUSCEPTIBILITY AND MAGNETIZATION OF GEYSLER ALLOYS IN THE Ni-Mn-Co-Ga SYSTEM

Abstract. *In this work, the temperature dependence of the magnetic susceptibility $\chi(T)$ of Ni–Mn–Co–Ga Geysler alloys has been investigated in the paramagnetic state over the temperature range from room temperature to 1073 K. It is shown that in the paramagnetic region, the temperature dependence of the magnetic susceptibility is well described by the modified Curie–Weiss law. Based on the analysis of the $\chi^{-1}(T)$ dependence for the studied samples, the main magnetic characteristics were determined: the Curie constant C, the paramagnetic Curie temperature θ_p, and the effective magnetic moment per formula unit. It was established that an increase in the Co concentration in the samples leads to changes in the paramagnetic Curie temperature, and the magnitude of the magnetic moment. In addition, the magnetic hysteresis of these alloys obtained at room temperature. From the experimental data on magnetic hysteresis, the values of saturation magnetization (I_S), saturation magnetic field (H_S), and coercive field (H_C) were determined. It is shown that an increase in Co content in the alloys results in an increase in their magnetic properties.*

Keywords: *Geysler alloys, magnetic susceptibility, Curie–Weiss law, magnetic moment, magnetization, Coercive field.*

МАГНИТНАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ И НАМАГНИЧЕННОСТЬ СПЛАВОВ ГЕЙСЛЕРА СИСТЕМЫ Ni–Mn–Co–Ga

Аннотация. *В данной работе исследована температурная зависимость магнитной восприимчивости χ(T) сплавов Гейслера системы Ni–Mn–Co–Ga в парамагнитном состоянии в интервале температур от комнатной до 1073 K. Показано, что в парамагнитной области температурная зависимость магнитной восприимчивости хорошо описывается модифицированным законом Кюри–Вейсса. На основе анализа зависимости $\chi^{-1}(T)$ для исследованных образцов определены основные магнитные характеристики: постоянная Кюри C, парамагнитная температура Кюри θ_p и эффективный магнитный момент на формульную единицу. Установлено, что увеличение концентрации Co в образцах приводит к изменению парамагнитной температуры Кюри и величины магнитного момента. Кроме того, были получены характеристики магнитного гистерезиса этих сплавов при комнатной температуре. На основе экспериментальных данных по магнитному гистерезису определены значения намагниченности насыщения (I_S), поля насыщения (H_S) и коэрцитивной силы (H_C). Показано, что увеличение содержания Co в сплавах приводит к улучшению их магнитных свойств.*

Ключевые слова: *сплавы Гейслера, магнитная восприимчивость, закон Кюри–Вейсса, магнитный момент, намагниченность, коэрцитивная сила.*

Kirish. Ni–Mn–Ga asosidagi Geysler qotishmalari va ularning modifikatsiyalangan tizimlari magnit, strukturaviy va transport xossalarining o‘zaro uyg‘unligi hamda tashqi ta’sirlarga yuqori sezgirligi bilan ajralib turadi. Mazkur materiallarda kuzatiladigan magnit-strukturaviy faza o‘tishlari, magnit shakl xotirasi effekti va magnitokalorik effekt ularning funksional materiallar sifatidagi istiqbolini belgilaydi [1–5]. Avvalgi tadqiqotlarda Ni–Mn–Ga qotishmalarining yuqori haroratli paramagnit sohadagi magnit qabul qiluvchaligi Kyuri–Veyss qonuni va o‘tkazuvchanlik elektronlarining hissasini ifodalovchi, haroratga bog‘liq bo‘lmagan qo‘shimcha had orqali tavsiflanishi ko‘rsatilgan [6–8]. Co, Ni, Cu va Cr kabi o‘tish metallari bilan legirlash elektron tuzilishining hamda atomlarning magnit momentlari taqsimotining o‘zgarishiga olib kelishi mumkin. Bu esa paramagnit Kyuri harorati va Pauli paramagnit hissasining o‘zgarishida namoyon bo‘ladi [6, 9]. Shu sababli Ni–Mn–Co–Ga tizimidagi qotishmalarda magnit qabul qiluvchanligini $\chi(T)$ va uning teskari qiymatini $\chi^{-1}(T)$ haroratga bog‘liqliklarini keng harorat oralig‘ida tadqiq etish, magnit xossalarning shakllanishida lokalizatsiyalangan magnit momentlar va kollektiv elektron effektlarining rolini aniqlash nuqtayi nazaridan muhim ahamiyat kasb etadi.

Ni–Mn–Ga qotishmalarining paramagnit sohadagi xususiyatlari hamda ularni o‘tish metallari bilan legirlashning magnit xarakteristikalarga ta’siri V.V. Xovaylo va uning hammualliflari tomonidan ilgari o‘rganilgan [10]. Ushbu tadqiqotlarda magnit xususiyatlar bilan qotishma tarkibidagi 3d-o‘tish elementlari konsentratsiyasi o‘rtasida sezilarli bog‘liqlik mavjudligi aniqlangan.

Mazkur ishda Ni–Mn–Co–Ga sistemasi Geysler qotishmalarining magnit qabul qiluvchanligi 473–1073 K harorat oralig‘idagi paramagnit sohada tadqiq etildi. Magnit qabul qiluvchanlik χ (T) va uning teskari qiymati $\chi^{-1}(T)$ ni haroratga bog‘liqliklarini tahlil qilish asosida paramagnit Kyuri harorati θ_p, effektiv magnit moment μ_{eff}, Kyuri–Veyss doimiysi C aniqlandi. Shuningdek, namunalar magnitlanishining tashqi magnit maydon kuchlanganligiga bog‘liqligi o‘rganildi va magnit gisterezis sirtmoqlari olindi. Eksperimental natijalar asosida to‘yinish magnitlanishi va koersitiv maydon qiymatlari aniqlanib, ularning qotishma tarkibidagi legirlovchi element konsentratsiyasiga bog‘liqligi tahlil qilindi. Tadqiqot natijalari Ni–Mn–Ga asosidagi Geysler qotishmalarini kobalt bilan legirlash ularning magnit xarakteristikalarini kimyoviy tarkibga bog‘liq ravishda boshqarish imkonini berishini ko‘rsatadi. Olingan natijalar ushbu qotishmalarning magnit xossalari va tarkibi o‘rtasidagi bog‘liqlikni chuqurroq anglashga hamda ularning funksional materiallar sifatidagi qo‘llanish imkoniyatlarini baholashga xizmat qiladi.

Materiallar va metodlar. O’lshash polikristall namunalari $Ni_{2.16-x}Mn_{0.84}Co_xGa$ qotishmalaridan yoyli eritish usuli bilan, spektroskopik toza argon atmosferasida tayyorlangan. Keyin bu namunalar 1050 K haroratda 9 kun davomida gomogenizatsiya qilingan va muzli suvda tez sovutilgan. Eritish paytida namunalarning massasining kamayishi 0,2 foizdan kam. Magnit o‘lchashlar esa x = 0,03 va x = 0,09 bo‘lgan tarkibli namunalarda o‘tkazilgan.

$Ni_{2.13}Mn_{0.84}Co_{0.03}Ga$ va $Ni_{2.07}Mn_{0.84}Co_{0.09}Ga$ qotishmalarining magnit qabul qiluvchanligining haroratga bog‘liqligi nisbiy Faraday usuli yordamida, yuqori haroratli mayatnikli tarozi bilan o‘lchangan.

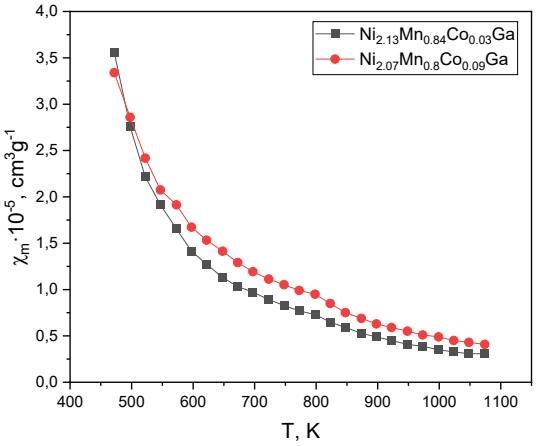
Tajribalar tozalangan geliy atmosferasida o‘tkazilgan, shuning uchun yuqori haroratlarda namunalar oksidlanmagan. Magnit qabul qiluvchalikni o‘lchashdagi nisbiy xato 3 foizdan oshmaydi. Olingan tajriba natijalari eng kichik kvadratlar usuli bilan qayta ishlanib, asosiy magnit xarakteristikalar aniqlangan.

Qotishmalarning magnitlanishi esa Lake Shore 7404 rusumli tebranuvchi magnetometr (VSM) yordamida o‘lchangan. Bu qurilmaning xona haroratidagi eng katta magnit maydoni 2,2 tesla bo‘lib, magnit momentini aniqlash sezgirligi 5×10^{-6} emu ni tashkil etadi. Barcha o‘lchashlar xona haroratida bajarilgan.

