



KazNU Science - ҚазУУ Ғылымы - Науқа ҚазНУ

ӘЛ-ФАРАБИ атындағы ҚАЗАҚ ҰЛТТЫҚ УНИВЕРСИТЕТІ КАЗАХСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ имени АЛЬ-ФАРАБИ AL-FARABI KAZAKH NATIONAL UNIVERSITY

ХАБАРШЫ

ФИЗИКА СЕРИЯСЫ

ВЕСТНИК

СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ









RECENT CONTRIBUTIONS
TO PHYSICS

1(96)2026

Теориялық физика
Ядро және элементар бөлшектер физикасы
Астрофизика

Theoretical Physics
Nuclear and Elementary Particle Physics
Astrophysics

Теоретическая физика
Физика ядра и элементарных частиц
Астрофизика

T. Konysbayev^{1,2} , Ye. Kurmanov^{1,2*} , U. Nurlanbek² , G. Rabigulova^{1,2} ,
M. Adil² , B. Bekmurat² , G. Tuzen² , A. Urazalina^{1,2,3} 

¹National Nanotechnology Laboratory of Open Type, Almaty, Kazakhstan

²Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan

³Institute of Nuclear Physics, Almaty, Kazakhstan

*e-mail: kurmanov.yergali@kaznu.kz

QUASI-PERIODIC OSCILLATIONS AROUND COMPACT OBJECTS WITHIN THE SEN SPACETIME

We investigate kilohertz (kHz) quasi-periodic oscillations (QPOs) observed in eight neutron-star low-mass X-ray binaries within the framework of the relativistic precession model (RPM). Fundamental (epicyclic) frequencies of test particles on circular orbits are computed in the static Sen spacetime. By fitting the Keplerian and epicyclic frequencies to the observed lower and upper QPO frequency pairs, (f_L, f_U) , we infer the masses and electric charges of the compact objects and compare the results with those obtained in the Schwarzschild spacetime using the Akaike and Bayesian information criteria (AIC/BIC). We find that the Schwarzschild geometry provides physically consistent fits for four sources, while for GX 5–1 and GX 340+0 the Sen spacetime becomes effectively indistinguishable from Schwarzschild, indicating that no electric charge is required. Although the Sen metric yields statistically improved fits for the remaining four sources, the inferred large masses as well as large electric charges are incompatible with neutron-star physics. We therefore conclude that the static Sen spacetime does not provide a physically viable description of kHz QPOs in neutron-star systems.

Keywords: accretion discs, QPOs, black holes, neutron star, X-ray binaries, relativistic precession model.

Т. Қонысбаев^{1,2}, Е. Курманов^{1,2*}, Ұ. Нұрланбек², Г. Рабиғұлова^{1,2},
М. Әділ², Б. Бекмұрат², Г. Түзен², А. Уразалина^{1,2,3}

¹Ашық түрдегі ұлттық нанотехнологиялық зертхана, Алматы, Қазақстан

²Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Алматы, Қазақстан

³Ядролық физика институты, Алматы, Қазақстан

*e-mail: kurmanov.yergali@kaznu.kz

Сен кеңістік-уақытындағы шағын нысандар айналасындағы квазипериодтық тербелістер

Бұл мақалада релятивистік прецессия моделі шеңберінде сегіз нейтрон жұлдызы бар төмен массалы рентгендік қос жұлдыздық жүйелерде байқалған килогерцтік (кГц) квазипериодтық тербелістерді (КПТ) зерттелген. Дөңгелек орбиталармен қозғалатын сынақ бөлшектерінің негізгі (эпициклдік) жиіліктері статикалық Сен кеңістік-уақытында есептелді. Кеплерлік және эпициклдік жиіліктерді бақылаудан алынған төменгі және жоғарғы КПТ жиілік жұптарымен (f_L, f_U) сәйкестендіру арқылы шағын нысандардың массалары мен электр зарядтарын анықталды. Сонымен қатар Акайке және Байес ақпараттық критерийлерін (AIC/BIC) қолдана отырып Шварцшильд кеңістік-уақытындағы нәтижелермен салыстырылды. Шварцшильд геометриясы төрт дереккөз үшін физикалық тұрғыдан үйлесімді нәтиже көрсетті. Ал GX 5–1 және GX 340+0 үшін Сен метрикасы Шварцшильд геометриясымен жуық болатыны анықталды, яғни бұл шағын нысандар үшін электр зарядын енгізудің қажет еместігін білдіреді. Қалған төрт дереккөз үшін Сен метрикасы статистикалық тұрғыдан жақсырақ сәйкестік бергенімен, алынған үлкен массалар мен үлкен электр зарядтары нейтрон жұлдыздарының физикасына сәйкес келмейді. Осылайша, біз

статикалық Сен метрикасы нейтрон жұлдыз жүйелеріндегі кГц КПО-ді физикалық тұрғыдан дұрыс сипаттай алмайды деген қорытындыға келеміз.

Түйін сөздер: аккрециялық дискілер, квазипериодтық тербелістер, қара құрдымдар, нейтрон жұлдыздары, рентгендік қос жұлдыздық жүйелер, релятивистік прецессия моделі.

Т. Конысбаев^{1,2}, Е. Курманов^{1,2*}, У. Нурланбек², Г. Рабигулова^{1,2},
М. Адил², Б. Бекмурат², Г. Тузен², А. Уразалина^{1,2,3}

¹Национальная нанотехнологическая лаборатория открытого типа, Алматы, Казахстан

²Казахский национальный университет имени аль-Фараби, Алматы, Казахстан

³Институт ядерной физики, Алматы, Казахстан

*e-mail: kurmanov.yergali@kaznu.kz

Квазипериодические осцилляции вокруг компактных объектов в пространстве-времени Сена

В данной работе исследованы килогерцовые (кГц) квазипериодические осцилляции (КПО), наблюдаемые в восьми рентгеновских двойных системах с нейтронными звёздами низкой массы, в рамках модели релятивистской прецессии. Основные (эпициклические) частоты тестовых частиц на круговых орбитах вычисляются в статическом пространстве–времени Сена. Путём подгонки кеплеровских и эпициклических частот к наблюдаемым парам низких и высоких частот КПО (f_L, f_U) мы определяем массы и электрические заряды компактных объектов и сравниваем результаты с полученными в пространстве–времени Шварцшильда с использованием информационных критериев Акаике и Байеса (AIC/BIC). Мы находим, что геометрия Шварцшильда даёт физически согласованные аппроксимации для четырёх источников, тогда как для GX 5–1 и GX 340+0 пространство–время Сена становится практически неотличимым от Шварцшильдовского, что указывает на отсутствие необходимости вводить электрический заряд. Хотя метрика Сена обеспечивает статистически более точные подгонки для оставшихся четырёх источников, полученные большие массы и большие электрические заряды несовместимы с физикой нейтронных звёзд. Следовательно, мы заключаем, что статическая метрика Сена не даёт физически реалистичного описания кГц КПО в системах с нейтронными звёздами.

Ключевые слова: аккреционные диски, квазипериодические осцилляции, чёрные дыры, нейтронные звёзды, рентгеновские двойные системы, модель релятивистской прецессии.

Introduction

Rotating neutron stars, commonly observed as pulsars, can exist either as isolated objects or as members of binary systems. In binaries, accretion from a companion star can significantly increase both the mass and the spin of the neutron star, as angular momentum is transferred through the accretion flow. As a result, pulsars in LMXBs can reach spin frequencies of several hundred hertz, with the fastest known pulsar rotating at 716 Hz [1]. These rapidly rotating neutron stars provide natural laboratories for studying gravity and dense-matter physics in the strong-field regime.

Quasi-periodic oscillations (QPOs) appear as narrow peaks in the Fourier power spectra of X-ray light curves and were first identified in cataclysmic variables [2]. They have since been widely observed in neutron-star and black-hole LMXBs [3,4], as well

as in ultraluminous X-ray sources and active galactic nuclei (e.g. [5-8]). In many systems, the measured QPO frequencies indicate that the oscillations originate in the innermost regions of the accretion flow, close to the compact object, making QPOs sensitive probes of strong-gravity effects [9]. However, their diagnostic potential remains limited by the absence of a universally accepted physical model of their origin.

In neutron-star LMXBs, QPOs are commonly classified into low- and high-frequency types. Low-frequency QPOs typically span the range from about 0.1 to 60 Hz and, in Z sources, are traditionally divided into horizontal, normal and flaring-branch oscillations [10-12]. Although Atoll sources do not follow the same colour–colour diagram tracks [13], they exhibit analogous low-frequency QPO features

[14]. By contrast, High-frequency QPOs lie in the 300-1000 Hz range and are therefore known as kilohertz (kHz) QPOs [3]. These often appear as a pair of peaks, referred to as the upper and lower kHz QPOs, whose frequencies typically increase with X-ray flux. Several neutron-star LMXBs display such twin kHz QPOs, which are believed to be generated in the innermost regions of the accretion disk [9]. In this work, we focus on these systems and use their QPO properties to test gravity models in the strong-field regime.

We deliberately adopt the static Sen spacetime in order to isolate the physical effect of the string-inspired electric charge on the QPO phenomenology [15]. Although the rotating Sen solution contains both spin and charge, the simultaneous presence of these two parameters introduces a strong degeneracy in QPO modeling [16]. By setting the spin to zero, we show that the Sen charge alone can reproduce the

Sen spacetime

The geometry of the Sen spacetime is given by the metric of the form [21]:

$$ds^2 = -N(r)dt^2 + \frac{1}{N(r)}dr^2 + r^2 \left(1 + \frac{2b}{r}\right) d\theta^2 + r^2 \left(1 + \frac{2b}{r}\right) \sin^2 \theta d\varphi^2, \quad (1)$$

$$N(r) = \left[1 - \frac{2(M-b)}{r}\right] \left(1 + \frac{2b}{r}\right)^{-1},$$

here $b = \frac{\tilde{Q}^2}{2M}$, where \tilde{Q} denotes the electric charge of the compact object (in what follows, we set $\tilde{Q} = \frac{Q}{2}$), M represents its gravitational mass. The radius of the event horizon is obtained from the condition $N(r) = 0$, which yields

$$r_h = 2(M - b). \quad (2)$$

The t and φ components of test particle's 4-velocity may be expressed

$$u^t = \frac{E g_{\varphi\varphi} + L g_{t\varphi}}{g_{t\varphi}^2 - g_{tt} g_{\varphi\varphi}}, \quad u^\varphi = -\frac{E g_{t\varphi} + L g_{tt}}{g_{t\varphi}^2 - g_{tt} g_{\varphi\varphi}}. \quad (3)$$

Employing the normalization condition of the four-velocity, $u^\mu u_\mu = -1$, one obtains the following:

$$g_{rr} \dot{r}^2 + g_{\theta\theta} \dot{\theta}^2 = V_{eff}(r, \theta, E, L), \quad (4)$$

observed QPO frequencies and mimic the phenomenology of a rotating Kerr black hole. This strategy allows us to directly assess whether QPO observations can discriminate between classical rotation and string-theoretic corrections to gravity.

This work examines the circular and epicyclic motion of test particles around a compact object and evaluates the fundamental frequencies predicted by several metric models. We also analyze the QPOs observed in eight neutron-star sources: Cir X-1, GX 5-1, GX 17+2, GX 340+0, Sco X-1, 4U1608-52, 4U1728-34, and 4U0614+091 [17-20]. Our primary goal is to investigate the Sen metric, charged solution arising in the low-energy limit of heterotic string theory. Throughout this paper we adopt the $(-, +, +, +)$ signature and use geometric units ($G = c = 1$), providing astrophysically relevant expressions also in physical units.

Where $\dot{r} = u^r = \frac{dr}{d\lambda}$, $\dot{\theta} = u^\theta = \frac{d\theta}{d\lambda}$, the parameter λ is the affine parameter along the geodesic, corresponding to the proper time for a massive test particle. The effective potential V_{eff} can then be written as

$$V_{eff} = \frac{E^2 g_{\varphi\varphi} + 2ELg_{t\varphi} + L^2 g_{tt}}{g_{t\varphi}^2 - g_{tt} g_{\varphi\varphi}} - 1. \quad (5)$$

From these relations, one can obtain the Keplerian angular velocity of massive test particles-equal to the azimuthal orbital frequency-as well as the corresponding general expressions for the specific energy and the orbital angular momentum per unit mass for particles moving on circular trajectories.

$$\Omega_\varphi = \frac{-\partial_r g_{t\varphi} \pm \sqrt{(\partial_r g_{t\varphi})^2 - (\partial_r g_{tt})(\partial_r g_{\varphi\varphi})}}{\partial_r g_{\varphi\varphi}}, \quad (6)$$

$$E = -\frac{-g_{tt} + g_{t\varphi} \Omega_\varphi}{\sqrt{-g_{tt} - 2g_{t\varphi} \Omega_\varphi - g_{\varphi\varphi} \Omega_\varphi^2}}, \quad (7)$$

$$L = \frac{g_{t\varphi} + g_{\varphi\varphi} \Omega_\varphi}{\sqrt{-g_{tt} - 2g_{t\varphi} \Omega_\varphi - g_{\varphi\varphi} \Omega_\varphi^2}}, \quad (8)$$

where “+” indicates co-rotating (prograde) orbits and “-” denotes counter-rotating (retrograde) orbits. Because the metric is static ($g_{t\varphi} = 0$), all expressions

for Ω_ϕ , E , and L take their simplified forms obtained by setting $g_{t\phi} = 0$ in the general axisymmetric formulas.