Natija va muhokamalar. 1-rasmda tadqiq etilgan $Ni_{2.13}Mn_{0.84}Co_{0.03}Ga$ and $Ni_{2.07}Mn_{0.84}Co_{0.09}Ga$ Geysler qotishmalarining magnit qabul qiluvchanligining haroratga bog‘liqligi keltirilgan. Ikkala namunada ham harorat oshishi bilan χ ning monoton kamayishi kuzatiladi. Bu paramagnit holatga xos bo‘lib, magnit momentlarining issiqlik tartibsizlashuvi almashinuv o‘zaro ta’sirlaridan ustun ekanligini ko‘rsatadi. Bunday o‘zgarish Kyuri–Veys qonuni bilan tavsiflanadi:

$$\chi = C / (T - \theta_p) \quad (1)$$

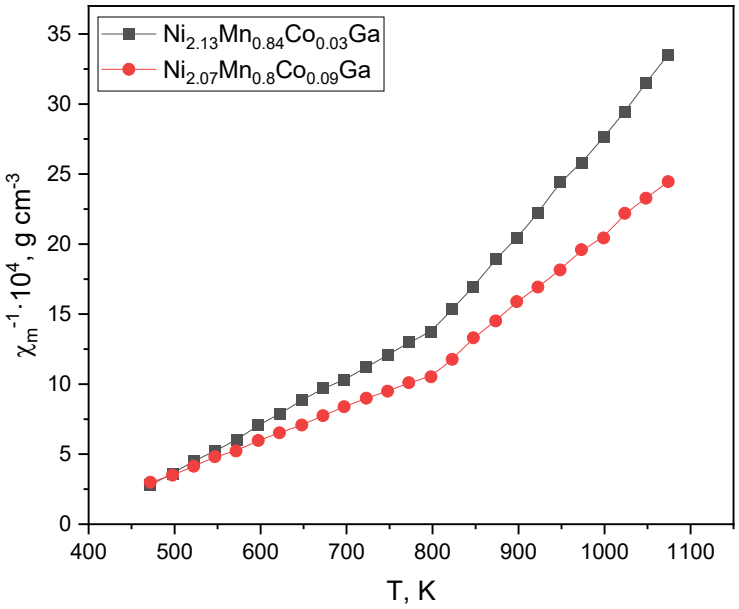
bu yerda C – Kyuri–Veys doimiysi, θ_p esa paramagnit Kyuri haroratidir.



1-rasm. Ni–Mn–Co–Ga Geysler qotishmalarining magnit qabul qiluvchanligi $\chi_m(T)$ ning haroratga bog‘liqligi.

Ma’lumki, Ni_2MnGa qotishmalari past haroratlarda ferromagnit fazani namoyon etadi, Kyuri harorati taxminan 370 K atrofida topilgan [10]. Shuning uchun qotishmaga qo‘shimcha Ni qo‘shish Kyuri haroratining qiymatiga ta’sir ko‘rsatishi mumkin [6, 13]. Bundan tashqari, boshqa metall elementlarini qo‘shish Ni-Mn-Ga qotishmalarining magnit xususiyatlariga sezilarli ta’sir ko‘rsatishi aniqlangan [14].

Magnit qabul qiluvchanlikning teskari qiymatini haroratga bog‘liqlik grafigi ushbu materiallarning asosiy magnit xarakteristikalarini, jumladan Kyuri harorati va Kyuri–Veys doimiysini (Veys doimiysi) aniqlashda keng qo‘llaniladi [10-11]. Paramagnit sohada shunga o‘xshash chiziqli Kyuri–Veys o‘zgarishlari orqali magnit xarakteristikalarni aniqlash uslubi adabiyotlarda qayd etilgan [15–17]. 2-rasmda tadqiq etilgan $Ni_{2.13}Mn_{0.84}Co_{0.03}Ga$ va $Ni_{2.07}Mn_{0.84}Co_{0.09}Ga$ namunalarining magnit qabul qiluvchanligining teskari qiymatini haroratga bog‘liqligi ko‘rsatilgan. 2-rasmdan ko‘rinib turibdiki, ikkala qotishma uchun ham 473–1073 K harorat oralig‘ida $\chi^{-1}{}_m(T)$ deyarli chiziqli ravishda oshadi, bunday o‘zgarish paramagnit holatga xos bo‘lib, tipik Kyuri–Veys qonuniga bo‘ysunishini bildiradi. Shu sababli, paramagnit Kyuri harorati (θ_p) $\chi^{-1}{}_m(T)$ egri chiziqlarining chiziqli qismini harorat o‘qiga ekstrapolyatsiya qilish orqali aniqlangan. $Ni_{2.13}Mn_{0.84}Co_{0.03}Ga$ va $Ni_{2.07}Mn_{0.84}Co_{0.09}Ga$ qotishmalarining Kyuri haroratlari mos ravishda 115 °C (388 K) va 90 °C (363 K) deb topilgan. Xuddi shunday, Kyuri–Veys doimiysi (C) $\chi^{-1}{}_m(T)$ grafiklarining chiziqli qismlarini Kyuri–Veys qonuni (1) ga moslashtirish orqali olingan va natijalar 1-jadvalda umumlashtirilgan. Diqqatga sazovor jihati shundaki, qotishmalarda kobalt konsentratsiyasi oshishi bilan Kyuri–Veys doimiysi sezilarli darajada ortadi.



2-rasm. Ni–Mn–Co–Ga sistemali Geysler qotishmalarining teskari massaviy magnit qabul qiluvchanligi χ^{-1}_m(T) ning haroratga bog‘liqligi.

Adabiyotlardan ma’lumki, austenit fazasida Ni_2MnGa qotishmasi kubik $L2_1$ Geysler strukturasi bo‘yicha kristallanadi. Ushbu struktura o‘zaro kirishgan, yuzlari markazlashgan kubik (YMK) panjaralardan tashkil topgan to‘rtta qism panjara orqali tavsiflanadi [18].

Ni_2MnGa qotishmasi lokal magnit momentlarga ega bo‘lgan tipik ferromagnit material hisoblanadi. Uning magnit momenti asosan Mn atomlari joylashgan qism panjarada mujassamlashgan bo‘lib, har bir Mn atomiga to‘g‘ri keladigan effektiv magnit moment taxminan 3,06 μ_B ni tashkil etadi. Bundan farqli ravishda, Ni atomlarining magnit momenti nisbatan kichik bo‘lib, odatda 0,21 μ_B atrofida bo‘ladi. Bu holat Ni atomlarining 3d elektronlari spinlarining kuchsiz qutblanganligini ko‘rsatadi [19–20]. Magnit momentlarning bunday o‘ziga xos taqsimlanishi Mn atomlaridagi magnit momentlarning lokal xarakterga egaligi hamda Ni elektronlarining kristall panjara bo‘ylab delokallashgan xususiyati bilan izohlanadi. Ushbu ikki omilning o‘zaro ta’siri Ni_2MnGa qotishmasining umumiy magnit xususiyatlarini belgilaydi.

$Ni_{2+x}Mn_{1-x}Ga$ Geysler qotishmalarining magnit momenti x konsentratsiya va o‘lchash haroratiga kuchli bog‘liq bo‘lib, Mn miqdorining kamayishi bu qotishmalarda umumiy magnit momentining sezilarli pasayishiga olib keladi, bu esa umumiy magnitlanishga Mn atomlari asosiy hissa qo‘shishini ko‘rsatadi [21-22]. $Ni_{2.16-x}Mn_{0.84}Co_xGa$ (x=0.03, 0.09) Geysler qotishmalarining effektiv magnit momenti eksperimental natijalar asosida aniqlangan. O‘rganilgan namunalarning eksperimental χ^{-1}_m(T) bog‘liqliklari eng kichik kvadratlar usuli bilan qayta ishlanib, kimyoviy formula birligioga mos keluvchi μ_{eff} effektiv magnit momentlari $\mu_{eff} = 2{,}83\sqrt{C_m M}$ (bu yerda M – namunaning molar massasi) hisoblandi. Hisoblash natijalari 1-jadvalda keltirilgan. $Ni_{2.13}Mn_{0.84}Co_{0.03}Ga$ va $Ni_{2.07}Mn_{0.84}Co_{0.09}Ga$ qotishmalarining magnit momentlari mos ravishda 2,01 μ_B/f.b. va 1.66 μ_B/f.b. tengligi aniqlangan. Bu qiymatlar xona harorati atrofida o‘tkazilgan eksperimental o‘lchash ma’lumotlari [21–23] bilan yaxshi mos keladi.