The frequencies of epicyclic motion

The radial and vertical frequencies can be calculated by the following harmonic oscillator equations [22]

$$\frac{d^2 \delta r}{dt^2} + \Omega_r^2 \delta r = 0, \quad \frac{d^2 \delta \theta}{dt^2} + \Omega_\theta^2 \delta \theta = 0, \quad (9)$$

here

$$\Omega_r^2 = -\frac{1}{2g_{rr}(u^t)^2} \frac{\partial^2 V_{eff}}{\partial r^2}, \quad (10)$$

$$\Omega_\theta^2 = -\frac{1}{2g_{\theta\theta}(u^t)^2} \frac{\partial^2 V_{eff}}{\partial \theta^2}. \quad (11)$$

Using the Sen metric line element given in Eq. (1), together with the general expressions for the conserved energy and angular momentum in Eqs. (6)–(8), the specific energy E , the specific angular momentum L , and the temporal component of the four-velocity u^t for massive particles on circular equatorial orbits can be written in explicit form as

$$E = \frac{Q^2 + 4M(r - 2M)}{\sqrt{Q^2 + 4Mr}} \times \frac{\sqrt{Q^2 + 8Mr}}{\sqrt{F}}, \quad (12)$$

$$L = \frac{2\sqrt{2Mr}\sqrt{Q^2 + 4Mr}}{\sqrt{F}}, \quad (13)$$

Data analysis and results

To estimate the model parameters, we apply a nonlinear least-squares fitting procedure implemented through the `NonlinearModelFit` routine of the Wolfram Language (Mathematica). This method, based on a Levenberg–Marquardt–type algorithm, is well suited for nonlinear dependencies between observables and model parameters. Similar fitting techniques have been widely used in astrophysical studies, including pulsar spectral modelling [24], broadband Faraday-rotation analyses of AGN [25], radio-background calibration [26], and cosmological parameter estimation [27]. The routine returns the best-fitting parameter values along with statistical uncertainties and goodness-of-fit

$$u^t = \frac{\sqrt{(Q^2 + 4Mr)(Q^2 + 8Mr)}}{\sqrt{F}}. \quad (14)$$

The corresponding Keplerian and vertical epicyclic frequencies are identical in the non-rotating Sen spacetime and are given by

$$\Omega_\phi^2 = \Omega_\theta^2 = \frac{128M^4}{(Q^2 + 4Mr)^2(Q^2 + 8Mr)}. \quad (15)$$

The radial epicyclic frequency, governing the stability of circular motion against radial perturbations, takes the form

$$\Omega_r^2 = \frac{\Omega_\phi^2 [Q^2(F + 16M^2r^2) + 64M^3r^2(r - 6M)]}{4Mr(Q^2 + 4Mr)^2}, \quad (16)$$

where the auxiliary function F is defined as

$$F = Q^4 - 96M^3r + 12Q^2Mr - 8M^2(Q^2 - 4r^2), \quad (17)$$

and the Keplerian, radial epicyclic, and vertical oscillation frequencies are defined as

$$f_\phi = \frac{\Omega_\phi}{2\pi}, \quad f_r = \frac{\Omega_r}{2\pi}, \quad f_\theta = \frac{\Omega_\theta}{2\pi}. \quad (18)$$

Within the relativistic precession model (RPM), the lower QPO frequency f_L is identified with the periastron–precession frequency [23]

$$f_L = f_U - f_r, \quad (19)$$

while the upper QPO frequency f_U corresponds to the Keplerian frequency, $f_U = f_\phi$.

diagnostics, enabling a reliable assessment of the physical plausibility of the model.

To constrain the parameters of the Sen spacetime, we perform a simultaneous nonlinear least-squares fit of the model-predicted upper and lower kHz QPO frequencies to the observed data. For each observation k we compare the measured pair $(f_{U,obs,k}, f_{L,obs,k})$ with the corresponding theoretical predictions $f_U(r_k, \theta)$ and $f_L(r_k, \theta)$ derived from the orbital and radial epicyclic frequencies of the Sen metric. The best-fitting parameter set θ ($\theta = M, Q$) is obtained by minimising the χ^2 function in Eq. (20) using a nonlinear least-squares routine based on the

Mathematica function `NonlinearModelFit`. The procedure yields the optimal values of the spacetime parameters together with their formal uncertainties and the reduced chi-square, which we use to assess the quality of the fit and the viability of the QPO model.

$$\chi^2 = \sum_{k=1}^N \left[\frac{f_{U,k}^{obs} - f_{U,k}}{\sigma_{U,k}} \right]^2, \quad (20)$$

$\sigma_{U,k}$ denote the statistical uncertainties of the upper and lower kHz QPO frequencies at the k -th observation.

To further assess the quality of the fits and to compare different QPO models, we compute two commonly used statistical criteria: the Akaike Information Criterion (*AIC*) and the Bayesian Information Criterion (*BIC*). Both criteria penalize models with a larger number of free parameters and therefore provide a quantitative tool for model selection.

The *AIC* is defined as

$$AIC = \chi^2 + 2i, \quad (21)$$

where χ^2 is the minimum chi-square value obtained from the fit and i is the number of free model parameters.

The *BIC* introduces a stronger penalty for model complexity and is given by

$$BIC = \chi^2 + i \ln N, \quad (22)$$

where N is the total number of observational data points used in the fitting (i.e., the number of QPO frequencies included in the analysis).

Lower values of *AIC* and *BIC* indicate a more favourable model. These criteria enable us to evaluate whether the improvement in χ^2 justifies the introduction of additional parameters and therefore provide an objective basis for comparing alternative QPO models in the Sen spacetime.

When comparing different models, the strength of the evidence against a given model - or, equivalently, in favour of the reference model - can be evaluated through the *BIC* and the *AIC* difference. In particular,

- ΔAIC and $\Delta BIC \in [0,3]$ indicates weak evidence,
- ΔAIC and $\Delta BIC \in [3,6]$ indicates mild evidence,
- ΔAIC and $\Delta BIC > 6$ indicates strong evidence.

Accordingly, the preferred model is the one with the lowest *AIC*(*BIC*) value, although each case must be examined individually. By definition, the reference model has ΔAIC (*BIC*) = 0.

Table 1 – Best-fit parameters for the Schwarzschild and the Sen spacetimes.

Source	Metric	$M(M_{\odot})$	Q	<i>AIC</i>	<i>BIC</i>	ΔAIC	ΔBIC
Cir X1	Schwarzschild	2.04	–	103	102	0	0
	Sen	5.22	21.57	105	104	2	2
GX 5-1	Schwarzschild	2.16	–	213	211	0	0
	Sen	2.16	$-1.3 \cdot 10^{-5}$	216	213	3	3
GX 17+2	Schwarzschild	2.31	–	126	125	0	0
	Sen	2.71	5.45	129	127	3	3
GX 340+0	Schwarzschild	2.10	–	124	123	0	0
	Sen	2.10	$3.11 \cdot 10^{-6}$	126	125	2	2
Sco X1	Schwarzschild	1.96	–	476	472	209	215
	Sen	7.09	29.14	267	257	0	0
4U1608–52	Schwarzschild	1.96	–	143	141	27	27
	Sen	6.76	27.67	116	114	0	0
4U1728–34	Schwarzschild	1.71	–	86	86	10	10
	Sen	6.64	27.46	76	76	0	0
4U0614+091	Schwarzschild	1.90	–	252	250	48	50
	Sen	8.23	34.28	204	200	0	0

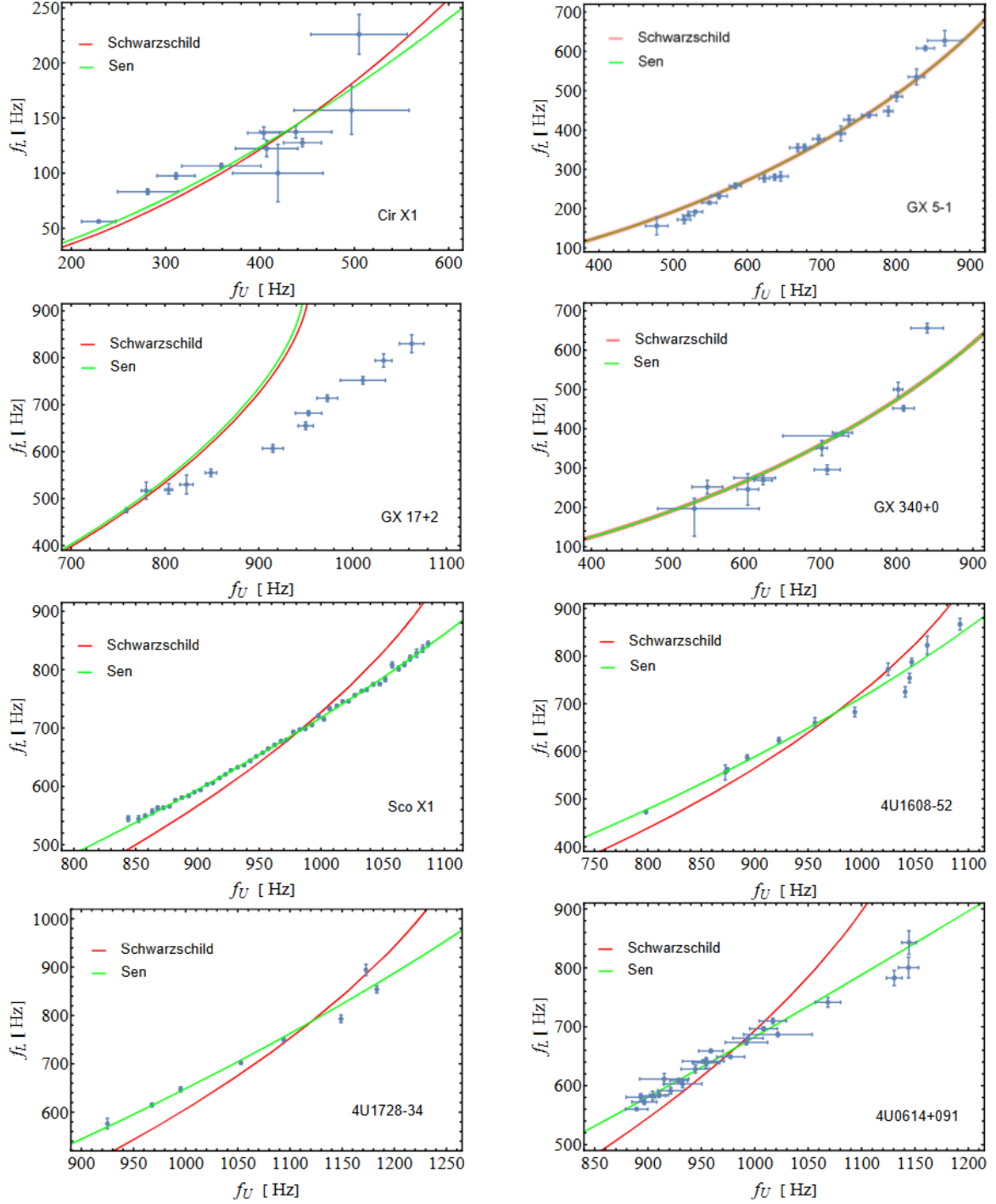


Figure 1 – Plots of f_L vs f_U frequencies of the QPO data sets considered in this work (dark cyan data with error bars).

Discussion

In this work we have applied the relativistic precession model in the non-rotating Sen spacetime and compared its predictions with those of the Schwarzschild metric for the same set of kHz QPO data from eight LMXB sources. The best-fit parameters summarized in Table 1 allow us to discuss both the statistical performance of the Sen model and the physical plausibility of the inferred masses and

charges. Using the best-fit parameters listed in Table 1, the quality of the resulting frequency relations is illustrated in Fig. 1, where the observed (f_L, f_U) data for all eight sources are compared with the predictions of the Schwarzschild and Sen spacetimes.

For the sources Cir X-1, GX 5-1, GX 17+2 and GX 340+0 the Schwarzschild metric provides the lowest AIC and BIC values, while the Sen spacetime

yields only a marginal deterioration of the fit quality (with $\Delta AIC, \Delta BIC \leq 3$). In two cases, GX~5-1 and GX~340+0, the best-fit charge is extremely small and compatible with zero within the numerical accuracy of our analysis, so that the Sen solution effectively reduces to the Schwarzschild one. For Cir~X-1 and GX~17+2 the Sen model prefers higher masses and non-vanishing charge, but the improvement with respect to the neutral case is not statistically significant according to standard information-criterion thresholds. These results indicate that, for these four systems, the available QPO data do not require the presence of a non-zero electric charge: Schwarzschild geometry already reproduces the observed frequency pairs at a level comparable to the charged Sen spacetime.

A markedly different behavior is found for Sco X-1, 4U~1608--52, 4U~1728--34 and 4U~0614+091. For these sources the fits in the Sen metric lead to substantially lower AIC and BIC values than in the Schwarzschild case, with ΔAIC and ΔBIC well above 6. In the usual interpretation of these criteria, such differences correspond to strong evidence in favour of the Sen spacetime. Nevertheless, the resulting fit requires masses in the range $M \simeq 6 - 8M_{\odot}$ together with substantial charge values Q . If the compact objects in these systems are indeed neutron stars, as suggested by independent observational arguments (burst properties, spectral states, and, in some cases, spin measurements), such large masses are difficult to reconcile with standard equations of state and with the commonly accepted upper limit for neutron star masses of about $3.2M_{\odot}$ (see, e.g., [28]). In this sense, the Sen fits for Sco X-1, 4U 1608-52, 4U 1728-34 and 4U 0614+091 are statistically very good, but they tend to push the system parameters into a regime that is more typical of stellar-mass black holes than of neutron stars.

This tension between statistical preference and physical consistency is also apparent when our findings are confronted with previous analyses based on different space times. In the Hartle–Thorne study of the same QPO sample [29], it was shown that including spin and quadrupole moments can slightly improve the description of some sources, but only a subset of the best-fit configurations remains compatible with realistic neutron star parameters once priors on the dimensionless spin j are imposed. For instance, restricting j to the range expected for slowly rotating neutron stars leads to acceptable solutions mainly for a few sources, while allowing very large j often produces unphysical masses. In that analysis the Schwarzschild metric already provides

robust and stable mass estimates for most systems, whereas the extension to Hartle–Thorne geometries mainly highlights the degeneracy between spin and quadrupole parameters and the limited constraining power of current QPO data. Our analysis in the Sen spacetime reveals an analogous pattern: the introduction of an additional parameter (the charge) can significantly lower the AIC/BIC values for some sources, but the corresponding masses and charges are often too extreme to be comfortably identified with a canonical neutron star.

It is also instructive to compare our findings with the original formulation of the relativistic precession model for Sco X-1 and 4U 1608-52 [23]. In that work, the observed pairs of kHz QPOs were successfully interpreted as the azimuthal and periastron precession frequencies of test particles orbiting close to the innermost stable circular orbit in a Schwarzschild (or slowly rotating) spacetime, yielding neutron star masses of the order of $\sim 2M_{\odot}$ and demonstrating that the QPOs probe the strong-field regime of general relativity. In contrast, when the same sources are reanalyzed in the Sen spacetime, we obtain a significantly better statistical fit at the price of inferring masses exceeding $6M_{\odot}$. This suggests that if Sco X-1 and 4U 1608-52 indeed host neutron stars, either the simple identification of the kHz QPOs with geodesic frequencies must be revised, or the Sen metric is not the appropriate effective description of their exterior gravitational field.

Overall, our study points to a twofold conclusion. On the one hand, the QPO data for several LMXBs can be reproduced extremely well in the Sen spacetime, and information criteria clearly favour this geometry over the Schwarzschild one for four sources. On the other hand, the corresponding best-fit parameters are often difficult to reconcile with the neutron star interpretation, in agreement with previous indications that current QPO data alone are insufficient to uniquely determine both the space-time metric and the stellar parameters [19, 23, 28, 29]. Future work should therefore include (i) a joint treatment of rotation and charge in the full Kerr-Sen spacetime, (ii) the incorporation of independent mass and radius constraints from spectroscopy and pulse profile modelling, and (iii) possible extensions of the RPM that account for non-geodesic effects in thick or magnetized accretion flows. Only by combining these ingredients will it be possible to assess whether QPOs can provide robust constraints on the parameters of Sen black holes or whether the charged dilatonic extension of general relativity remains disfavoured in realistic neutron star systems.

Conclusions

In this work, we have investigated the applicability of the relativistic precession model to the non-rotating Sen spacetime and tested its ability to reproduce the observed kHz QPOs from eight neutron-star LMXBs. By fitting the theoretical expressions for the Keplerian, radial epicyclic and vertical frequencies to the measured pairs f_L, f_U , we inferred the corresponding masses and electric charges of the compact objects and compared the statistical performance of the Sen metric with that of the Schwarzschild geometry.

Our analysis leads to several key conclusions. First, for four sources (Sco X-1, 4U 1608-52, 4U 1728-34 and 4U 0614+091), the Sen spacetime provides a substantially better statistical description of the QPO data, yielding markedly lower AIC/BIC values than Schwarzschild. However, corresponding best-fit masses, $M \simeq 6 - 8M_\odot$, together with large charge values, are incompatible with a neutron-star interpretation. Thus, although the Sen geometry succeeds statistically, it fails to provide physically acceptable stellar parameters for these systems. Second, for the remaining four sources (Cir X-1, GX 5-1, GX 17+2 and GX 340+0), the improvement produced by the Sen metric is negligible or absent. In two of these systems (GX 5-1 and GX 340+0), the best-fit charge is essentially zero, indicating that the Sen solution naturally reduces to the Schwarzschild limit. For Cir X-1 and GX 17+2 the Sen model introduces non-zero charge and larger masses, but without a statistically significant gain. Therefore, for

these sources the Schwarzschild geometry remains fully adequate.

Taken together, these results show that although the Sen spacetime provides additional flexibility in adjusting the QPO frequency relation, this flexibility generally drives the inferred stellar parameters beyond the allowed range for neutron stars. When the Sen model fits extremely well, it does so at the expense of physical plausibility. This trend is consistent with previous studies based on other deformed or extended metrics, which similarly find that geodesic QPO models can formally fit the data but do not yield a universal and physically meaningful description across all LMXBs.

Overall, our findings indicate that the non-rotating Sen spacetime does not constitute a viable alternative to the Schwarzschild geometry for modelling kHz QPOs in neutron-star systems. Future work should extend the present analysis to the full Kerr-Sen metric, incorporate independent mass-radius constraints, and explore non-geodesic contributions to QPO frequencies. Such developments will be essential for assessing whether charged dilatonic spacetimes can offer a consistent interpretation of high-frequency variability in accreting compact objects.

Acknowledgments

TK acknowledges grant No. AP32722555, YeK acknowledges grant No. AP23488743 from the Science Committee of the Ministry of Science and Higher Education of the Republic of Kazakhstan.

Author Contributions:

T. Konysbayev: Supervision, Conceptualization, Writing; **Y. Kurmanov:** Investigation, Writing – review & editing, Data curation; **U. Nurlanbek:** Software, Methodology, Validation; **G. Rabigulova:** Software, Investigation, Formal Analysis; **M. Adil:** Investigation, Software, Writing; **B. Bekmurat:** Investigation, Software, Writing; **G. Tuzen:** Investigation, Software, Writing; **A. Urazalina:** Formal Analysis, Methodology, Validation.

References

1. J.W.T. Hessels, S. M. Ransom, I.H. Stairs, P.C.C. Freire, V.M. Kaspi and F. Camilo, A Radio Pulsar Spinning at 716 Hz, *Science* **311**, 1901–1904 (2006). <https://doi.org/10.1126/science.1123430>
2. J. Patterson, E. L. Robinson and R. E. Nather, Rapid and ultrarapid oscillations in RU Pegasi, *Astrophysical Journal* **214**, 144–151 (1977). <https://doi.org/10.1086/155239>
3. M. van der Klis, Millisecond Oscillations in X-Ray Binaries, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* **38**, 717–760 (2000). <https://doi.org/10.1146/annurev.astro.38.1.717>
4. R. A. Remillard and J. E. McClintock, X-Ray Properties of Black-Hole Binaries, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* **44**, 49–92 (2006). <https://doi.org/10.1146/annurev.astro.44.051905.092532>
5. T.E. Strohmayer and R.F. Mushotzky, Discovery of x-ray quasi-periodic oscillations from an ultraluminous x-ray source in m82: evidence against beaming, *Astrophysical Journal Letters* **586**, L61–L64 (2003). <https://doi.org/10.1086/374732>
6. M. Bachetti et al., An ultraluminous X-ray source powered by an accreting neutron star, *Nature* **514**, 202–204 (2014). <https://doi.org/10.1038/nature13791>
7. M. Gierliński, M. Middleton, M. Ward and C. Done, A periodicity of ~ 1 hour in X-ray emission from the active galaxy RE J1034+396, *Nature* **455**, 369–371 (2008). <https://doi.org/10.1038/nature07277>

8. M. Middleton and C. Done, The X-ray binary analogy to the first AGN quasi-periodic oscillation, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **403**, 9–16 (2010). <https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2009.15969.x>
9. W. Lewin and M. van der Klis, *Accreting Neutron Stars in Low-Mass X-Ray Binary Systems*, (Cambridge University Press, 2006).
10. G. Hasinger and M. van der Klis, Two patterns of correlated X-ray timing and spectral behaviour in low-mass X-ray binaries, *Astronomy and Astrophysics* **225**, 79–96 (1989). <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1989A&A...225...79H>
11. J. Middleditch and W. C. Priedhorsky, Discovery of rapid quasi-periodic oscillations in Scorpius X-1, *Astrophysical Journal* **306**, 230–236 (1986). <https://doi.org/10.1086/164335>
12. M. van der Klis et al., Intensity-dependent quasi-periodic oscillations in the X-ray flux of GX5-1, *Nature* **316**, 225–230 (1985). <http://dx.doi.org/10.1038/316225a0>
13. M. van der Klis, Quasi-Periodic Oscillations and Noise in Low-Mass X-Ray Binaries, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* **27**, 517–553 (1989). <https://doi.org/10.1146/annurev.aa.27.090189.002505>
14. S.E. Motta et al., Links between quasi-periodic oscillations and accretion states in neutron star low-mass X-ray binaries, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **468**, 2311–2324 (2017). <https://doi.org/10.1093/mnras/stx570>
15. K. Boshkayev et al., Quasiperiodic oscillations for spherically symmetric regular black holes, *Physical Review D* **108**, 044063 (2023). <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.108.044063>
16. K. Boshkayev, O. Luongo and M. Muccino, Numerical analysis of quasiperiodic oscillations with spherical spacetimes, *Physical Review D* **108**, 124034 (2023). <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.108.124034>
17. K. Boshkayev et al., Quasi-periodic oscillations in rotating and deformed space-times, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **531**, 3876–3887 (2024). <https://doi.org/10.1093/mnras/stae1388>
18. K. Boshkayev et al., What can we extract from quasiperiodic oscillations? *Gravitation and Cosmology* **20**, 233–239 (2014). <https://doi.org/10.1134/S0202289314040033>
19. K. Boshkayev and M. Muccino, Constraints on the Sen black hole mass and charge from quasi-periodic oscillations, *European Physical Journal C* **85**, 1-8 (2025). <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-025-15167-w>
20. W. Kluźniak and M.A. Abramowicz, Resonant Oscillations of Accretion Flow and Khz QPOS, *Astrophysics and Space Science* **300**, 143–148 (2005). <https://doi.org/10.1007/s10509-005-0020-6>
21. L. Stella and M. Vietri, kHz Quasiperiodic Oscillations in Low-Mass X-Ray Binaries as Probes of General Relativity in the Strong-Field Regime, *Physical Review Letters* **82**, 17–20 (1999). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.82.17>
22. H. Ardavan et al., Radio spectra of pulsars fitted with the spectral distribution function of the emission from their current sheet, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **529**, 3744–3750 (2024). <https://doi.org/10.1093/mnras/stae774>
23. S.P. O’Sullivan et al., Complex Faraday depth structure of active galactic nuclei as revealed by broad-band radio polarimetry, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **421**, 3300–3315 (2012). <https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2012.20554.x>
24. T.J. Mozdzen et al., Spectral index of the diffuse radio background between 50 and 100MHz, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **483**, 4411–4425 (2019). <https://doi.org/10.1093/mnras/sty3410>
25. A. Mohammadi et al., A possible role for the merger of clusters/voids in the cosmological expansion, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **525**, 3274–3280 (2023). <https://doi.org/10.1093/mnras/stad2514>
26. G. Srinivasan, The maximum mass of neutron stars, *The Astronomy and Astrophysics Review* **11**, 67–96 (2002). <https://doi.org/10.1007/s001590200016>
27. K. Boshkayev et al., Numerical analysis of quasiperiodic oscillations in the Hartle-Thorne spacetime (2025). <https://doi.org/10.48550/arXiv.2506.11581>
28. S. Boutloukos et al., Discovery of Twin kHz QPOs in the Peculiar X-Ray Binary Circinus X-1, *The Astrophysical Journal* **653**, 1435–1444 (2006). <http://dx.doi.org/10.1086/508934>
29. R. Wijnands et al., Discovery of Kilohertz Quasi-periodic Oscillations in the Z Source GX 5–1, *The Astrophysical Journal Letters* **504**, L35–L38 (1998). <https://doi.org/10.1086/311564>
30. P.G. Jonker et al., Low- and high-frequency variability as a function of spectral properties in the bright X-ray binary GX 5–1, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **333**, 665–678 (2002). <https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2002.05442.x>
31. J. Homan et al., RXTE Observations of the Neutron Star Low-Mass X-Ray Binary GX 17+2: Correlated X-Ray Spectral and Timing Behavior, *The Astrophysical Journal* **568**, 878–900 (2002). <https://doi.org/10.1086/339057>
32. P.G. Jonker et al., The Power Spectral Properties of the Z Source GX 340+0, *The Astrophysical Journal* **537**, 374–386 (2000). <http://dx.doi.org/10.1086/309029>
33. M. Méndez and M. van der Klis, The harmonic and sideband structure of the kilohertz quasi-periodic oscillations in Sco X-1, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **318**, 938–942 (2000). <https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2000.03788.x>
34. M. Méndez et al., Kilohertz Quasi-periodic Oscillation Peak Separation Is Not Constant in the Atoll Source 4U 1608–52, *The Astrophysical Journal* **505**, L23–L26 (1998). <https://doi.org/10.1086/311600>
35. M. Méndez and M. van der Klis, Precise Measurements of the Kilohertz Quasi-periodic Oscillations in 4U 1728–34, *The Astrophysical Journal* **517**, L51–L54 (1999). <https://doi.org/10.1086/312025>

36. E.C. Ford et al., Energy Spectra and High-Frequency Oscillations in 4U 0614+091, *The Astrophysical Journal* **486**, L47–L50 (1997). <https://doi.org/10.1086/310827>

Information about authors:

Talgar Konyysbayev – PhD, Leading Researcher, National Nanotechnology Laboratory of Open Type, Al-Farabi Kazakh National University (Almaty, Kazakhstan, e-mail: talgar_777@mail.ru).

Yergali Kurmanov – PhD, Associate Professor, Leading Researcher, National Nanotechnology Laboratory of Open Type, Al-Farabi Kazakh National University (Almaty, Kazakhstan, e-mail: kurmanov.yergali@kaznu.kz).

Ulpan Nurlanbek – 1st-year PhD student in Physics and Astronomy, Al-Farabi Kazakh National University (Almaty, Kazakhstan, e-mail: ulpan.nurlanbek02@gmail.com).

Guldana Rabigulova – 1st-year PhD student in Physics and Astronomy, Al-Farabi Kazakh National University (Almaty, Kazakhstan, e-mail: guldanaberikhanovna@gmail.com).

Makhabbat Adil – 1st-year Master's student in Physics and Astronomy, Al-Farabi Kazakh National University (Almaty, Kazakhstan, e-mail: adilmahabbat@gmail.com).

Bagzhan Bekmurat – 1st-year Master's student in Physics and Astronomy, Al-Farabi Kazakh National University (Almaty, Kazakhstan, e-mail: bagzhan159@gmail.com).

Galiya Tuzen – 1st-year Master's student in Physics and Astronomy, Al-Farabi Kazakh National University (Almaty, Kazakhstan, e-mail: galiyatuzenn@gmail.com).

Ainur Urazalina – PhD, Associate Professor, Leading Researcher, National Nanotechnology Laboratory of Open Type, Al-Farabi Kazakh National University (Almaty, Kazakhstan, e-mail: y.a.a.707@mail.ru).

Авторлар туралы мәлімет:

Талғар Қонысбаев – PhD, ЖФҚ, Ашық түрдегі ұлттық нанотехнологиялық зертхана, әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті (Алматы, Қазақстан, e-mail: talgar_777@mail.ru).

Ергали Курманов – PhD, қауымдастырылған профессор, ЖФҚ, Ашық түрдегі ұлттық нанотехнологиялық зертхана, әл-Фараби ат. Қазақ ұлттық университеті (Алматы, Қазақстан, e-mail: kurmanov.yergali@kaznu.kz).

Ұлпан Нұрланбек – физика және астрономия мамандығының I курс докторанты, әл-Фараби ат. Қазақ ұлттық университеті (Алматы, Қазақстан, e-mail: ulpan.nurlanbek02@gmail.com).

Гүлдана Рабиғұлова – физика және астрономия мамандығының I курс докторанты, әл-Фараби ат. Қазақ ұлттық университеті (Алматы, Қазақстан, e-mail: guldanaberikhanovna@gmail.com).

Махаббат Әділ – физика және астрономия мамандығының I курс магистранты, әл-Фараби ат. Қазақ ұлттық университеті (Алматы, Қазақстан, e-mail: adilmahabbat@gmail.com).

Бағжан Бекмурат – физика және астрономия мамандығының I курс магистранты, әл-Фараби ат. Қазақ ұлттық университеті (Алматы, Қазақстан, e-mail: bagzhan159@gmail.com).

Галия Тузен – физика және астрономия мамандығының I курс магистранты, әл-Фараби ат. Қазақ ұлттық университеті (Алматы, Қазақстан, e-mail: galiyatuzenn@gmail.com).