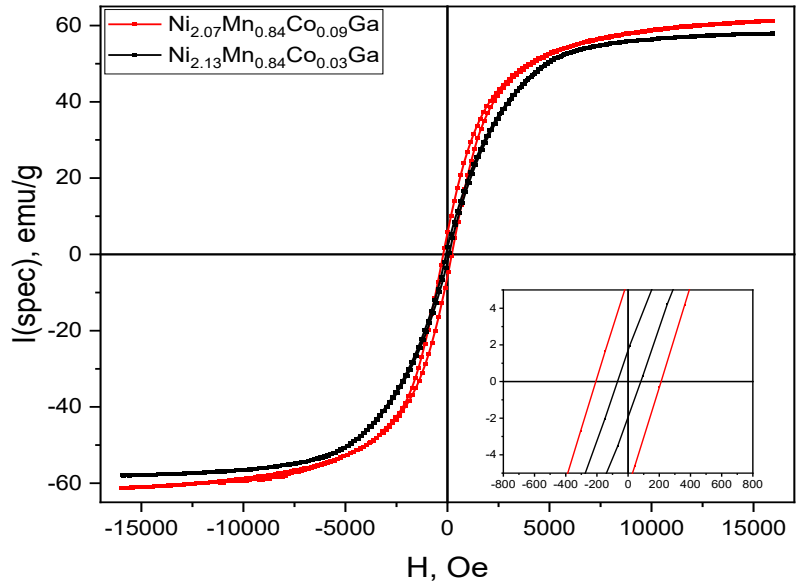
1-jadval. Ni–Mn–Co–Ga sistemasi Geysler qotishmalarning magnit xossalari

Namunalar	ΔT, K	θ_p, K	$C\cdot10^{-4}$, $cm^3{}^oC\cdot g^{-1}$	μ_{eff}, μ_B
$Ni_{2.13}Mn_{0.84}Co_{0.03}Ga$	800-1050	597	20.6	2.01
$Ni_{2.07}Mn_{0.84}Co_{0.09}Ga$	800-1050	604	14.1	1.66

1-jadvaldagi ma’lumotlarni tahlil qilish shuni ko‘rsatadiki, Co miqdorining oshishi bilan eng yuqori μ_{eff} magnit momenti olinadi, bu esa lokalizatsiyalangan magnit momentlarini kuchaytiradi. Mn va Co momentlari o‘rtasidagi kuchliroq almashinuv o‘zaro ta’sirlari Geysler qotishmalarining magnit xususiyatlariga ta’sir ko‘rsatadi [24]. Effektiv magnit momenti μ_{eff} ning bunday o‘zgarishiga alohida e’tibor qaratish lozim.

Olingan μ_{eff} qiymatlari erkin Mn atomining magnit momentidan sezilarli darajada kichik bo‘lib, bu Ni–Mn asosidagi intermetallidlarga xos xususiyat hisoblanadi. Bu Mn ning 3d elektronlarining qisman delokalizatsiyasi va ularning Ni hamda Co elektron holatlari bilan gibridlanishini ko‘rsatadi. Co miqdorining oshishi Fermi sathi atrofidagi elektron holatlar zichligining qayta taqsimlanishiga olib keladi, bu esa C, θ_p va μ_{eff} qiymatlarida o‘z ifodasini topadi. Shunday qilib, eksperimental ma’lumotlar Ni–Mn–Co–Ga qotishmalarining magnit xususiyatlari Mn ning lokalizatsiyalangan magnit momentlari bilan panjaraning struktura holatiga sezgir kollektiv elektron effektlari o‘rtasidagi murakkab o‘zaro ta’sir natijasida shakllanishini tasdiqlaydi.

Ikkala namuna uchun ham $\chi^{-1}{}_m(T)$ bog‘lanishlarda turlicha bo‘lgan aniq chiziqli harorat oraliqlari kuzatiladi, bu ferromagnitdan paramagnit fazaga o‘tishlarni aks ettiradi. Paramagnit Kyuri harorati (θ_P) bilan xarakterlanuvchi $Ni_{2.13}Mn_{0.84}Co_{0.03}Ga$ namunasida keng harorat oralig‘i (597–604 K) kuzatiladi, bu esa magnit tartibning asta-sekin yo‘qolishini bildiradi. Bu ma’lumotlar adabiyot bilan mos keladi, unda turli Co miqdoriga ega Geysler qotishmalarida umumiy energiya va holatlar zichligi (DOS) ning siljishlari kuzatiladi [9].



3-rasm. Ni–Mn–Co–Ga sistemasi Geysler qotishmalarining magnitlanish gisterezis halqasi.

3-rasmda Ni–Mn–Co–Ga sistemasi Geysler qotishmalarining magnitlanishining tashqi magnit maydoniga bog‘liqligi magnitlanish gisterezis halqalari ko‘rsatilgan. Magnit gisterezis o‘lchashlaridan olingan eksperimental natijalar asosida $Ni_{2.16-x}Mn_{0.84}Co_xGa$ (x = 0.03; 0.09) qotishmalari uchun to‘yinish magnitlanishi (I_s), to‘yinish magnit maydoni (H_s) va koersitiv kuch (H_s) qiymatlari aniqlandi. Hisoblash natijalari 2-jadvalda keltirilgan.

2-jadval. Ni–Mn–Co–Ga Geysler qotishmalarining asosiy magnit xossalari

Namuna	I_S, emu/g	H_S, Oe	H_C, Oe
$Ni_{2,13}Mn_{0,84}Co_{0,03}Ga$	53.9	6658	72
$Ni_{2,07}Mn_{0,84}Co_{0,09}Ga$	56.6	7402	208

Magnit gisterizis asosida aniqlangan magnit xarakteristikalar natijalari [14, 23] tadqiqotlar natijalari bilan yaxshi mos keladi. Ularga ko‘ra, Ni-Mn-Ga Geysler qotishmalariga 3d metallarini qo‘shish ularning magnit xususiyatlariga ta’sir qiladi. Kobalt konsentratsiyasi x = 0,03 dan x = 0,09 gacha oshganda to‘yinish magnitlanishining izchil oshishi kuzatiladi. Bu tendensiya Co atomlarining kiritilishi natijasida umumiy magnit momentining oshishi bilan izohlanadi, chunki Co atomlari Ni ga nisbatan yuqoriroq lokal magnit momentiga ega [9]. Ta’kidlash joizki, Ni–Mn–Ga asosidagi strukturalarga Co qo‘shish ferromagnit o‘zaro ta’sirlarni kuchaytiradi va magnitlanishning oshishiga olib keladi.

To‘yinish magnit maydoni (H_s) ham Co konsentratsiyasining oshishi bilan ortadi, bu esa magnitokristall anizotropiyasining kuchayishini aks ettiradi. Co aralashmalari mavjudligida magnit

anizotropiyasining kuchayishi keng qamrovli Geysler qotishmalarida qayd etilgan bo‘lib, bunday anizotropiya bevosita elektron struktura bilan bog‘liq [25]. Bizning natijalarimizga ko‘ra, to‘yinish maydoni H_s 6658 Oe (x = 0,03) dan 7402 Oe (x = 0,09) gacha oshadi. Bundan tashqari, koersitiv maydon (H_s) qotishmalardagi kobalt konsentratsiyasiga nisbatan murakkabroq bog‘liqlikni namoyon etadi. Xususan, kobalt miqdori x 0,03 dan 0,09 gacha oshganda H_s 72 Oe dan 208 Oe gacha sezilarli darajada ortadi. Ni–Mn–Ga tipidagi birikmalarda qotishma elementlarining koersitiv kuch qiymatiga ta’siri boshqa tadqiqotlarda ham kuzatilgan [26-27].

Umuman olganda, olingan natijalar Co konsentratsiyasini o‘zgartirish orqali Ni–Mn–Co–Ga qotishmalarining magnit parametrlarini samarali boshqarish mumkinligini ko‘rsatadi: to‘yinish magnitlanishini oshiradi, magnitokristall anizotropiyasini kuchaytiradi va legirlsh darajasiga qarab koersitiv kuch qiymatlarini o‘zgartiradi. Bu esa o‘tish metallarini o‘z ichiga olgan Geysler qotishmalarining magnit xususiyatlari bo‘yicha nashr etilgan tadqiqotlar bilan to‘liq mos keladi [28-30].

Xulosa. O‘tkazilgan tadqiqotlar shuni ko‘rsatdiki, Ni–Mn–Co–Ga Geysler qotishmalarining magnit xususiyatlari marganets atomlarining lokalizatsiyalangan magnit momentlari va kollektiv elektron effektlarining birgalikdagi ta’siri natijasida shakllanadi. Paramagnit Kyuri harorati θ_p ning musbat qiymatlari paramagnit holatda ham ferromagnit almashinuv o‘zaro ta’sirlarining ustunligini bildiradi. Qotishmadagi kobalt konsentratsiyasining oshishi effektiv magnit momenti μ_{eff} ning ortishiga olib keladi, bu esa magnit xususiyatlariga sezilarli ta’sir ko‘rsatadi.