Айнур Уразалина – PhD, қауымдастырылған профессор, ЖФҚ, Ашық түрдегі ұлттық нанотехнологиялық зертхана, әл-Фараби ат. Қазақ ұлттық университеті (Алматы, Қазақстан, e-mail: y.a.a.707@mail.ru).

Информация об авторах:

Конысбаев Талғар – PhD, научный сотрудник, Национальная открытая лаборатория нанотехнологий, Казахский национальный университет им. аль-Фараби (Алматы, Казахстан, e-mail: talgar_777@mail.ru).

Курманов Ергали – PhD, доцент, научный сотрудник, Национальная открытая лаборатория нанотехнологий, Казахский национальный университет им. аль-Фараби (Алматы, Казахстан, e-mail: kurmanov.yergali@kaznu.kz).

Нурланбек Ульпан – докторант 1-го года обучения по физике и астрономии, Казахский национальный университет им. аль-Фараби (Алматы, Казахстан, e-mail: ulpan.nurlanbek02@gmail.com).

Рабиғұлова Гүлдана – докторант 1-го года обучения по физике и астрономии, Казахский национальный университет им. аль-Фараби (Алматы, Казахстан, e-mail: guldanaberikhanovna@gmail.com).

Адиль Махаббат – магистрант 1-го года обучения по физике и астрономии, Казахский национальный университет им. аль-Фараби (Алматы, Казахстан, e-mail: adilmahabbat@gmail.com).

Бекмурат Бағжан – студент 1-го курса магистратуры по физике и астрономии, Казахский национальный университет им. аль-Фараби (Алматы, Казахстан, e-mail: bagzhan159@gmail.com).

Тузен Галия – студент 1-го курса магистратуры по физике и астрономии, Казахский национальный университет им. аль-Фараби (Алматы, Казахстан, e-mail: galiyatuzenn@gmail.com).

Уразалина Айнур – PhD, доцент, Национальная открытая лаборатория нанотехнологий, Казахский национальный университет им. аль-Фараби (Алматы, Казахстан, e-mail: y.a.a.707@mail.ru).

Article history: received: 12 January 2026; accepted: 25 February 2026.

Мақала тарихы: түсті: 12 қаңтар 2026; қабылданды: 25 ақпан 2026.

История статьи: получено: 12 января 2026; принято: 25 февраля 2026.

А.А. Солодовник¹ , Б.М. Усеинов^{1*} , Т.Б. Касенов¹ ,

П.Л. Журавлёв² , Н.П. Солодовник¹ 

¹Северо-Казахстанский университет им. М. Козыбаева, Петропавловск, Казахстан

²Назарбаев интеллектуальная школа, Петропавловск, Казахстан

*e-mail: buseinov@gmail.com

ОПЫТ ПРИМЕНЕНИЯ ИНФРАКРАСНОЙ КАМЕРЫ ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ АСТРОНОМИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ

На основании анализа снимков кометы C/2023 A3 Tsuchinshan-ATLAS, полученных как в видимом свете, так и в ближней инфракрасной области (длина волны более 850 нм) с помощью камер CANON EOS 2000D и CANON EOS 1000DI (инфракрасной), исследуется влияние спектрального диапазона наблюдения на контраст изображений. Критерием качества изображения объекта принята его контрастность. Расчёт коэффициентов контрастности снимков выполнен с помощью стандартной программы ImageJ, применяемой для обработки и анализа изображений в различных научных приложениях. Использовано несколько подходов к определению контрастности изображений кометы. Сравнение полученных результатов не обнаружило заметных преимуществ съёмки в указанных выше участках спектра. Вместе с тем анализ изображений серебристых облаков, полученных в рамках той же методики выявил значительное преимущество применения инфракрасной съёмки, резко повышающей контраст снимков. Детальный анализ условий съёмки позволил предположить, что снижение эффективности применения инфракрасной съёмки обусловлено переходом от условий рассеяния света дневным небом к сумеречному, а затем и к ночному. Предлагается обоснование задачи дальнейшего изучения способов повышения эффективности съёмки при переходе от видимого диапазона спектра к ближней инфракрасной области спектра.

Ключевые слова: кометы, цифровые камеры, оптические фильтры, получение изображений, инфракрасный диапазон, исследование изображений, коэффициент контрастности, влияние фона неба.

А.А. Солодовник¹, Б.М. Усеинов^{1*}, Т.Б. Касенов¹,

П.Л. Журавлёв², Н.П. Солодовник¹

¹М.Қозыбаев атындағы Солтүстік Қазақстан университеті, Петропавл, Қазақстан

²Назарбаев зияткерлік мектебі, Петропавл, Қазақстан

*e-mail: buseinov@gmail.com

Астрономиялық объектілерді зерттеудің инфрақызыл камераны пайдалану тәжірибесі

CANON EOS 2000D және CANON EOS 1000DI (инфрақызыл) камераларының көмегімен көрінетін жарықта да, жақын инфрақызыл аймақта да (толқын ұзындығы 850 нм-ден астам) алынған C/2023 A3 Tsuchinshan-ATLAS кометасының суреттерін талдау негізінде, бақылау диапазонындағы кескіннің әсері бақылау диапазонында көрсетілген. Объектінің кескін сапасының критерийі оның контрасты болып табылады. Суреттердің контраст коэффициенттерін есептеу әртүрлі ғылыми қолданбаларда кескіндерді өңдеу және талдау үшін қолданылатын стандартты ImageJ бағдарламасы арқылы орындалды. Комета кескіндерінің контрастын анықтау үшін бірнеше тәсілдер қолданылды. Алынған нәтижелерді салыстыру жоғарыда аталған спектрлік аймақтарда түсірудің айтарлықтай артықшылығын анықтаған жоқ. Сонымен қатар сол әдістемені қолдану арқылы алынған

түнгі бұлттардың суреттерін талдау инфрақызыл фотосуреттерді қолдануда айтарлықтай артықшылықты анықтады, бұл кескіндердің контрастын күрт арттырады. Түсіру жағдайларын егжей-тегжейлі талдау инфрақызыл түсіру тиімділігінің төмендеуі күндізгі аспанмен жарықтың шашырау жағдайларынан ымырт аспанға, содан кейін түнгі аспанға өтуімен байланысты деп болжауға мүмкіндік берді. Спектрдің көрінетін диапазонынан спектрдің жақын инфрақызыл аймағына көшу кезінде түсіру тиімділігін арттыру әдістерін одан әрі зерттеудің негіздемесі ұсынылады.

Түйін сөздер: кометалар, сандық камералар, оптикалық сүзгілер, бейнелеу, инфрақызыл диапазон, кескінді зерттеу, контраст қатынасы, аспан фонының әсері.

A.A. Solodovnik¹, B.M. Useinov¹, T.B. Kassenov¹,
P.L. Zhuravlev², N.P. Solodovnik¹

¹Manash Kozybayev North Kazakhstan University, Petropavl, Kazakhstan

²Nazarbaev Intellectual school, Petropavl, Kazakhstan

*e-mail: buseinov@gmail.com

Experience of using an infrared camera in the study of astronomical objects

Based on the analysis of images of comet C/2023 A3 Tsuchinshan-ATLAS, obtained in both visible light and near-infrared range (wavelength over 850 nm) using CANON EOS 2000D and CANON EOS 1000DI (infrared) cameras, the influence of the observation spectral range on image contrast is studied. The image quality criterion is its contrast. Contrast coefficient calculations were performed using the standard ImageJ program used for image processing and analysis in various scientific applications. Several approaches to determining comet image contrast were used. Comparison of the obtained results did not reveal significant advantages of shooting in the mentioned spectral ranges. However, the analysis of noctilucent cloud images obtained using the same methodology revealed a significant advantage of infrared imaging, which sharply increases image contrast. A detailed analysis of shooting conditions suggested that the reduced effectiveness of infrared imaging is due to the transition from light scattering conditions of the daytime sky to twilight, and then to night conditions. A rationale is proposed for further studying methods of improving imaging efficiency when transitioning from the visible spectrum range to the near-infrared spectrum range.

Keywords: comets, digital cameras, optical filters, image acquisition, infrared range, image research, contrast coefficient, sky background influence.

Введение

В настоящее время изучение малых тел Солнечной Системы характерно необычайно высокой активностью. В номинацию малых тел традиционно включают спутники планет, астероиды и кометы. Проблематично выделить среди этих объектов самые приоритетные, но можно сказать определённо, что интерес к изучению комет продиктован как научными соображениями фундаментального характера, так и вполне практическими замыслами. В самом деле кометы с одной стороны дают ценнейшую информацию об эпохе формирования планет в нашей системе и химических процессах, определивших биологическую эволюцию материи. Также с другой стороны кометы рассматриваются с позиций перспективы астроинженерной деятельности цивилизации в

будущем, как неиссякаемый источник летучих веществ и, главное, воды [1-6].

Интересно отметить и то обстоятельство, что весьма обширный опыт исследования комет, убедил астрономов в огромном разнообразии их типов, что проявляется, прежде всего, в характере их взаимодействия с потоком излучения Солнца, солнечным ветром, межпланетной средой. При этом и физико-химические свойства комет, и характер их эволюции часто преподносят сюрпризы. В целом можно сказать, что двух одинаковых комет не бывает. Поэтому изучение каждой вновь появляющейся кометы имеет непреходящую научную ценность [5, 7 -9].

Это тем более актуально, когда речь идёт о ярких кометах, перемещающихся во внутренние области планетной системы из облака Оорта.

Именно таким объектом стала недавняя комета C/2023 A3 Tsuchinshan-ATLAS, которая своей относительно высокой яркостью привлекла внимание наблюдателей всего мира.

Отметим некоторые общие характеристики кометы, которые, в свою очередь, могут определять её физико-химические свойства. Комета имеет слабо гиперболическую

(эксцентриситет 1.000093) орбиту с наклоном 139.1° , расстояние в перигелии составило 0.391 астрономической единицы. Таким образом, она, по-видимому, прибыла к нам из облака Оорта, имея в составе своего ядра большой запас льдов летучих веществ. Последнее обстоятельство не могло не отразиться на спектральных и фотометрических особенностях кометы [5].

Методы получения изображений кометы C/2023 A3 Tsuchinshan-ATLAS в обсерватории СКУ

Получение важной информации о специфике оптических характеристик кометы, а, следовательно, о физико-химическом состоянии вещества её комы и хвоста, по нашему мнению, возможно на основе сравнения её изображений, полученных в видимой области спектра и в ближней инфракрасной области. И если получение снимков комет в оптическом диапазоне – давно освоенная практика астрофизики, то снимки комет в инфракрасном пока что редки. Таким образом постановка наблюдений кометы в ИК диапазоне заведомо обладает научной новизной.

Для регистрации оптических изображений кометы применялась хорошо зарекомендовавшая себя в мониторинге серебристых облаков и метеорных явлений камера CANON EOS 2000D [10]. В практике астрономических наблюдений очень полезен как широкий диапазон настраиваемой чувствительности камеры (до 12800 единиц), так и её способность обрабатывать экспозиции от 0.0005 до 300 секунд. Имеющиеся в обсерватории камеры оснащены набором объективов с различными фокусными расстояниями, которые подбираются в соответствии со спецификой решаемых задач.

В отличие от оптического диапазона съёмка в ближней инфракрасной области большинства астрономических объектов обычными камерами практически невозможна. Такое ограничение имеет конструктивный характер. Дело в том, что сами приёмники (сенсоры) цифровых камер обычно имеют чувствительность к излучению с длиной волны вплоть до 1200 нм при максимуме около 800 нм (рис. 1a). Но производители камер, как правило, помещают перед сенсором специальный фильтр, почти полностью обрезающий излучение с длиной волны более 720-740 нм (рис. 1b). Это позволяет достигать максимальной резкости снимков в оптическом диапазоне длин волн. При этом оптика объектива не препятствует съёмке в ИК диапазоне (рис. 1c) [11].

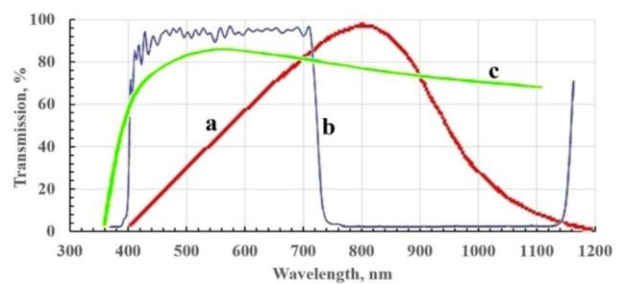


Рисунок 1 – В обоснование повышения чувствительности цифровых камер в ближней инфракрасной области

Таким образом, оказывается возможным резко повысить чувствительность сенсора камер CANON к излучению в ближнем инфракрасном диапазоне путём удаления такого ограничительного фильтра. При этом предполагалось, что чувствительность камер в рассматриваемой области спектра, возможно, увеличиться, по меньшей мере, на порядок. Такая работа была проведена в специализированной мастерской (Москва, РФ) в июле 2024 года с камерой CANON EOS 1000 D. Проведённые тестовые снимки объектов при дневном освещении, на фоне сумеречного сегмента, а также ночного неба и звёзд показали, что чувствительность этой камеры в ближней инфракрасной области на самом деле возросла практически на три порядка. Это открыло совершенно новые возможности в проведении исследований ряда небесных объектов и явлений.

Для получения изображений в инфракрасной области спектра в свою очередь необходимо установить перед объективом камеры соответствующий фильтр. На этот раз фильтр обрезающий излучение в оптическом диапазоне длин волн. Для работы с инфракрасной камерой в Обсерватории имеется набор из трёх стандартных инфракрасных фильтров: RG 780, RG 830 и RG 850 [12]. В маркировке фильтров числа

указывают условное начало соответствующих полос пропускания. Вид полос пропускания всех указанных фильтров и общий вид камеры представлены на рисунке 2.

Изображения кометы были получены в Обсерватории университета 15 октября 2024 года в интервале всемирного времени от 13ч 29м до 13ч 41м. Область неба, где располагалась комета, визуально выглядела безоблачной. При съёмке в оптическом диапазоне камерой CANON EOS 2000D использовалась чувствительность 6400 единиц, а экспозиции варьировались от 1 до 2 секунд. При получении инфракрасных изобра-

жений камерой CANON EOS 1000DI использовался располагающийся перед объективом фильтр RG 850. Камера была настроена на чувствительность 1600 единиц. Применялись экспозиции в 30 секунд.

Сравнение полученных изображений и режимов съёмки свидетельствует о том, что чувствительность инфракрасной камеры оказалась лишь в разы ниже чувствительности стандартной оптической камеры. Это позволяет утверждать, что с помощью такой инфракрасной камеры действительно можно решать широкий круг научных задач.

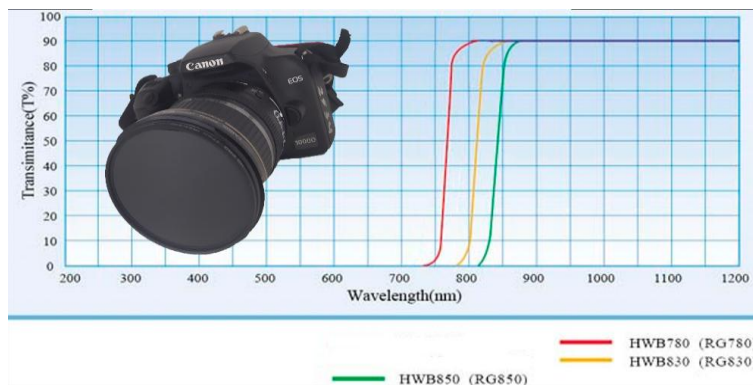


Рисунок 2 – Полосы пропускания применяемых инфракрасных фильтров

Результаты и обсуждение Анализ изображений

Одной из проблем в получении изображений комет является достижение максимальной детализации картины, что в свою очередь требует повышения уровня контраста снимков. Впрочем, эта проблема является общей при изучении практически всех диффузных объектов на небе [13, 14]. Нам эта проблема, в частности, знакома по практике регистрации изображений полей серебристых облаков. При этом переход к практике получения снимков таких объектов в ближней инфракрасной области преследовал цель повышения контраста изображений облачности на фоне заревого сегмента. И, как показал эксперимент, эта цель была успешно достигнута [11]. На рисунке 3 в качестве примера приведено сравнение изображений поля тропосферных перистых облаков в условиях сумерек в оптическом диапазоне (слева) и в ближней ИК области (справа). Более высокая детализация инфракрасных изображений очевидна даже на беглый взгляд. Разумеется, при съёмке кометы задача повышения контраста изображения также актуальна.

Однако, заранее вовсе не очевидно, что и при фотографировании комет может быть достигнут

результат аналогичный тому, который был получен при съёмке облачности. Примеры снимков кометы C/2023 A3 Tsuchinshan-ATLAS в видимой области спектра (A) и в длинах волн свыше 850 нм приведенные на рисунке 4 убеждают в том, что дело с контрастом снимков обстоит не просто, уже при общем их обзоре.

На первый взгляд детализация изображений в обоих случаях практически одинакова. Но снимок в инфракрасных лучах выявил наличие на небе помех в виде легких перистых облаков. Они совершенно не были видны глазом во время съёмки, неразличимы они и на снимке в видимом свете. При этом сложно ответить на вопрос о том, когда появились перистые облака и не ухудшили ли они инфракрасные изображения, которые были получены несколько позднее снимков в видимом свете.

Как известно интенсивность излучения кометных форм (комы и хвоста) определяется суммой нескольких компонент: солнечного излучения, рассеянного на аэрозолях и молекулах и эмиссии от различных радикалов и некоторых молекул. Как правило первая компонента преобладает, но по мере приближения кометы к

Солнцу интенсивность эмиссионной составляющей их спектра быстро возрастает [5, 9]. Однако, в ближней инфракрасной области спектра существенный вклад эмиссионной компоненты излучения при изучении большинства комет не отмечен. Таким образом, нет теоретических

предпосылок, позволяющих обосновать преимущество одного из двух указанных методов получения снимков комет. Решение следует искать в практике эксперимента, в частности, через сравнение коэффициентов контрастности снимков.



Рисунок 3 – Изображение тропосферной облачности (перистых облаков) в видимой области (слева) и в ближней ИК области длин волн (справа)



Рисунок 4 – Снимки кометы: слева в видимом свете, справа в ближней ИК области спектра

Анализ изображений проводился при помощи программы ImageJ – кроссплатформенной, общедоступной программы для обработки и анализа изображений, разработанной на языке программирования Java. Изначально созданная для микроскопии, программа со временем превратилась в мощный инструмент, используемый в разных областях науки [15].

Программа может читать и обрабатывать широкий спектр форматов изображений: TIFF, JPEG, GIF, PNG, DICOM и другие, она имеет несколько инструментов для анализа и улучшения контрастности изображений. Гистограмма: визуализирует распределение интенсивности пикселей изображения, что позволяет оценить его общий контраст и динамический диапазон.

Регулировка яркости и контрастности: позволяет интерактивно изменять яркость и контрастность изображения, наблюдая за изменениями в реальном времени. Выравнивание гистограммы: изменяя распределение яркости

пикселей картины к равномерному, улучшает видимость деталей в областях с малым контрастом. Фильтры: фильтр повышения резкости или фильтр нерезкой маски, используются для усиления краев и деталей, улучшая локальный контраст.

На рисунке 5 на фоне снимка кометы в ИК-диапазоне представлен скриншот работы программы.

Здесь же внизу справа приведена гистограмма распределения яркости в выделенном участке снимка размером 150x150 пикселей. Вверху справа показана таблица значений минимальных и максимальных показателей яркости для всех анализируемых снимков. В таблице 1 приведены характеристики условий съёмки и расчётные значения среднеквадратических отклонений яркости, которые характеризуют контрастность изображений. Чем больше величина отклонения, тем выше контраст снимка. Две верхние строки соответствуют инфракрасным изображениям.

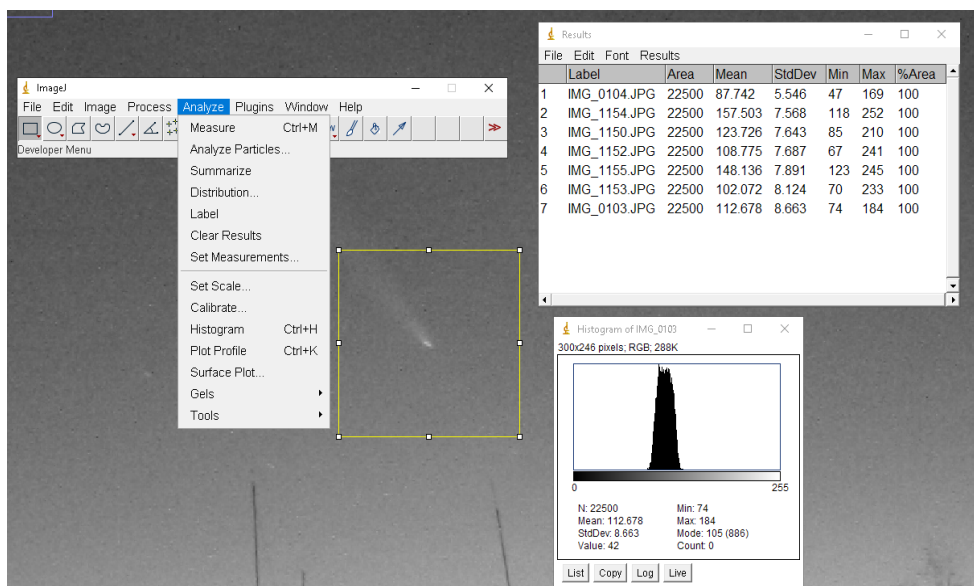


Рисунок 5 – К оценке контрастности изображений. Скриншот программы ImageJ и формы представления результатов обработки снимков

Таблица 1 – Общая информация об изображениях и результатах их обработки

Изображение	Экспозиция (сек)	ISO	Диафрагма	Среднее квадратичное отклонение
IMG_0103 I	30	1600	f/4	8.663
IMG_0104 I	30	1600	f/4	5.546
IMG_1150	1 с	6400	f/5.6	7.643
IMG_1152	1 с	6400	f/5.6	7.687
IMG_1153	1 с	6400	f/5.6	8.124
IMG_1154	2 с	6400	f/5.6	7.568
IMG_1155	2 с	6400	f/5.6	7.891

В целом для оценки контрастности всех изображений использовались два метода.

1. Расчёт среднеквадратичных отклонений яркости (СКО, Standard Deviation):

Как известно, чем больше разброс (вариация) значений яркости пикселей на изображении, тем выше контраст [16, 17]. СКО — это математическая мера разброса значений яркости, которая рассчитывается по стандартной процедуре математической статистики. Такой метод даёт общее представление о контрасте картины. Но он не учитывает пространственное распределение яркости, контрастные детали могут быть малыми на фоне общей низкой контрастности изображения. В частности, данные таблицы 1 указывают на малое различие контрастов изображений кометы, полученных в видимом диапазоне и в ближней ИК области спектра.

2. Анализ гистограмм изображений:

Гистограмма показывает распределение частоты встречаемости пикселей с определенной яркостью. Чем шире гистограмма и чем больше пиков на ней, тем выше контраст. В данном случае строится график, где по оси X откладываются значения яркости (от 0 до 255 для 8-битного изображения), а по оси Y — количество пикселей с данной яркостью. Этот метод позволяет оценить не только общий контраст изображения, но и распределение тонов на нем. Самое важное значение имеют значения минимальной и максимальной яркости пикселей. Зная их можно рассчитать коэффициенты контрастности изображения пользуясь несколькими подходами:

А) Под локальным контрастом понимается соотношение яркости светлых и тёмных смежных частей исследуемого изображения [16, 17]. Применительно к пикселям яркостных переходов, его оценивают по формуле:

$$K_L = \frac{D_{max} - D_{min}}{G - 1}, \quad (1)$$

здесь D_{max} и D_{min} максимальный и минимальный показатели яркости близких по положению пикселей, а G – максимально возможное число градаций яркости для используемой разрядности. Например, при 8 битных пикселях оно составит 256.

Б) Общий контраст по всему полю изображения может быть оценен следующим образом:

$$K_s = \frac{2\sigma_D}{G - 1}, \quad (2)$$

где σ_D – стандартное отклонение яркости по всем пикселям картины [16, 17].

В) Контраст Михельсона характеризует те изображения, на которых количество тёмных и светлых областей приблизительно одинаково

$$K_M = \frac{D_{max} - D_{min}}{D_{max} + D_{min}}, \quad (3)$$

где K_M — контраст Михельсона, D_{max} — максимальная яркость точки области вычисления контраста, D_{min} — минимальная яркость точки области вычисления контраста [16, 17].

Полученные результаты представлены в таблице 2.

Таблица 2 – К расчету коэффициентов контрастности изображений

Изображение	Min	Max	K_L	K_s	K_M
IMG_0103.JPG I	74	184	0.43	0.0680	0.43
IMG_0104.JPG I	47	169	0.48	0.0435	0.54
IMG_1150.JPG	85	210	0.49	0.0600	0.43
IMG_1152.JPG	67	241	0.68	0.0603	0.57
IMG_1153.JPG	70	235	0.65	0.0637	0.54
IMG_1154.JPG	118	252	0.52	0.0594	0.36
IMG_1155.JPG	73	233	0.63	0.0619	0.52

Заключение

Как следует из данных анализа гистограмм изображений, нельзя с определённой выделит преимуществ контрастности снимков кометы в ИК-диапазоне по сравнению с видимым диапазоном для рассматриваемых условий наблюдения. Этот факт требует осмысления. Дело в том, что при съёмках объектов на дневном или сумеречном небе контраст ИК изображений облачных полей всегда был заметно выше, чем у оптических изображений. Это объясняется подавлением влияния фона неба при работе в ближней ИК области спектра. Такой эффект проявлялся и при общем визуальном обзоре снимков, и при расчётах коэффициентов контрастности [11].

Следует учесть, что в момент получения инфракрасных изображений высота Солнца относительно горизонтом составляла - 11°54', что соответствовало окончанию навигационных и началу астрономических сумерек. При этом, комета располагалась довольно далеко от

сумеречного сегмента неба. В этой связи мы полагаем, что снижение контраста изображений протяженного объекта на практически ночном небе при работе в ближнем ИК диапазоне объясняется резким снижением влияния фона рассеянного солнечного излучения на этой стадии перехода от светлого к тёмному времени суток [18-21].

В этой связи приобретает актуальность задача экспериментального исследования влияния условий атмосферного рассеяния солнечного освещения на величину контраста изображений протяжённых объектов в ближней инфракрасной области спектра. Постановке и решению этой задачи планируется посвятить следующую работу.

Пока же можно констатировать, что применение съёмки в ближней инфракрасной области безусловно перспективны в условиях гражданских или навигационных сумерек, или дневного неба.

Вклад авторов

А.А. Солодовник: Разработка концепции и методологии исследования, научное руководство, получение экспериментальных данных, интерпретация результатов обработки данных, написание – проверка и

редактирование. **Б.М. Усеинов:** методология, валидация, курирование данных, исследование, анализ результатов эксперимента, проверка и редактирование, администрирование проекта. **Т.Б. Касенов:** методология, курирование данных, обработка результатов эксперимента, проверка и редактирование. **П.Л. Журавлёв:** материальное обеспечение эксперимента, получение экспериментальных данных. **Н.П. Солодовник:** получение экспериментальных данных, администрирование проекта, валидация, формальный анализ.