$Ni_{2.16-x}Mn_{0.84}Co_xGa$ (x = 0.03; 0.09) qotishmalarining magnit gisterezisi tahlili shuni ko‘rsatadiki, Co miqdorining oshishi to‘yinish magnitlanishi I_s ni kamayishi va to‘yinish magnit maydoni H_s ning oshishiga olib keladi, bu esa ferromagnit almashinuv o‘zaro ta’sirlari va magnitokristall anizotropiyasining ustunligini ko‘rsatadi. Olingan natijalar kobalt konsentratsiyasini maqsadli nazorat qilish orqali Ni–Mn–Co–Ga Geysler qotishmalarining magnit xususiyatlarini samarali boshqarish mumkinligini tasdiqlaydi. Bu esa ularni funksional magnit qurilmalar, sensorlar, magnit aktuatorlar va energiya tejovchi tizimlarida qo‘llash uchun istiqbolli materiallar sifatida foydalanish imkonini beradi.

ADABIYOTLAR:

1. Soumyadipta Pal and Ayan Kumar Panja. Machine learning technique for prediction of crystal structure in austenitic and martensitic phase of Ni–Mn-based Geysler alloys. Int. J. Mod. Phys. B, 40(7):2650062. 2026 DOI: 10.1142/S0217979226500621

2. Nishant Tiwari, Subhendu Mishra, Suman Sarkar, Saikat Talapatra, Mithun Palit, Manas Paliwal, Abhishek K. Singh, Chandra Sekhar Tiwary. Magnetocaloric effect in Mn-rich Geysler-derived alloys for room temperature-based applications. J. Mater. Chem. C, 2025,13, 10789-10803. https://doi.org/10.1039/D4TC04242E

3. S. Shanmukharao Samatham, Sateesh Pinninti, Akhilesh Kumar Patel, Sankararao Yadam, Gowrinaidu Babbadi, B.M. Pratima, Muralikrishna Patwari, Deodatta Shinde, P.D. Babu and K.G. Suresh. Uncovering the magnetism, exchange correlation range and universality class of Ni substituted MnCo0.7Fe0.3Ge. Materials Chemistry and Physics, 2025, 345, 131193. DOI:10.1016/j.matchemphys.2025.131193

4. A. Planes, Ll. Mañosa, X. Moya, T. Krenke, M. Acet and E.F. Wassermann. Magnetocaloric effect in Geysler shape-memory alloys. J. Magn. Magn. Mater. 310 (2007) 2767–2769. DOI:10.1016/j.jmmm.2006.10.1041

5. P. Devi, M. Ghorbani Zavareh, C. Salazar Mejía, K. Hofmann, B. Albert, C. Felser, M. Nicklas & S. Singh, Reversible adiabatic temperature change in the shape memory Geysler alloy $Ni_{2.2}Mn_{0.8}Ga$: An effect of structural compatibility. Phys. Rev. Mater. 2, 122401 (2018). DOI:10.1103/PhysRevMaterials.2.122401

6. Sakon, T.; Hayashi, Y.; Fukuya, A.; Li, D.; Honda, F.; Umetsu, R.Y.; Xu, X.; Oomi, G.; Kanomata, T.; Eto, T. Investigation of the Itinerant Electron Ferromagnetism of $Ni_{2+x}MnGa_{1-x}$ and Co_2VGa Geysler Alloys. Materials 2019, 12, 575. https://doi.org/10.3390/ma12040575

7. Hongzhi Luo, Guodong Liu, Fanbin Meng, Shijie Li, Wei Zhu, Guangheng Wu, Xiaoxi Zhu, Chengbao Jiang Electronic structure and magnetism of the Geysler alloy Mn2NiAl: A theoretical study of the shape–memory behavior. Physica B 405 (2010) 3092–3095 doi:10.1016/j.physb.2010.04.022.

*8. Mugiraneza, S., Hallas, A.M. Tutorial: a beginner’s guide to interpreting magnetic susceptibility data with the Curie-Weiss law. Commun Phys **5**, 95 (2022). https://doi.org/10.1038/s42005-022-00853-y*

9. M. Zelený, A. Sozinov, L. Straka, T. Björkman, and R. M. Nieminen. First-principles study of Co- and Cu-doped Ni2MnGa along the tetragonal deformation path. Phys. Rev. B 89, 184103 https://doi.org/10.1103/PhysRevB.89.184103

10.Khovailo, V.V.; Karpenkov, D.Y.; Buchelnikov, V.D.; Takagi, T.; Matsumoto, M.; Entel, P. Magnetic properties and magnetostructural phase transitions in $Ni_{2+x}Mn_{1-x}Ga$ shape memory alloys. Phys. Rev. B 70, 174413 (2004). https://doi.org/10.1103/PhysRevB.70.174413

11.Kuvandikov, O.K., Shakirov, K.O. Magnetic Susceptibility of Intermetallic Compounds in a REM—Al System at High Temperatures. Russian Physics Journal 47, 315–318 (2004). https://doi.org/10.1023/B:RUPJ.0000038750.57507.6a

*12.Makarova, L.A.; Musaev, M.T.; Kalandiia, M.R.; Kostrov, S.A.; Kramarenko, E.Y.; Salnikov, V.D.; Gavrilov, D.E.; Omelyanchik, A.S.; Rodionova, V.V.; Perov, N.S. Enhancement of Magnetoelectric Effect in Layered Polymer Composites by Zn^{2+} and Ni^{2+} Substitution in $CoFe_2O_4$ Nanoparticles. Polymers **2025**, 17, 1183. https://doi.org/10.3390/polym17091183*

13.Sakon, T.; Hayashi, Y.; Li, D.; Honda, F.; Oomi, G.; Narumi, Y.; Hagiwara, M.; Kanomata, T.; Eto, T. Forced Magnetostrictions and Magnetizations of $Ni_{2+x}MnGa_{1-x}$ at Its Curie Temperature. Materials 2018, 11, 2115. https://doi.org/10.3390/ma11112115

14.Kanomata, T.; Endo, K.; Kudo, N.; Umetsu, R.Y.; Nishihara, H.; Kataoka, M.; Nagasako, M.; Kainuma, R.; Ziebeck, K.R.A. Magnetic Moment of Cu-Modified Ni2MnGa Magnetic Shape Memory Alloys. Metals 2013, 3, 114-122. https://doi.org/10.3390/met3010114

15.Kuvandikov, O.K., Hamraev, N.S., Razhabov, R.M., Eshkulov, A.A., Turdibekov, I. Correlation Between Kinetic and Magnetic Properties of Intermetallic Compounds of Gd−In System in Paramagnetic Region. Russian Physics Journal., 2022, 65(1), p. 1–6

16.Kuvandikov, O.K., Hamraev, N.S., Razhabov, R.M., Éshkulov, A.A. Estimation of the effective parameter of spinorbital interaction of electrons in intermetallic Er-In system compounds from the kinetic and magnetic properties Russian Physics Journal., 2012, 54(12), p. 1384–1388

17.Dubenko I., Oli A., Duncan J., Granovsky A., Razhabov R., Hill M., Koshkid'ko Yu, Stadler S., Talapatra S., Ali N. Magnetic properties of B doped Mn-Ga-C based alloys. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, издательство Elsevier BV (Netherlands), 2023 том 587

18.Janovec, J., Zelený, M., Heczko, O. et al. Localization versus delocalization of d-states within the NI2MnGa Geysler alloy. Sci Rep 12, 20577 (2022). https://doi.org/10.1038/s41598-022-23575-1

19.A. Chakrabarti, C. Biswas, S. Banik, R. S. Dhaka, A. K. Shukla, and S. R. Barman: Phys. Rev. B Vol. 72 (2005), p. 073103. https://doi.org/10.1103/PhysRevB.72.073103

20.S. R. Baman, S. Banik and A. Chakrabarti: Phys. Rev. B Vol. 72 (2005), p. 184410.

21.S. Banik, R. Rawat, P. K. Mukhopadhyay, B. L. Ahuja, A. Chakrabarti, P.L. Paulose, S. Singh, A. K. Singh, D. Pandey, and S. R. Barman, Phys.Rev. B 77, 224417 2008;

22.S. Banik, R. Rawat, P. K. Mukhopadhyay, B.L. Ahuja, A. Chakrabarti, and S. R. Barman, Adv. Mater. Res. 52, 207 2008.

23.S. Banik, Sanjay Singh, R. Rawat, P. K. Mukhopadhyay, B. L. Ahuja, A. M. Awasthi, S. R. Barman, E. V. Sampathkumaran; Variation of magnetoresistance in with composition. J. Appl. Phys. 15 November 2009; 106 (10): 103919. https://doi.org/10.1063/1.3259406

24.Tas, M.; Şaşioğlu, E.; Galanakis, I. Magnetic Properties of All-d Metallic Geysler Compounds: A First-Principles Study. Magnetism 4 (4), 400–411 (2024). DOI:10.3390/magnetism4040026

25.Herper, H. C. Ni-based Geysler compounds: How to tune the magnetocrystalline anisotropy. Phys. Rev. B 98, 014411 (2018). DOI:10.1103/PhysRevB.98.014411.

26.Heczko, O., Rameš, M., Kopecký, V., Varga, M., Straka, L. Magnetic and transformation properties of Ni_2MnGa alloys combinatorially substituted with transition elements from Cr to Cu. Journal of Magnetism and Magnetic Materials Volume 589, 1 January 2024, 171510 https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2023.171510

27.Salaheldeen, M., Zhukova, V., Blanco, J. M., Gonzalez, J., Zhukov, A. Advances in the fabrication and magnetic properties of Geysler alloy glass-coated microwires with high Curie temperature. Metals 15(7), 718 (2025)

28.Bekhouche, A., Alleg, S., Dadda, K., Costa, B. F. O., Wederni, A. & Suñol, J.-J. Ni_50Mn_37.5Sn_12.5 Geysler Alloy: Influence of Co Addition on the Structure, Martensitic Transition, and Magnetic Properties. Magnetochemistry 10(8), 59 (2024). DOI:10.3390/magnetochemistry10080059

29.Erager, K. R., Sokolovskiy, V. V., Buchelnikov, V. D., Gamzatov, A. G. & Aliev, A. M. Phase Stability of Ni–(Co)–Mn–Z (Z = Ga, In, Sb, Sn) Geysler Alloys. Physics of Metals and Metallography 124(11), 1137–1144 (2023). DOI:10.31857/S0015323023601186

30.Straka, L. et al. Magnetic coercivity control by heat treatment in Geysler Ni-based alloys. Acta Materialia. Volume 169, 1 May 2019, Pages 109-121 https://doi.org/10.1016/j.actamat.2019.02.045.

УДК 524.4

ФОТОМЕТРИЧЕСКАЯ, АСТРОМЕТРИЧЕСКАЯ И ПАРАЛЛАКСНАЯ ДИАГНОСТИКА РАССЕЯННОГО ЗВЁЗДНОГО СКОПЛЕНИЯ STOCK 23

Парманова Мехриниса Тагаймуротовна,
базовый докторант Астрономического института АН РУз
mehriniso@astrin.uz
Бурхонов Отабек Анваржонович,
заведующий лабораторией «Галактическая астрономия»,
старший научный сотрудник Астрономического института АН РУз
boa@astrin.uz

Аннотация. *В работе представлены фотометрические и астрометрические характеристики рассеянного скопления Stock 23 по данным Gaia и изохроне PARSEC. Для рабочей выборки из 82 вероятных членов получены средние собственные движения μ_α*=−4.2785±0.1697 и μ_δ=−1.03109±0.18812 mas yr^{-1}, а пересчитанный модуль полного движения составляет μ_{tot}=4.4010 mas yr^{-1}. Средний параллакс равен 1.6015±0.2560 mas. Диаграмма G–(BP−RP) сопоставлена с изохроной PARSEC при Z=0.015 и log(age)=8.3, что соответствует возрасту порядка 2×10^8 лет. Распределения pmRA, pmDE и полного собственного движения демонстрируют концентрации около −4.4, −1.0 и 4.5 mas yr^{-1} соответственно. Сопоставление с современными Gaia-каталогами подтверждает устойчивость кинематического центра Stock 23, тогда как дистанционная шкала требует явного разделения среднего параллакса, его простой инверсии и принятой исходной оценки расстояния.*

Ключевые слова: *Stock 23, рассеянное звёздное скопление, Gaia, PARSEC, фотометрия, астрометрия, собственное движение, параллакс, расстояние.*

STOCK 23 TARQOQ YULDUZ TO‘DASINING FOTOMETRIK, ASTROMETRIK VA PARALLAKS DIAGNOSTIKASI

Annotatsiya. *Maqolada Stock 23 tarqoq yulduz to‘dasining Gaia ma’lumotlari va PARSEC izoxronasi asosidagi fotometrik hamda astrometrik xususiyatlari tahlil qilindi. 82 ta ehtimoliy a’zo uchun o‘rtacha xususiy harakat μ_α*=−4.2785±0.1697 va μ_δ=−1.03109±0.18812 mas yil^{-1}, to‘liq xususiy harakat esa μ_tot=4.4010 mas yil^{-1} ni tashkil etdi. O‘rtacha parallaks 1.6015±0.2560 mas. G–(BP−RP) diagrammasi Z=0.015 va log(age)=8.3 bo‘lgan PARSEC izoxronasi bilan taqqoslandi; bu qariyb 200 mln yil yoshga mos keladi. pmRA, pmDE va umumiy xususiy harakat taqsimotlari mos ravishda −4.4, −1.0 va 4.5 mas yil^{-1} atrofida asosiy konsentratsiyani ko‘rsatadi. Zamonaviy Gaia kataloglari bilan taqqoslash Stock 23 ning kinematik markazi barqarorligini tasdiqlaydi.*

Kalit so‘zlar: *Stock 23, tarqoq yulduz to‘dasi, Gaia, PARSEC, fotometriya, astrometriya, xususiy harakat, parallaks, masofa.*

PHOTOMETRIC, ASTROMETRIC AND PARALLAX DIAGNOSTICS OF THE STOCK 23 OPEN CLUSTER

Abstract*. We analyse the photometric and astrometric properties of the open cluster Stock 23 using Gaia data and a PARSEC isochrone. The working sample contains 82 probable members. The mean proper motions are μ_α*=−4.2785±0.1697 and μ_δ=−1.03109±0.18812 mas yr^{-1}, yielding μ_tot=4.4010 mas yr^{-1}, while the mean parallax is 1.6015±0.2560 mas. The G–(BP−RP) diagram is compared with a PARSEC isochrone with Z=0.015 and log(age)=8.3, corresponding to an age of about 200 Myr. The pmRA, pmDE, and total proper-motion distributions show principal concentrations near −4.4, −1.0, and 4.5 mas yr^{-1}, respectively. Comparison with modern Gaia-based catalogues supports the stability of the Stock 23 kinematic centre, while the distance scale is discussed by distinguishing the observed mean parallax, its direct inverse, and the adopted source distance.*

Keywords: *Stock 23, open cluster, Gaia, PARSEC, photometry, astrometry, proper motion, parallax, distance.*

Введение. Рассеянные звёздные скопления являются важными объектами для исследования структуры Галактического диска и эволюции звёздных популяций. Их вероятные члены формируются в близких начальных условиях и, в первом приближении, имеют общий возраст, сходный химический состав и близкую дистанционную шкалу. Поэтому согласованность координат, собственных движений, параллаксов и положения на диаграмме цвет–звёздная величина позволяет отличать физически связанную систему от случайного проекционного сгущения. После появления миссии Gaia такая проверка стала особенно эффективной, поскольку астрометрические параметры миллионов звёзд измеряются в единой системе с существенно более высокой точностью, чем в наземных каталогах предыдущего поколения [1–4].

Stock 23 относится к историческим объектам каталога Stock и расположен в направлении Camelopardalis. В до-Gaia эпоху его физический статус считался не вполне однозначным: яркие звёзды в этой области могли создавать впечатление визуального сгущения, не обязательно соответствующего единой кинематической системе [11]. Современная астрометрия изменила картину. Независимые Gaia-каталоги последовательно выделяют в направлении Stock 23 компонент со сходными собственными движениями и параллаксом [4–9]. Pang et al. [10] включили Stock 23 в трёхмерный морфологический анализ близких открытых скоплений и получили 78 членов, расстояние около 606.7 pc, возраст около 94 Myr и протяжённую filamentary-структуру. Таким образом, вопрос о реальности объекта в значительной степени решён в пользу физически связанного скопления, но точные параметры зависят от способа членского отбора. Сравнение современных работ показывает, что наиболее устойчивыми параметрами Stock 23 являются собственные движения и параллакс. Для компоненты μ_α^* Gaia-ориентированные оценки концентрируются приблизительно в диапазоне −4.25…−4.36 mas yr^{-1}, для μ_δ - около −0.86…−1.01 mas yr^{-1}, а средние параллаксы лежат примерно между 1.60 и 1.64 mas [5–10]. Значительно больший разброс сохраняется в оценках числа членов, центра, возраста и лучевой скорости. Это естественно для разреженного и структурно неоднородного объекта: различные алгоритмы по-разному трактуют периферийные звёзды, протяжённые структуры и источники с повышенными астрометрическими ошибками.

Цель настоящей работы — представить фотометрические, кинематические и дистанционные характеристики Stock 23 в форме отдельного объектного исследования, проверить внутреннюю согласованность приведённых параметров и сопоставить их с современными Gaia-ориентированными каталогами. Дополнительно анализируется положение вероятных членов на диаграмме G–(BP−RP) и соответствие изохроне PARSEC с Z=0.015 и log(age)=8.3. Такой подход позволяет оценить объект одновременно по фотометрической последовательности, собственным движениям и параллаксу.