Литература References

1. А.В. Тутуков, М.Д. Сизова, С.В. Верещагин, Эволюция комет, *Астрономический журнал* **98**(9), 780–792 (2021). [A.V. Tutukov, M.D. Sizova, S.V. Vereshchagin, *Evolution of comets, Astronomical Journal* **98**(9), 780–792 (2021) (in Russ)] <https://doi.org/10.31857/S0004629921090073>
2. Л.В. Ксанфомалити, Некоторые свойства кометы Хейла–Боппа (по наблюдениям 1995–98 гг.), *Астрономический вестник* **54**(2), 135–150 (2020). [L.V. Ksanfomaliti, *Some properties of comet Hale–Bopp (based on observations in 1995–98), Astronomical Bulletin* **54**(2), 135–150 (2020) (in Russ)] <https://doi.org/10.31857/S0320930X2002005X>
3. О.В. Калиничева, В.П. Томанов, Динамическая связь комет с планетами, (Вологда: ВГПУ, 2008), 190 с. [O.V. Kalinicheva, V.P. Tomanov, *Dynamical relation of comets with planets, Vologda State Pedagogical University, Vologda, 190 p. (2008) (in Russ)*].
4. Н.Х. Давруков, Х.И. Ибадинов, Н. А. Коновалова, Кометы семейства Юпитера и их метеорные потоки, *Вестник Таджикского национального университета. Серия Естественных наук* **1/1**, 130–136 (2020). [N.Kh. Davrakov, Kh.I. Ibadinov, N.A. Konovalova, *Comets of the Jupiter family and their meteor streams, Bulletin of the Tajik National University. Series of Natural Sciences* **1/1**, 130–136 (2020) (in Russ)].
5. С. Ибадов, Физические процессы в кометах и родственных объектах, (Москва: Космосинформ, 1996), 181 с. [S. Ibadov, *Physical processes in comets and related objects, Kosmosinform, Moscow, 181 p. (1996) (in Russ)*].
6. Планетарная безопасность человечества, под ред. В. П. Мельникова, (Москва, 2017), 370 с. [Planetary safety of humanity, ed. by V.P. Melnikov, Moscow, 370 p. (2014) (in Russ)].
7. Л. М. Шульман, Ядра комет, (Москва, Наука, 1987), 232 с. [L.M. Shulman, *Comet nuclei, Nauka, Moscow, 232 p. (1987) (in Russ)*].
8. Кометы и происхождение жизни, под ред. С. Поннамперума, (Москва, Мир, 1984), 230 с. [Comets and the origin of life, ed. by S. Ponnampertuma, Mir, Moscow, 230 p. (1984) (in Russ)].
9. К.И. Чурюмов, Кометы и их наблюдение, (Москва, Наука, 1980), 160 с. [K.I. Churyumov, *Comets and their observation, Nauka, Moscow, 160 p. (1980) (in Russ)*].
10. Canon Inc., Инструкция по эксплуатации Canon EOS 2000D, (Токио, Япония, 2017), 326 с. [Canon Inc., *Canon EOS 2000D Instruction Manual, Tokyo, Japan, 326 p. (2017)*].
11. А. Solodovnik, R. Zyryanov, P. Leontyev, B. Useinov, E. Gololobova, & P. Zhuravlev, Experience of noctilucent clouds registering in the near infrared spectrum region, *Physical Sciences and Technology* **11**(1-2), 85-93. (2024). <https://doi.org/10.26577/phst2024v11i1a10>
12. Sensotek, Фильтры: световой фильтр – 780–850 нм – ИК длинноволновой. Модификация камер. URL: <https://photodrom.com/> (дата обращения: 04.03.2023). [Sensotek, *Filters: light filter – 780–850 nm – long-wave IR. Camera modification, URL: https://photodrom.com/ (accessed 04.03.2023) (in Russ)*].
13. D. Evtifeev, Experiments in the field of photography: shooting. Infrared photography. URL: <https://evtifeev.com/49921-infrakrasnaya-fotosemka.html> (accessed 04.03.2023) (in Russ).
14. Э.В. Емельянов, Астрофизика ИК диапазона, (Москва, INFO, 2012), 36 с. (2012). [E.V. Emelyanov *Astrophysics of the IR range, (Moscow, INFO, 2012), 36 p. (in Russ)*] <https://doi.org/10.13140/RG.2.2.17618.30406>
15. ImageJ, Java application for scientific image processing. URL: <https://imagej.net/ij/download.html>
16. Числовые характеристики изображений URL: <https://mypresentation.ru/presentation/chislovye-xarakteristiki-izobrazhenij> [Numerical characteristics of the image. The tonal range. URL: <https://mypresentation.ru/presentation/chislovye-xarakteristiki-izobrazhenij> (accessed 04.03.2023) (in Russ)]
17. RuGraphics.ru, Обработка изображений и видеофайлов, URL: <https://rgraphics.ru/photoshop/kak-chitat-ponimat-raspoznavat-gistogrammu> [RuGraphics.ru, *Processing of images and video files. How to read, understand and recognize the histogram of an image. URL: https://rgraphics.ru/photoshop/kak-chitat-ponimat-raspoznavat-gistogrammu (accessed 04.03.2023) (in Russ)*].
18. FernFlower Group, Съемка в УФ и ИК диапазонах. URL: <https://www.fern-flower.org/ru/articles/semka-v-uf-i-ik-diapazonah> (дата обращения: 04.03.2023). [FernFlower Group, *Shooting in UV and IR ranges, URL: https://www.fern-flower.org/ru/articles/semka-v-uf-i-ik-diapazonah (accessed 04.03.2023)*].
19. G.L. Stephens, Optical properties of eight water cloud types, *Technical Paper of CSIRO, Atmospheric Physics Division* **36**, 1–35 (1979).
20. У. Волф, Г. Цисис, Справочник по инфракрасной технике в 4 томах. Том 2: Проектирование оптических систем (Москва, Мир, 1998), 347 с. [W. Wolf, G. Tsis, *Handbook of Infrared Technology in 4 Volumes. Volume 2: Design of Optical Systems (Moscow, Mir, 1998), 347 p. (in Russ)*].

21. K.S. Shifrin & A.Y. Perelman, Determination of particle spectrum of atmosphere aerosol by light scattering, *Tellus* **18**:2-3, 566-572 (1966). <https://doi.org/10.3402/tellusa.v18i2-3.9342>

Информация об авторах:

Солодовник Андрей Андреевич – профессор, кандидат физико-математических наук, Северо-Казахстанский университет им. М. Козыбаева (Петропавловск, Казахстан, e-mail: asolodovnik@ku.edu.kz).

Усеинов Бейбут Мейрамович – профессор, кандидат физико-математических наук, Северо-Казахстанский университет им. М. Козыбаева (Петропавловск, Казахстан, e-mail: buseinov@gmail.com).

Касенов Тимур Баймолдаевич – бакалавр физики-информатики, Северо-Казахстанский университет им. М. Козыбаева (Петропавловск, Казахстан, e-mail: timur.kasenov@mail.ru).

Журавлёв Павел – магистр физики и астрономии, Назарбаев Интеллектуальная школа (Петропавловск, Казахстан, e-mail: zhuravlevpl@yandex.ru).

Солодовник Надежда Павловна – лаборант, Северо-Казахстанский университет им. М. Козыбаева (Петропавловск, Казахстан, e-mail: npsolodovnik@mail.ru).

Авторлар туралы мәлімет:

Андрей Андреевич Солодовник – профессор, физика-математика ғылымдарының кандидаты, М. Қозыбаев атындағы Солтүстік Қазақстан университеті (Петропавл, Қазақстан, e-mail: asolodovnik@ku.edu.kz).

Бейбіт Мейрамұлы Усеинов – профессор, физика-математика ғылымдарының кандидаты, М. Қозыбаев атындағы Солтүстік Қазақстан университеті (Петропавл, Қазақстан, e-mail: buseinov@gmail.com).

Тимур Баймолдаұлы Касенов – физика және информатика мамандығы бойынша ғылым бакалавры, М. Қозыбаев атындағы Солтүстік Қазақстан университеті (Петропавл, Қазақстан, e-mail: timur.kasenov@mail.ru).

Павел Журавлев – физика және астрономия магистрі, Назарбаев зияткерлік мектебі (Петропавл, Қазақстан, e-mail: zhuravlevpl@yandex.ru).

Надежда Павловна Солодовник – зертханашы, М. Қозыбаев атындағы Солтүстік Қазақстан университеті (Петропавл, Қазақстан, e-mail: npsolodovnik@mail.ru).

Information about authors:

Andrey Solodovnik – Professor, Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Manash Kozybayev North Kazakhstan University (Petropavl, Kazakhstan, e-mail: asolodovnik@ku.edu.kz).

Beibut Useinov – Professor, Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Manash Kozybayev North Kazakhstan University (Petropavl, Kazakhstan, e-mail: buseinov@gmail.com).

Timur Kassenov – Bachelor of Science in Physics and Informatics, Manash Kozybayev North Kazakhstan University (Petropavl, Kazakhstan, e-mail: timur.kasenov@mail.ru).

Pavel Zhuravlev – Master of Physics and Astronomy, Nazarbayev Intellectual School (Petropavl, Kazakhstan, e-mail: zhuravlevpl@yandex.ru).

Nadezhda Solodovnik – Laboratory Assistant, Nazarbayev Intellectual School (Petropavl, Kazakhstan, e-mail: npsolodovnik@mail.ru).

История статьи: поступила: 23 июня 2025; принята: 26 февраля 2026.

Мақала тарихы: түсті: 23 мауысым 2025; қабылданды: 26 ақпан 2026.

Article history: received: 23 June 2025; accepted: 26 February 2026.

Zh.M. Moldabekov* , A.M. Zhukeshov , A.T. Gabdullina , A.U. Amrenova 
Al-Farabi Kazakh national university, Almaty, Kazakhstan
*e-mail: zhan.moldabek@gmail.com

INTERRELATION OF FUSION CROSS-SECTION, REACTION RATE, AND NEUTRON PRODUCTION IN A D-D REACTION IN A PLASMA FOCUS DEVICE

This study presents an analysis of D-D thermonuclear fusion processes occurring in a plasma focus device by examining the interrelation between fusion cross-section, reaction rate, nuclear reaction time, and neutron production. The goal of the study is to clarify the mechanisms of neutron production from the viewpoint of nuclear reaction kinetics governed by Coulomb barrier penetration and quantum tunneling effects. The fusion cross-section and reaction rate were calculated for deuteron energies in the range of 1-200 keV and compared with nuclear data libraries EXFOR and ENDF. Neutrons produced as a result of the D-D fusion reaction were detected using a silver activation foil detector. The corresponding effective deuterium ion energy region of 25-100 keV for D-D fusion reaction, cross-section 10^{-3} - 10^{-2} barn, and a nuclear reaction time of 20-80 ns were obtained. These results are consistent with experimentally observed neutron pulse durations produced during the pinch phase. In this regime, the rate of nuclear fusion reactions in deuterium increases by approximately one order of magnitude compared to Maxwellian plasma, while the requirements for the magnetic confinement parameters of such plasma are significantly reduced.

Keywords: D-D reaction, reaction time, Gamow factor, neutron production, fusion plasma, reaction rate.

Ж.М. Молдабеков*, Ә.М. Жүкешов, А.Т. Габдуллина, Ә.У. Амренова
Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Алматы, Қазақстан
*e-mail: zhan.moldabek@gmail.com

Плазмалық фокус қондырғысындағы D-D реакциясындағы синтезделу қимасы, реакция жылдамдығы мен нейтрондар генерациясы арасындағы өзара байланыс

Бұл жұмыста плазмалық фокус қондырғысында жүзеге асатын D-D термоядролық синтез процестері синтез қимасы, реакция жылдамдығы, ядролық реакция уақыты және нейтрон генерациясы арасындағы өзара байланыс негізінде талданды. Зерттеудің мақсаты - Кулондық тосқауылдан өту және кванттық туннельдеу әсерлерімен анықталатын ядролық реакция кинетикасы тұрғысынан нейтрондардың түзілу механизмдерін айқындау болып табылады. D-D синтез реакциясының қимасы мен реакция жылдамдығы дейтрон энергиясының 1-200 кэВ аралығында есептеліп, EXFOR және ENDF ядролық деректер қорларымен салыстырылды. D-D синтез реакциясы нәтижесінде пайда болған нейтрондар күміс фольгалы активациялық детектор көмегімен тіркелді. Зерттеу нәтижесінде D-D синтезделу реакциясы үшін тиімді дейтерий иондарының энергия аймағы 25-80 кэВ екендігі анықталды. Синтез қимасы 10^{-3} - 10^{-2} барн аралығында болады, ал ядролық реакция уақыты 20-80 нс мәндерін қабылдап, сығылу фазасында эксперименттік тіркелген нейтрон импульстерінің ұзақтығымен сәйкес келетіні көрсетілді. Бұл жағдайда импульсті термоядролық плазмасындағы синтез реакциясының жылдамдығы Максвеллдік плазмамен салыстырғанда артады және плазманы магниттік ұстап тұру параметрлеріне қойылатын талаптар айтарлықтай төмендейтіні анықталды.

Түйін сөздер: D-D реакциясы, реакция уақыты, Гамов факторы, нейтрон генерациясы, термоядролық плазма, реакция жылдамдығы.

Ж.М. Молдабеков*, А.М. Жукешов, А.Т. Габдуллина, А.У. Амренова
 Казахский национальный университет имени ал-Фараби, Алматы, Казахстан
 *e-mail: zhan.moldabek@gmail.com

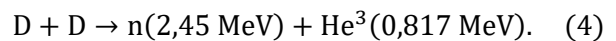
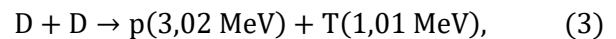
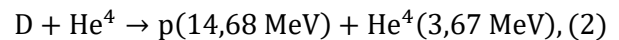
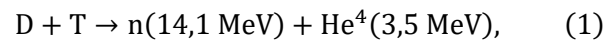
Взаимосвязь сечения синтеза, скорости реакции и генерации нейтронов в D-D реакции в плазмофокусном устройстве

В данной работе представлен анализ термоядерных процессов D-D синтеза, протекающих в плазма фокусном устройстве, на основе исследования взаимосвязи между сечением синтеза, скоростью реакции, временем протекания ядерной реакции и генерацией нейтронов. Целью исследования является выяснение механизмов образования нейтронов с точки зрения кинетики ядерных реакций, определяемой проникновением через Кулоновский барьер и эффектами квантового туннелирования. Сечение и скорость D-D реакции синтеза были рассчитаны в диапазоне энергий дейтронов 1-200 кэВ и сопоставлены с ядерными библиотеками данных EXFOR и ENDF. Нейтроны, образующиеся в результате D-D реакции синтеза, регистрировались с использованием серебряного активационного фольгового детектора. Установлено, что эффективная ионная энергетическая область для D-D синтеза составляет 25-80 кэВ при значениях сечения 10^{-3} - 10^{-2} барн, а время ядерной реакции находится в диапазоне 20-80 нс, что согласуется с экспериментально наблюдаемой длительностью нейтронных импульсов в пинч фазе. Показано, что в данном случае скорость термоядерных реакций в дейтериевой плазме возрастает по сравнению с Максвелловской плазмой, при этом требования к параметрам магнитного удержания существенно снижаются.

Ключевые слова: D-D реакция, время реакции, фактор Гамова, генерация нейтронов, термоядерная плазма, скорость реакции.

Introduction

Nuclear fusion reactions occur when light nuclei approximation each other sufficiently closely under the action of nuclear forces. This process requires overcoming the electrostatic Coulomb barrier that produces mutual repulsion between positively charged nuclei. During fusion, the mass defect is converted into released energy, making fusion a powerful source of thermonuclear energy [1, 2]. For a typical nuclear radius of $R_0 \approx 5 \cdot 10^{-15}$ m, the Coulomb barrier energy can be estimated as $E_b \approx 0.28 Z_1 Z_2$ MeV. However, due to the quantum tunneling effect, fusion reactions may occur even at particle energies lower than the barrier height [3]. For hydrogen isotopes, the Coulomb barrier is approximately 0.28 MeV. To overcome this barrier, plasma particles must be accelerated to sufficiently high velocities, providing the kinetic energy required for close nuclear approach [4]. In plasma focus (PF) reactors, the discharge chamber is filled with deuterium or tritium gas [5-7]. When charged by a high-voltage pulse, deuterium ions can be accelerated up to velocities of 10^7 - 10^8 m/s. Collisions between such high-energy ions increase the fusion reaction cross-section, leading to energy release through light-nuclei fusion processes, primarily the D-D and D-T fusion reactions:



The fusion reaction cross-section is defined by the number of reactions occurring per unit time due to the flux of incident particles interacting with target nuclei and represents one of the fundamental parameters characterizing fusion reactivity and reaction rate. Now days important to study neutron production in pulsed plasma phenomena for improve the performance of D-D fusion reactions in plasma focus devices. Understanding the relationship between the dynamical behavior of particles and neutron production from D-D fusion reactions enables optimization of reactor parameters and enhanced neutron yield [8-10].