Объект исследования и методы. Объектом исследования является рассеянное звёздное скопление Stock 23. В исходном материале для него сформирована рабочая выборка из N_{mem}=82 вероятных членов. В настоящей статье эта выборка рассматривается как исходный результат членского отбора. Таблица с индивидуальными вероятностями членства и полным набором критериев отбора в предоставленном материале отсутствует, поэтому алгоритм membership selection заново не реконструируется. Такой подход позволяет избежать приписывания исходной выборке недокументированного порога P_{mem} или конкретного классификатора. Для кинематической диагностики используются две компоненты собственного движения Gaia: μ_α^* и μ_δ. Их совместное рассмотрение физически информативнее одномерного модуля, однако последняя величина удобна как внутренняя арифметическая проверка. Полное собственное движение рассчитывалось по стандартному соотношению $\mu_{tot} = \sqrt{(\mu_\alpha^{*2} + \mu_\delta^2)}$. При μ_α^*=−4.2785 mas yr^{-1} и μ_δ=−1.03109 mas yr^{-1} получено μ_{tot}=4.4010 mas yr^{-1}. Это значение используется далее вместо прежней величины 4.5016 mas yr^{-1}, которая не воспроизводится из приведённых компонент.

Средний параллакс рабочей выборки равен ϖ=1.6015±0.2560 mas. Параллакс и расстояние рассматриваются раздельно. Диагностическая простая инверсия центрального значения даёт d_{inv}=1000/ϖ=624.4 pc. В исходной таблице одновременно приведено d=573.3004±145.1008 pc, но способ получения этой величины в доступном файле не документирован. Поэтому далее она обозначается как исходная принятая дистанционная оценка d_adopt, а не как результат прямой инверсии среднего параллакса. При ненулевой ошибке параллакса такая методическая осторожность принципиальна, поскольку преобразование 1/ϖ нелинейно и для точной дистанционной оценки предпочтительна вероятностная постановка [13, 14]. Для внешней проверки использованы современные Gaia-ориентированные каталоги и Unified Cluster Catalogue (UCC) [4–10]. Сопоставлялись координаты центра, средний параллакс, μ_α^*, μ_δ и лучевая скорость. Такое сравнение не предназначено для выбора единственного «правильного» каталога; оно показывает, лежат ли параметры нашей выборки в устойчивой области независимых современных решений. Лучевая

скорость рассматривается как поддерживающий признак, поскольку число индивидуальных спектроскопических членов и процедура исключения двойных систем в исходном наборе не задокументированы.

Фотометрическая диагностика выполнена по диаграмме G–(BP−RP), предоставленной для Stock 23. На неё нанесена изохрона PARSEC с Z=0.015 и log(age)=8.3. Значение log(age)=8.3 соответствует возрасту порядка 200 млн. лет. Астрометрические распределения pmRA, pmDE и PM представлены по Gaia EDR3 и используются как диагностические формы выборки: положение их максимумов сопоставляется со средними параметрами рабочей выборки Gaia DR3. Поскольку исходные данные для построения этих гистограмм в текущем пакете не представлены, гладкие красные кривые интерпретируются только как визуальные аппроксимации формы распределений, а не как самостоятельные статистические модели.

Таблица 1. Основные параметры Stock 23, используемые в анализе.

Параметр	Значение	Интерпретация
N_{mem}	82	число вероятных членов
α_{cent}, δ_{cent}	49.00849°, 60.2833°	центр рабочей выборки
$\mu_\alpha*$	-4.2785 ± 0.1697 mas yr^{-1}	среднее собственное движение
μ_δ	-1.03109 ± 0.18812 mas yr^{-1}	среднее собственное движение
μ_{tot}	4.4010 mas yr^{-1}	пересчитано из двух компонент
ϖ	1.6015 ± 0.2560 mas	средний параллакс
d_{inv}	624.4 pc	простая инверсия среднего ϖ
d_{adopt}	573.3 ± 145.1 pc	исходная дистанционная оценка
RV	-22.12 ± 5.70 km s^{-1}	рабочая системная скорость

Результаты и их анализ. Диаграмма цвет–звёздная величина и возраст. На рисунке 1 показано положение звёзд Stock 23 на диаграмме G–(BP−RP) вместе с изохроной PARSEC. Основная наблюдаемая последовательность прослеживается от яркой части примерно G≈10–12 mag к слабым звёздам до G≈19 mag. Изохрона с Z=0.015 и log(age)=8.3 проходит вдоль значительной части последовательности и может рассматриваться как рабочее фотометрическое решение для данной выборки. Возраст log(age)=8.3 соответствует примерно 2×10^8 лет. При этом данное значение следует связывать именно с представленной выборкой и принятой изохроной, а не рассматривать как независимую спектроскопическую характеристику объекта.

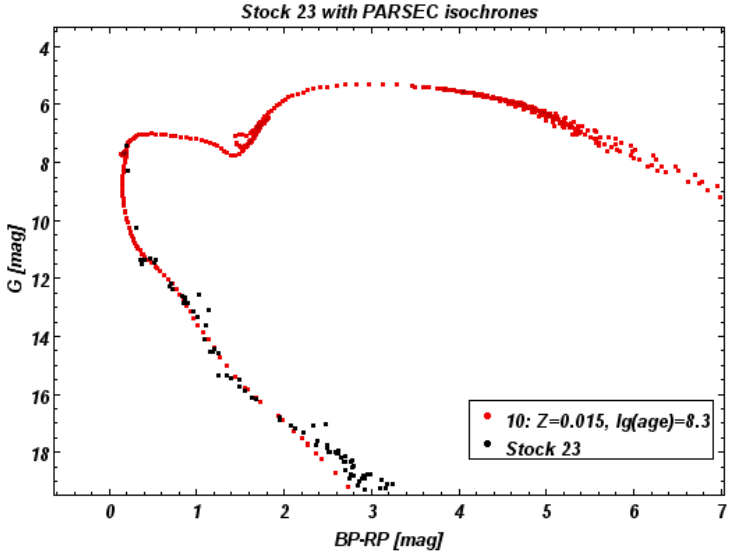


Рисунок 1. Диаграмма G–(BP−RP) для Stock 23 и изохрона PARSEC с Z=0.015 и log(age)=8.3.

Собственные движения. Одномерные распределения Gaia EDR3 дают независимую визуальную проверку кинематической компактности выборки. На рисунках 2 и 3 представлены pmRA и pmDE. Основная концентрация pmRA находится около −4.4 mas yr^{-1}, тогда как pmDE имеет максимум около

−1.0 mas yr⁻¹. Эти области согласуются со средними значениями рабочей выборки μ_α*=−4.2785±0.1697 и μ_δ=−1.03109±0.18812 mas yr⁻¹. Наличие некоторой ширины распределений ожидаемо из-за индивидуальных ошибок, возможной примеси полевых объектов и неоднородности членской выборки.

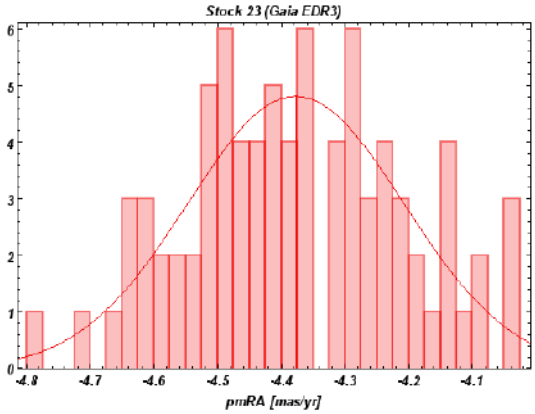


Рисунок 2. Распределение pmRA для Stock 23, Gaia EDR3.

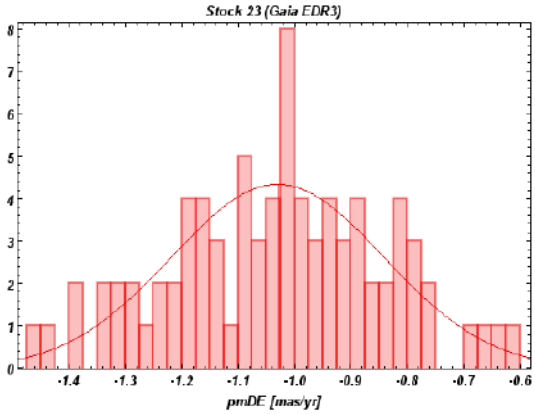


Рисунок 3. Распределение pmDE для Stock 23, Gaia EDR3.

Полное собственное движение. Распределение PM на рисунке 4 имеет наиболее заметную концентрацию около 4.5 mas yr⁻¹ и в основном занимает диапазон приблизительно 4.1–4.9 mas yr⁻¹. Эта форма согласуется с пересчитанным по средним компонентам значением μ_{tot}=4.4010 mas yr⁻¹. Согласование гистограмм pmRA, pmDE и PM важно как внутренняя проверка: кинематический центр, полученный из средних компонент, попадает в область наибольшей плотности одномерных распределений.