Detection of D-D fusion reaction products and practical applications represents one of the important problem of modern experimental nuclear physics, nuclear engineering and thermonuclear research. Plasma focus device is experimental thermonuclear

reactor which is capable of neutron production in the range of 10^6 - 10^{12} neutrons per pulse, when filled deuterium or deuterium-tritium gas mixture in chambers [11-13]. Therefore, to study and optimization of basic parameters of efficiency D-D fusion reaction and increase neutron production, still remain critical objectives in such experimental fusion systems.

It is necessary to analysis to influence of energetically parameters PF device, such as discharge current, gas pressure, and charging voltage to evaluation of the fusion cross-section, reaction time and reaction rate in D-D fusion reactions. These parameters significantly affect of collision particles in

Research methodology

The nuclear reaction rate represents the number of nuclear reactions that occur in a unit volume of fusion plasma per unit time. For the D-D fusion reaction, the reaction rate can be written in the following form:

$$R(E) = \frac{1}{2} n_d^2 \sigma(E) \vartheta(E), \quad (5)$$

where n_d is the deuterium ion concentration, $\sigma(E)$ is the energy-dependent fusion cross-section and $\vartheta(E)$ represents the ion velocity. In the low-energy region (0-200 keV), the fusion cross-section was approximated using the Gamow factor. According to the 0-Dimensional Phenomenological Fusion Rate Model Based on Gamow Reactivity, the Gamow cross-section σ represents the effective interaction area of the reaction and characterizes the probability of interaction between a pair of particles per unit volume during a thermonuclear fusion process. For D-D thermonuclear reactions, the Gamow fusion cross-section can be written as follows:

$$\sigma(E) = \frac{S(E)}{E} \exp\left(-\frac{E_G}{E}\right)^{1/2}, \quad (\text{barn}) \quad (6)$$

where E is the kinetic energy of interacting particles in the center-of-mass in the range (0:200) keV for D-D reaction. E_G is Gamow parameter. For the D-D fusion reaction the astrophysical S-factor, given by the following formula

$$S(E) = \alpha_1 + E \left(\alpha_2 + E \left(\alpha_3 + E \left(\alpha_4 + E \alpha_5 \right) \right) \right). \quad (7)$$

The constant parameters for the fusion cross-section: $E_G = 31.3970 \text{ keV}$, $\alpha_1 = 5.3701 \cdot 10^4$, $\alpha_2 = 3.3027 \cdot 10^2$, $\alpha_3 = 1.2706 \cdot 10^{-1}$, $\alpha_4 = 2.9327 \cdot 10^{-5}$, $\alpha_5 = -2.5151 \cdot 10^{-9}$.

thermonuclear plasma and efficiency of nuclear reactions and neutron production [14, 15]. In dense plasma focus device, the thermonuclear plasma compression (pinch) phase occurs an extremely short time interval, typically on the order of several tens of nanoseconds. Therefore, as a first approximation, the application of a zero-dimensional (0D) phenomenological model is justified for describing the fusion process.

The purpose of this study is to determine the optimal values of the key parameters influencing the D-D fusion reaction rate and neutron production in a plasma focus reactor in order to improve overall fusion efficiency.

In a plasma focus device, the gas pressure related to the nuclear reaction rate through the ion density. Since the working gas becomes ionized during the discharge process, the ion density during the compression phase can be approximately $n_d \sim n \approx p$ expressed as:

$$n = \frac{p}{kT}, \quad (8)$$

where Boltzmann constant $k = 1.38 \cdot 10^{-23}$ joule /mole. T is temperature in K . Therefore, taking into account the variation of the working gas pressure in the chamber, the nuclear reaction rate (1) equation can be expressed by the following relation:

$$R \approx p^2 (\sigma \vartheta). \quad (9)$$

An increase in the working gas pressure in the chamber leads to a higher density of deuterium ions in the plasma, thereby increasing the number of particles participating in nuclear reactions. According to the ideal gas law, the deuterium ion density is directly proportional to pressure. Therefore, the D-D fusion reaction rate increases approximately following the scaling law $R \approx n_d^2 \approx p^2$. However, excessively high pressure leads to reduce the ions acceleration energy in the fusion plasma, which in turn decreases the effective fusion cross-section.

Considering the expression presented above, an increase in gas pressure leads to an increase in fusion plasma density, while the ion temperature decreases under fixed discharge energy conditions. This reduction in temperature lowers the Gamow tunneling probability. According to the Zero-Dimensional Gamow-Based Scaling Model [16, 17] the fusion reaction rate can therefore be expressed in the following form:

$$R(p) \approx p^2 \exp\left(-\alpha p^{\frac{1}{3}}\right), \quad (10)$$

where α is the pressure-adapted parameter of the Gamow exponential factor.

$$\alpha \approx \sqrt{\frac{E_G}{E_{eff}}}, \quad (11)$$

where E_{eff} is effective energy particles and $\exp(-\alpha p^{1/3})$ represents the reduction of nuclear tunneling probability with increasing pressure. The balance between these competing effects indicates that the neutron yield $Y(p) \sim R(p)$ reaches a maximum at an optimal gas pressure.

To register neutron particles produced because of the D–D fusion reaction, a silver activation foil detector (diameter 13.6 cm, cylindrical length 20 cm; detection efficiency $\sim 1.4 \cdot 10^{-3}$) was used. In order to

Results and discussion

Evaluation of neutron production and fusion reaction rate necessary precise determination of the deuteron energy-dependent total cross-section of the D-D fusion reaction. In this work, the dependence of the total D-D reaction cross-section on E ion energy was calculated within the energy range of 1-200 keV according to Eq.(2). The averaged cross-section of the D-D fusion reaction is shown in Figure 1.

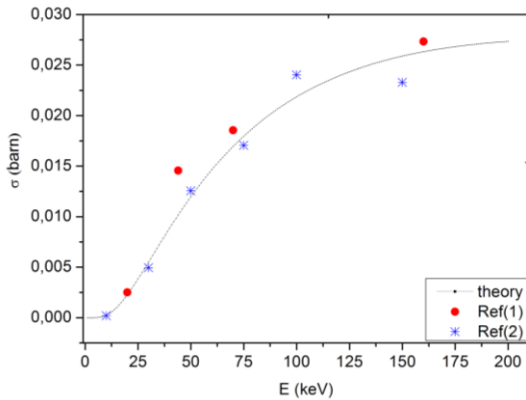
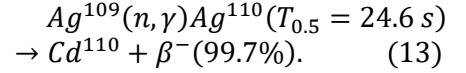
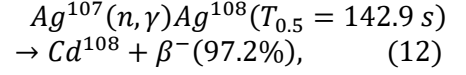


Figure 1 – Total cross-section of the D-D reaction.

The calculated values (line) are compared with nuclear EXFOR (Ref1) and ENDF (Ref2) databases

The reaction cross sections used in the calculation of the fusion reaction rate were adopted from the EXFOR database [18], and the recommended evaluated data were taken from the ENDF/B-VIII.0 nuclear data library [19]. In the $E_{eff}=25-80$ keV range, theoretical and experimental results agree well. In the $E_{eff}=100-150$ keV interval,

slow down fast neutrons generated during the fusion process, the Geiger counter was surrounded by a paraffin moderator. The activated silver foil detector consisted of natural silver ^{107}Ag 51.35 % and ^{109}Ag 48.65 % containing the isotopes. The primary nuclear reactions between neutrons and natural silver occur through neutron capture processes.



The detector calibration was performed using a standard Americium–241/Beryllium neutron source with a neutron yield of $1.5 \cdot 10^7$ neutrons/s.

slight differences are observed, which can be attributed to the energy dependence of the astrophysical S-factor and experimental uncertainties inherent in the various measurements.

For plasma focus device calculated α parameter in the range $E_{eff}=20-80$ keV, and equal $\alpha \approx 14-15$. The obtained constant value $\alpha \approx 14-15$ is consistent with nuclear fusion theory and previously reported D-D reactivity studies. Since the parameter α is directly related to the Gamow tunneling factor, its invariance indicates that neutron production in plasma focus devices is governed primarily by nuclear-scale Coulomb barrier penetration rather than macroscopic discharge parameters. Similar effective energy ranges reported by Bosch and Hale ($E_{eff}=30-100$ keV $\alpha \approx 12-18$) [16, 20] and Nevins and Swain ($E_{eff}=30-100$ keV, $\alpha \approx 12-18$) [18, 21] confirm that D-D fusion reactions occur within a narrow Gamow window, leading to an approximately constant tunneling parameter.

The fusion cross-section of the D–D reaction remains extremely small at low ion energies due to the presence of the Coulomb barrier, which significantly limits the probability of nuclear interaction. With increasing ion energy, the tunneling probability through the Coulomb barrier rises rapidly, leading to a pronounced growth in neutron yield that is predominantly governed by nuclear effects, particularly the increase of the fusion reaction cross-section. In this work, the application of experimentally measured nuclear data from the EXFOR database together with evaluated datasets from the ENDF library enhances the accuracy and reliability of fusion reaction rate calculations,

ensuring a physically consistent interpretation of neutron generation and nuclear processes occurring in plasma focus devices.

In the fusion plasma, the reaction rate depends on the number densities of deuterium (n_1 and n_2), the reaction cross section (σ), and the relative velocity (v) because ions have distribution of velocities. In Figure 2 shown the D-D reaction rate over ion energy range 0-200 keV for 2-4 Torr deuterium gas pressure.

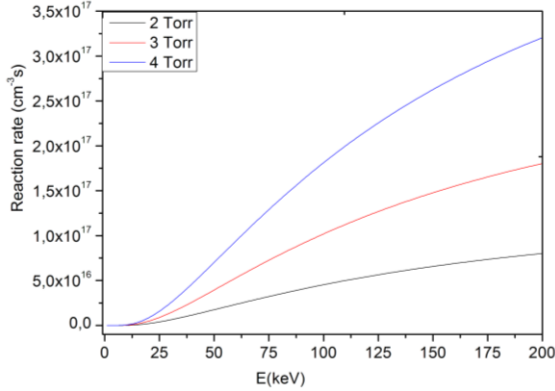


Figure 2 – Reaction rate of the D-D fusion process as a function of deuteron energy at different filling gas pressure

As shown in the figure, the D-D fusion reaction rate increases monotonically with increasing deuteron energy for all considered gas pressures. This behavior is explained by the exponential dependence of the fusion cross-section on the quantum tunneling probability through the Coulomb barrier. An increase in gas pressure from 2 to 4 Torr leads to a higher deuterium ion density in the plasma, resulting in a significant enhancement of the reaction rate over the entire investigated energy range. From the viewpoint of nuclear kinetics, this behavior is consistent with the scaling relation $R \approx n_d^2 \approx p^2$ indicating that an increase in particle concentration raises the frequency of nuclear collisions. Furthermore, in the low-energy region ($E < 30$ keV), the reaction rate changes slowly due to the low tunneling probability, whereas in the 50-200 keV range a rapid increase in reaction intensity is observed. This indicates the formation of an effective energy window for fusion, demonstrating that neutron generation in plasma focus devices is governed by coupled energy-density conditions within the thermonuclear plasma.

Neutron production is one of the most important indicators of D-D fusion reactions in plasma focus device. Figure 3 shows the neutron emission as function of charging voltage and gas pressure.

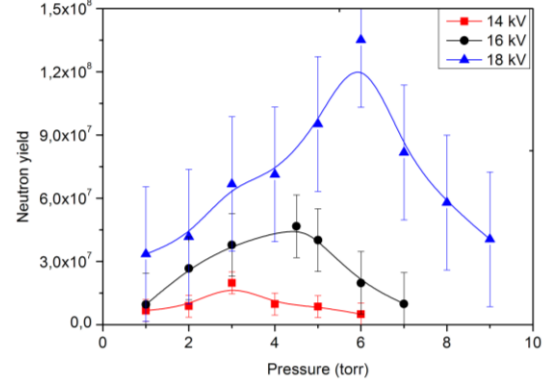


Figure 3 – The dependence of neutron production at different gas pressure on D-D fusion reaction

As shown in Figure 3, the formation of a maximum in neutron yield as a function of gas pressure is associated with the exponential energy dependence of the D-D fusion cross-section. This dependence is governed by Gamow-type quantum tunneling through the Coulomb barrier and, together with the quadratic density scaling of plasma particles predicted by nuclear reaction theory, determines the neutron production behavior.

Neutron production in plasma focus devices results from the relation between macroscopic electrical discharge processes and microscopic nuclear interactions. During the discharge, a high-amplitude pulsed current I is formed, and due self-generated magnetic field compresses the fusion plasma to high density and temperature conditions [22-24]. At this stage, strong electromagnetic fields and fusion plasma instabilities influence accelerate deuterons. The increase of ion energy enhances the probability of quantum tunneling through the Coulomb barrier, leading to an increase in the effective cross-section of the D-D fusion reaction.

The neutron generation time during D-D fusion reaction expressed as following:

$$\tau_n = \frac{1}{R}. \quad (14)$$

Thus, an increasing the R reaction rate leads to a reduction of neutron production time. This indicating that, the D-D reaction in fusion plasma more intensively occurs within a short time interval. This result shows that neutron production increases simultaneously with rising fusion plasma density and ion energy. The experimental research work [25-27] indicated that τ_n neutron production time corresponds to fusion plasma compression Δt_n time interval ($\tau_n \approx \Delta t_n$) during D-D fusion reactions. In plasma focus devices, the neutron production time is determined from the temporal width of the neutron pulse recorded

by a fast neutron detector. The full width at half maximum (FWHM) of the neutron signal characterizes the effective duration of nuclear fusion reactions occurring during the pinch phase and is directly related to the fusion reaction rate in the plasma.

Figure 4 shows experimentally results variation of the average nuclear reaction time in the fusion plasma column, as a function of deuterium gas pressure in the discharge chamber and charging voltage.