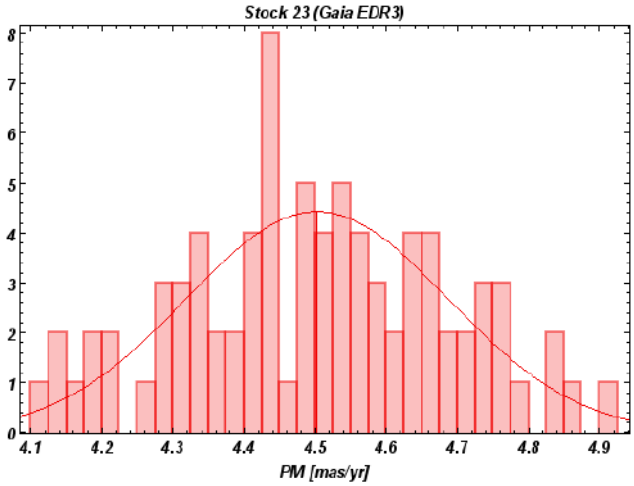


Рисунок 4. Распределение полного собственного движения PM для Stock 23, Gaia EDR3

Собственные движения. Средние значения μ_α*=−4.2785±0.1697 и μ_δ=−1.03109±0.18812 mas yr⁻¹ располагают рабочую выборку непосредственно внутри области современных Gaia-оценок Stock 23. Текущая сводка UCC приводит приблизительно (−4.323, −1.004) mas yr⁻¹. Разность по двум компонентам составляет (+0.0445, −0.0271) mas yr⁻¹, а длина векторной разности — около 0.052 mas yr⁻¹. По сравнению с межкаталожным разбросом это небольшое смещение. Следовательно, кинематический центр выборки из 82 звёзд не является изолированным решением, а согласуется с независимыми современными исследованиями.

Пересчёт модуля полного собственного движения также устраняет внутреннюю численную неоднозначность. Из приведённых компонент следует μ_{tot}=4.4010 mas yr⁻¹. Эта величина математически однозначна при заданных μ_α* и μ_δ и потому предпочтительнее прежнего значения 4.5016 mas yr⁻¹. Сам по себе модуль не заменяет двумерный анализ на VPD, но служит удобной проверкой согласованности табличных данных. Параллакс и расстояние. Значение ϖ=1.6015±0.2560 mas находится на нижней границе узкого современного диапазона для Stock 23. В литературе встречаются, например, 1.620 mas у Dias et al. (2019), 1.613 mas у Cantat-Gaudin et al. (2020), 1.609 mas у Dias et al. (2021), 1.627 mas у Hunt & Reffert (2023) и 1.631 mas в текущей сводке UCC [5–9]. Разброс

между этими величинами составляет лишь несколько сотых mas, что указывает на устойчивость Gaia-дистанционной шкалы объекта.

Простая инверсия нашего среднего параллакса даёт 624.4 pc. Эта величина близка к современным Gaia-ориентированным расстояниям порядка 0.60–0.62 kpc: Dias et al. (2021) приводят около 604 pc, Pang et al. [10] — 606.7 pc, а в сводных современных решениях встречаются значения около 610 pc. Исходная оценка d_{adopt}=573.3±145.1 pc имеет существенно большую неопределённость и статистически охватывает этот диапазон, однако её центральное значение ниже. Поэтому для окончательной дистанционной шкалы предпочтительно использовать индивидуальные параллаксы членов и явно заданную вероятностную модель, а не отождествлять d_{adopt} с 1/средний параллакс.

Лучевая скорость. В исходном материале получено RV=−22.1213±5.703 km s^{-1}. Это практически совпадает с текущей сводной величиной UCC −21.918 km s^{-1}. При этом отдельные публикации дают заметно отличающиеся значения: около −17.24 km s^{-1} у Dias et al. (2021), −18.57 km s^{-1} у Pang et al. [10] и более отрицательное значение в каталоге Hunt & Reffert [8]. Такой разброс может быть связан с небольшим числом спектроскопических членов, двойственностью и различиями в процедурах усреднения. Поэтому RV в настоящей работе рассматривается как поддерживающая системная характеристика, а не как окончательно установленная трёхмерная скорость скопления.

Таблица 2. Сопоставление современных астрометрических характеристик Stock 23.

Источник	ϖ, mas	μ_α*, mas yr^{-1}	μ_δ, mas yr^{-1}	RV, km s^{-1}	d, pc
Dias et al. 2019	1.620	−4.286	−0.921	−16.30	—
Cantat-Gaudin et al. 2020	1.613	−4.261	−0.865	—	—
Dias et al. 2021	1.609	−4.250	−0.874	−17.24	≈604
Pang et al. 2022	—	—	—	≈−18.57	606.7
Hunt & Reffert 2023	1.627	−4.324	−0.993	−34.77	—
UCC, сводка	1.631	−4.323	−1.004	−21.918	≈610
Настоящая работа	1.6015	−4.2785	−1.0311	−22.12	624.4*

** 624.4 pc — диагностическая простая инверсия среднего параллакса; исходная оценка d_adopt=573.3±145.1 pc рассматривается отдельно.*

Межкаталожная устойчивость параметров. На рисунках 5 и 6 показано положение настоящего решения относительно современных опубликованных значений. Собственное движение образует компактную область в пространстве (μ_α*, μ_δ), причём точка нашей работы лежит рядом с UCC и другими Gaia-каталогами. Аналогичная картина наблюдается для параллакса: 1.6015 mas находится внутри современного диапазона и практически совпадает с одной из последних каталоговых оценок. Такой результат важен физически, поскольку согласованность независимых каталогов означает, что астрометрическое ядро Stock 23 устойчиво к различиям в конкретном алгоритме членского отбора.

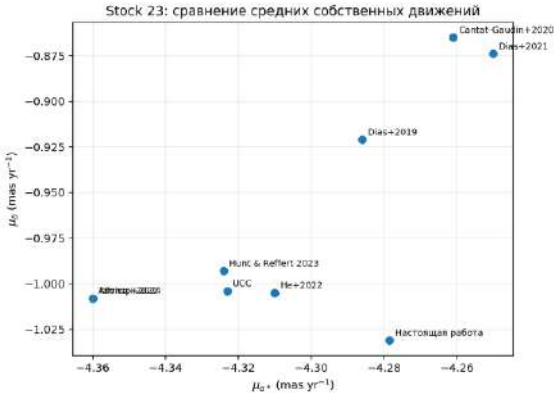


Рисунок 5. Сопоставление средних собственных движений Stock 23

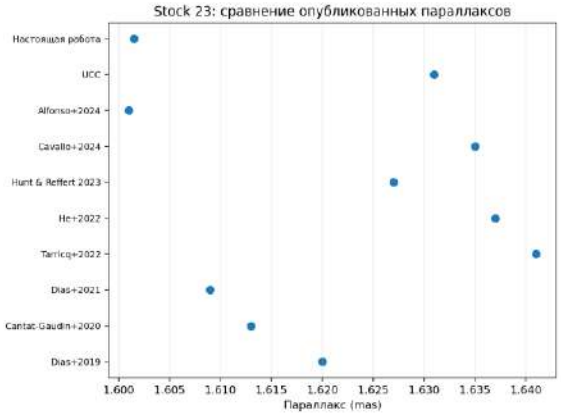


Рисунок 6. Сопоставление опубликованных средних параллаксов Stock 23

Физическая интерпретация. Современные данные показывают, что Stock 23 представляет собой не просто визуальное сгущение ярких звёзд. Согласованные параллакс и собственные движения подтверждаются несколькими независимыми исследованиями, а Pang et al. [10] дополнительно выявили протяжённую filamentary-морфологию. Для такого объекта различия опубликованных координат центра и числа членов ожидаемы: алгоритм, ориентированный на плотное ядро, и метод, сохраняющий вытянутую периферию, могут давать разные геометрические центры при сходном

системном движении. Центр нашей выборки (49.00849°, 60.2833°) находится в пределах современного межкаталожного разброса. От текущего UCC-центра он отличается лишь на несколько угловых минут. Это меньше характерного разброса центров между отдельными каталогами и не указывает на отдельную физическую проблему. Напротив, такая чувствительность согласуется с протяжённой структурой объекта и подчёркивает необходимость указывать способ определения центра.

Фотометрическое решение Stock 23 в настоящей работе дополняет астрометрическую диагностику. Представленная PARSEC-изохрона с Z=0.015 и log(age)=8.3 соответствует возрасту порядка 200 млн. лет и в целом проходит вдоль наблюдаемой последовательности на CMD. Вместе с тем возраст остаётся более модельно-зависимым параметром, чем собственное движение и параллакс: его окончательная точность зависит от состава членской выборки, межзвёздного поглощения, двойственности и принятой модельной сетки. Поэтому значение log(age)=8.3 рассматривается как рабочее фотометрическое решение для данной выборки и сопоставляется с литературным диапазоном, а не как единственная возможная оценка возраста. Главное ограничение текущего анализа связано с отсутствием в исходном файле полного member catalogue. Без $source_{id}$, индивидуальных параллаксов, ошибок, показателей качества и вероятностей членства невозможно независимо воспроизвести VPD, проверить устойчивость N_{mem} к изменению порога и построить строгий общий posterior расстояния. Поэтому уже устойчивые системные параметры — $\mu_\alpha*$, μ_δ и ϖ — отделяются от производных величин, метод получения которых требует дополнительной документации. Такой подход сохраняет научную прозрачность и одновременно показывает, какие данные необходимы для следующего этапа анализа.

Фотометрическая и астрометрическая согласованность. Включение диаграммы G–(BP−RP) позволяет проверить, формирует ли кинематически выделяемая группа физически осмысленную звёздную последовательность. Представленная CMD поддерживает такую интерпретацию: значительная часть точек следует общему ходу изохроны PARSEC. Одновременно гистограммы pmRA, pmDE и PM показывают концентрации около тех же значений, которые получены из средних параметров рабочей выборки. Совместное рассмотрение фотометрии и кинематики поэтому усиливает аргумент в пользу реальности Stock 23 как единой звёздной системы.

Число членов и пространственная структура. Наша рабочая выборка включает 82 вероятных члена. Это число близко к 78 звёздам, отобранным Pang et al. [10] на основе Gaia EDR3 и алгоритма StarGO. Само по себе сходство численности не означает тождественности двух списков, однако показывает, что порядок величины рабочей выборки реалистичен относительно независимого современного анализа. В той же работе Stock 23 отнесён к объектам с filamentary-морфологией. Для протяжённой и несимметричной системы различия координат центра между каталогами становятся физически ожидаемыми: выбор плотного ядра и включение вытянутой периферии могут менять геометрический центр и число членов, почти не изменяя системные собственные движения и параллакс. Именно такая картина наблюдается при сравнении современных решений Stock 23.

Заключение.

1. Для Stock 23 используется рабочая выборка из 82 вероятных членов. Среднее собственное движение составляет $\mu_\alpha*=-4.2785\pm0.1697$ и $\mu_\delta=-1.03109\pm0.18812$ mas yr^{-1}.

2. Модуль полного собственного движения, пересчитанный из двух компонент, равен $\mu_{tot}=4.4010$ mas yr^{-1}. Это значение согласуется с максимумом распределения PM около 4.5 mas yr^{-1}.

3. Распределения Gaia EDR3 показывают основные концентрации около pmRA≈−4.4, pmDE≈−1.0 и PM≈4.5 mas yr^{-1}, что поддерживает внутреннюю согласованность кинематического решения.

4. Диаграмма G–(BP−RP) согласуется с рабочей изохроной PARSEC с Z=0.015 и log(age)=8.3, соответствующей возрасту порядка 200 млн лет. Эта возрастная оценка рассматривается как фотометрическое решение для данной выборки.

5. Средний параллакс $\varpi=1.6015\pm0.2560$ mas хорошо согласуется с современными Gaia-ориентированными каталогами. Его простая инверсия даёт 624.4 pc, тогда как исходная оценка d_adopt=573.3±145.1 pc рассматривается отдельно.

6. Лучевая скорость RV=−22.12±5.70 km s^{-1} близка к текущему сводному значению UCC, однако разброс опубликованных RV указывает на необходимость проверки по индивидуальным спектроскопическим членам.

7. Совместное рассмотрение CMD, собственных движений и параллакса поддерживает интерпретацию Stock 23 как реального рассеянного скопления с устойчивым кинематическим центром.

8. Для полного воспроизводимого анализа желательно дополнить работу звезда-за-звездой каталогом 82 членов, индивидуальными вероятностями членства, параллаксами и фотометрическими величинами, чтобы заново выполнить единый membership и isochrone fit.

ЛИТЕРАТУРА:

1. Gaia Collaboration, Vallenari A., Brown A. G. A., Prusti T., et al. Gaia Data Release 3. Summary of the content and survey properties // Astronomy & Astrophysics. 2023. Vol. 674. A1. DOI: 10.1051/0004-6361/202243940.

2. Gaia Collaboration, Brown A. G. A., Vallenari A., Prusti T., et al. Gaia Early Data Release 3. Summary of the contents and survey properties // Astronomy & Astrophysics. 2021. Vol. 649. A1. DOI: 10.1051/0004-6361/202039657.

3. Lindegren L., Bastian U., Biermann M., Bombrun A., de Torres A., Gerlach E., et al. Gaia Early Data Release 3. Parallax bias versus magnitude, colour, and position // Astronomy & Astrophysics. 2021. Vol. 649. A4. DOI: 10.1051/0004-6361/202039653.

4. Cantat-Gaudin T., Jordi C., Vallenari A., Bragaglia A., Balaguer-Núñez L., Soubiran C., et al. A Gaia DR2 view of the open cluster population in the Milky Way // Astronomy & Astrophysics. 2018. Vol. 618. A93.

5. Cantat-Gaudin T., Anders F. Clusters and mirages: cataloguing stellar aggregates in the Milky Way // Astronomy & Astrophysics. 2020. Vol. 633. A99.

6. Cantat-Gaudin T., Anders F., Castro-Ginard A., Jordi C., Romero-Gómez M., Soubiran C., et al. Painting a portrait of the Galactic disc with its stellar clusters // Astronomy & Astrophysics. 2020. Vol. 640. A1.

7. Dias W. S., Monteiro H., Moitinho A., Lépine J. R., Carraro G., Paunzen E., et al. Updated parameters of 1743 open clusters based on Gaia DR2 // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 2021. Vol. 504. P. 356–371.

8. Hunt E. L., Reffert S. Improving the open cluster census. II. An all-sky cluster catalogue with Gaia DR3 // Astronomy & Astrophysics. 2023. Vol. 673. A114. DOI: 10.1051/0004-6361/202346285.

9. Perren G. I., Pera M. S., Navone H. D., Vázquez R. A. The Unified Cluster Catalogue: towards a comprehensive and homogeneous data base of stellar clusters // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 2023. Vol. 526. P. 4107–4119.

10. Pang X., Tang S.-Y., Li Y., Yu Z., Wang L., Li J., et al. 3D Morphology of Open Clusters in the Solar Neighborhood with Gaia EDR3. II. Hierarchical Star Formation Revealed by Spatial and Kinematic Substructures // The Astrophysical Journal. 2022. Vol. 931. 156. DOI: 10.3847/1538-4357/ac674e.

11. Straižys V., Laugalys V. Young Stars and Clouds in Camelopardalis // Handbook of Star Forming Regions, Vol. I: The Northern Sky / ed. B. Reipurth. ASP Monograph Publications. 2008. Vol. 4. P. 294.

12. Soubiran C., Cantat-Gaudin T., Romero-Gómez M., Casamiquela L., Jordi C., Vallenari A., et al. Open cluster kinematics with Gaia DR2 // Astronomy & Astrophysics. 2018. Vol. 619. A155.

13. Bailer-Jones C. A. L. Estimating Distances from Parallaxes // Publications of the Astronomical Society of the Pacific. 2015. Vol. 127. P. 994–1009. DOI: 10.1086/683116.

14. Bailer-Jones C. A. L., Rybizki J., Fouesneau M., Demleitner M., Andrae R. Estimating Distances from Parallaxes. V. Geometric and Photogeometric Distances to 1.47 Billion Stars in Gaia EDR3 // The Astronomical Journal. 2021. Vol. 161. 147. DOI: 10.3847/1538-3881/abd806.

2030 UZBEKISTAN RESEARCH ONLINE
uzjournals.edu.uz

digital object identifier

Google scholar

ROAD DIRECTORY OF OPEN ACCESS SCHOLARLY RESOURCES

ADVANCED SCIENCES INDEX

"SCIENTIFIC REPORTS OF BUKHARA STATE UNIVERSITY"

The journal was composed in the Editorial and Publishing Department of Bukhara State University.

Editorial address:
Bukhara, 200117
Bukhara State University, main building, 2nd floor, room 219.
Editorial and Publishing Department.
https://buxdu.uz/32-buxoro-davlat-universiteti-ilmiy-axboroti/131/131-buxoro-davlat-universiteti-ilmiy-axboroti/
e-mail:
nashriyot_buxdu@buxdu.uz

Printing was permitted 29.10.2026 y. Paper format 60x84,1/8. Printed in express printing method. Conditional printing plate – 35,30. Circulation 70. Order № 30. Price is negotiable.

Published in the printing house "BUKHARAHAMD PRINT" LLC
Address: Bukhara, Hofiz tanish Bukhari street, 190 B-house