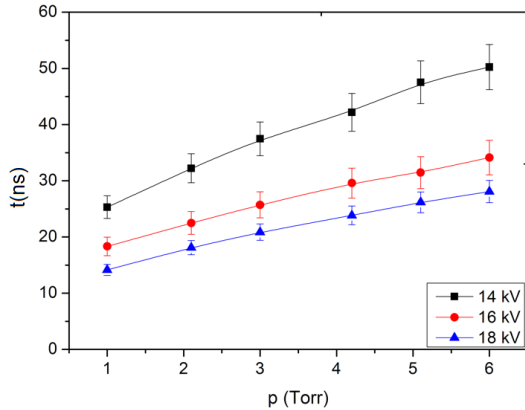


Figure 4 – Variation of the nuclear reaction time in the fusion plasma column

As shown in the Figure 5, the dependence of nuclear reaction duration on gas pressure is defined by variations in deuterium ion density and energy exchange processes within the fusion plasma. An increasing gas pressure, plasma density rises, and the enhanced collision frequency promotes stronger thermal energy redistribution, thereby extending the lifetime of the effective fusion region. Moreover, under higher pressure conditions, the dynamics of the current sheath become slower, and the increased stability of the pinch phase contributes to a longer duration of nuclear reactions. Thus, the pressure-dependent variation of reaction time reflects the coupled interaction between fusion plasma hydrodynamics and the nuclear kinetics of the D-D fusion process.

When fusion plasma compression with magnetic field, the radius of fusion plasma column decreases to $r_p = 0.5-0.8$ cm. It is leading to an increase deuterium ion density n_d and nuclear collisions per unit time, thereby intensifying the fusion process. Consequently, the fusion reaction rate R and neutron production begins to rise. The variation of fusion reaction rate dependence of fusion time and neutron yield are shown in Figure 5.

The quantitative results presented in figure-5 clearly demonstrate that both the nuclear reaction rate and neutron yield are directly dependent on the

reaction duration. For example, in the 18 kV operating regime, at a reaction time of $t \approx 15$ ns, the reaction rate reaches approximately $2.5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ - $2.8 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$, with a corresponding neutron yield of about $4 \cdot 10^7$ n/discharge - $5 \cdot 10^7$ n/discharge. When the reaction time increases from 40 ns to 45 ns, the reaction rate decreases to approximately from $0.8 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ to $0.6 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$, while the neutron yield correspondingly decrease nearly $1.5 \cdot 10^7$ n/discharge - $1 \cdot 10^7$ n/discharge. These results indicate that during the short-lived pinch phase, the plasma density and ion energy reach their maximum values, significantly increasing the probability of nuclear collisions and ensuring intense neutron generation. Thus, the reduction of reaction time enhances fusion efficiency and confirms that neutron production in plasma focus devices occurs predominantly in a highly reactive, short-duration nuclear burn regime.

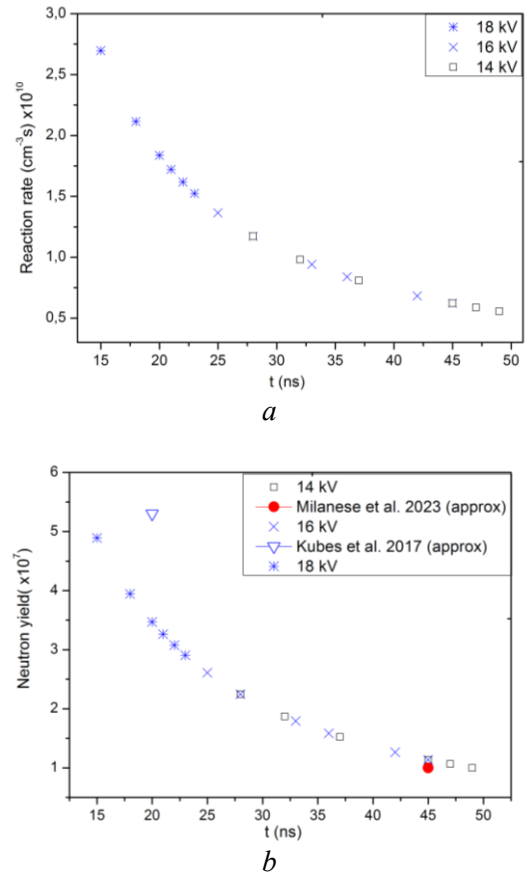


Figure 5 – Correlation between fusion reaction rate (a) and neutron production (b) as a function of nuclear reaction time in plasma focus discharges

Experimental and literature data [15, 18, 25] further show that the Nanofocus device operates at low pressure and short pinch duration, producing neutron yields on the order of $\sim 10^6$ neutrons pulse, which is consistent with the predicted t_p region obtained in the present experimental and modeling

results. In addition, the work of Kubes et al. [28] reports neutron yields of approximately $(0.8-5.3) \cdot 10^7$ neutrons/ pulse for the PF-200 device. This comparison demonstrates that, as predicted by the analytical model, neutron yield increases with decreasing pinch duration. The observed trend shows qualitative agreement with experimental results obtained in both the Nanofocus system (Milanese et

al.,) [29] and the PF-200 device (Kubes et al.,) [28].

In summary the experimentally observed pressure maximum and voltage scaling are governed by the energy dependence of the D-D fusion cross-section through Gamow tunneling. The variation of reaction time provides the effective nuclear interaction time during which fusion reactions occur.

Conclusion

In this work, the nuclear-physical characteristics of D-D thermonuclear fusion in a plasma focus device were analyzed by correlating the fusion cross-section, reaction rate, nuclear reaction time, and neutron emission parameters using both numerical evaluation and experimental observations. The calculated fusion cross-section in the deuteron energy range of 1-200 keV reaches values of $\sigma(E) \sim 10^{-3}-10^{-2}$ barn and compared with evaluated nuclear data libraries EXFOR and ENDF. Also, determined the fusion reaction rate increases quadratically with density and reaches values on the order of $R \sim 10^{16}-10^{17} \text{ cm}^{-3}\text{s}^{-1}$ in the effective energy region 25-100 keV. The obtained results demonstrate that the increase of ion energy significantly enhances the fusion probability through Coulomb barrier tunneling, thereby intensifying

neutron production in the compressed fusion plasma column.

The main scientific outcome of this study is the establishment of a consistent relationship between fusion reaction rate, neutron production time, and neutron yield within a unified nuclear kinetics framework. It is shown that an increase in reaction rate corresponds to a reduction of the effective nuclear reaction time, leading to the formation of intense nanosecond neutron pulses experimentally observed in plasma focus systems. These findings of the work provide a nuclear-physics based interpretation of neutron production optimization and improving predictive models for thermonuclear fusion systems, neutron sources which application for advanced nuclear science and applied fusion technologies.

Author Contributions

Zh. Moldabekov: Conceptualization, Visualization, Investigation, Writing – Original Draft. **A. Zhukeshov:** Supervision, Validation, Funding acquisition, Writing – Review & Editing. **A. Gabdullina:** Formal Analysis, Project administration, Methodology. **A. Amrenova:** Resources, Visualization

References

1. S. Ding et al., A high-density and high-confinement tokamak plasma regime for fusion energy, *Nature* **629**, 555 (2024). <https://doi.org/10.1103/physrevlett.132.065102>
2. A. B. Zylstra et al., Burning plasma achieved in inertial fusion, *Nature* **601**, 542 (2022). <https://doi.org/10.1038/s41586-024-07313-3>
3. P. Liu, D. Wu, T.-X. Hu, D. Yuan, G. Zhao, Z.-M. Sheng, X. T. He, and J. Zhang, Ion Kinetics and Neutron Generation Associated with Electromagnetic Turbulence in Laboratory-Scale Counterstreaming Plasmas, *Physical Review Letters* **132**, 155103 (2024). <https://doi.org/10.1103/physrevlett.132.155103>
4. A.Kemp, S. C. Wilks, E. P. Hartouni, and G. P. Grim, Generating keV ion distributions for nuclear reactions at near solid-density using intense short-pulse lasers, *Nature Communications* **10**, 4156 (2019). <https://doi.org/10.1038/s41467-019-12076-x>
5. Y. Zhang et al., Sustained Neutron Production from a Sheared-Flow Stabilized Z Pinch, *Physical Review Letters* **122**, 135001 (2019). <https://doi.org/10.1103/physrevlett.122.135001>
6. B. M. Haines et al., Observation of persistent species temperature separation in inertial confinement fusion mixtures, *Nature Communications* **11**, 544 (2020). <https://doi.org/10.1038/s41467-020-14412-y>
7. S.V.Lebedev, A.Frank, and D.D.Ryutov, Exploring astrophysics-relevant magnetohydrodynamics with pulsed-power laboratory facilities, *Reviews of Modern Physics* **91**, 025002 (2019). <https://doi.org/10.1103/revmodphys.91.025002>
8. Y. Zhang et al., Design and optimization of an advanced time-of-flight neutron spectrometer for deuterium plasmas of the large helical device, *Review of Scientific Instruments* **92**, 053547 (2021). <https://doi.org/10.1063/5.0043766>

9. B. Lahmann, K. Hahn, E. A. Henry, F. M. Munteanu, D. J. Schlossberg, and R. M. Bionta, Using real-time nuclear activation detectors for measuring neutron yields from D(D, T)n reactions on the national ignition facility (NIF), *Review of Scientific Instruments* **96**, 033506 (2025). <https://doi.org/10.1063/5.0213464>
10. M.R. Gómez et al., Performance Scaling in Magnetized Liner Inertial Fusion Experiments, *Physical Review Letters* **125**, 155002 (2020). <https://doi.org/10.1103/physrevlett.125.155002>
11. A. Pavone et al., Neural network surrogates of Bayesian diagnostic models for fast inference of plasma parameters, *Review of Scientific Instruments* **92**, 33531 (2021). <https://doi.org/10.1063/5.0043772>
12. D. Neudecker et al., Machine Learning to Select Experiments Driven by Fundamental Science and Applications for Targeted Nuclear Data Improvement, *Physical Review X* **15**, 021086 (2025). <https://doi.org/10.1103/physrevx.15.021086>
13. A. Wang et al., Learning plasma dynamics and robust rampdown trajectories with predict-first experiments at TCX, *Nature Communications* **16**, 8877 (2025). <https://doi.org/10.1038/s41467-025-63917-x>
14. E. R. Sadik-Zada, A. Gatto, and Y. Weißnicht, Back to the future: Revisiting the perspectives on nuclear fusion and juxtaposition to existing energy sources, *Energy* **290**, 129150 (2023). <https://doi.org/10.1016/j.energy.2023.129150>
15. B. Levitt et al., Elevated Electron Temperature Coincident with Observed Fusion Reactions in a Sheared-Flow-Stabilized Z Pinch, *Physical Review Letters* **132**, 155102 (2024). <https://doi.org/10.1103/physrevlett.132.155101>
16. S.Lee, Plasma focus ion beam fluence and nuclear fusion yield scaling, *Phys. Plasmas* **15**, 062702 (2019). <https://doi.org/10.1063/1.2919116>
17. S. Lee, S. H. Saw, Scaling laws for plasma focus machines from numerical experiments, *J. Fusion Energy* **27**, 292 (2019). <https://doi.org/10.1007/s10894-008-9158-7>
18. Experimental Nuclear Reaction Data (EXFOR), IAEA Nuclear Data Section, <https://www-nds.iaea.org/exfor/> (Accessed: 2026).
19. D.A. Brown et al., ENDF/B-VIII.0: The 8th Major Release of the Nuclear Reaction Data Library, Nuclear Data Sheets 148 (2018) 1-142. <https://doi.org/10.1016/j.nds.2018.02.001>
20. H.-S. Bosch and G. M. Hale, Improved formulas for fusion cross-sections and thermal reactivities, *Nucl. Fusion* **32**, 611 (1992). <https://doi.org/10.1088/0029-5515/32/4/107>
21. W. M. Nevins and R. Swain, The thermonuclear fusion rate coefficient for the D–D reactions, *Nucl. Fusion* **40**, 865 (2000). <https://doi.org/10.1088/0029-5515/40/4/310>
22. H. Abu-Shawareb et al., Achievement of Target Gain Larger than Unity in an Inertial Fusion Experiment, *Physical Review Letters* **132**, 65102 (2024). <https://doi.org/10.1103/physrevlett.132.065102>
23. O.A. Hurricane et al., Energy Principles of Scientific Breakeven in an Inertial Fusion Experiment, *Physical Review Letters* **132**, 65103 (2024). <https://doi.org/10.1103/physrevlett.132.065103>
24. B. Lindley, T. Roulstone, G. Locatelli, and M. Rooney, Can fusion energy be cost-competitive and commercially viable? An analysis of magnetically confined reactors, *Energy Policy* **177**, 113511 (2023). <https://doi.org/10.1016/j.enpol.2023.113511>
25. J.E. Ralph et al., The impact of low-mode symmetry on inertial fusion energy output in the burning plasma state, *Nature Communications* **15**, 2975 (2024). <https://doi.org/10.1038/s41467-024-47302-8>
26. S. K. Kim et al., Highest fusion performance without harmful edge energy bursts in tokamak, *Nature Communications* **15**, 3990 (2024). <https://doi.org/10.1038/s41467-024-48415-w>
27. V.T.Tikhonchuk, A boost for laser fusion, *Nature Physics* **20**, 682 (2024). <https://doi.org/10.1038/s41567-023-02379-8>
28. P. Kubes, M. Paduch, M. Scholz, K. Rezac, J. Cikhart, E. Klir, J. Kravarik, and V. Munzar, Neutron production and scaling in plasma focus devices, *Phys. Plasmas* **24**, 042708 (2017). <https://doi.org/10.1063/1.4979516>
29. M. Milanese, J. Pouzo, J. J. Rocca, and C. R. Pavez, Neutron emission and scaling laws in a plasma focus device, *Phys. Plasmas* **10**, 236 (2003). <https://doi.org/10.1063/1.1528919>

Information about authors:

1. Zhangali Moldabekov – MSc in Physics, senior lecturer of the Department of Plasma Physics, Nanotechnology and Computer Physics of al-Farabi Kazakh National University (Almaty, Kazakhstan, e-mail: Zhan.moldabek@gmail.com).
2. Anuar Zhukeshov – Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Professor of the Department of Plasma Physics, Nanotechnology and Computer Physics of al-Farabi Kazakh National University (Almaty, Kazakhstan, e-mail: zhukeshov@physics.kz).
3. Assylgul Gabdullina – Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Assistant professor Al-Farabi Kazakh National University (Almaty, Kazakhstan, e-mail: gabdullyna71@gmail.com).
4. Assem Amrenova – Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Assistant professor of the Department of Plasma Physics, Nanotechnology and Computer Physics of al-Farabi Kazakh National University (Almaty, Kazakhstan, e-mail: Amrenova.asem77@gmail.com).

Авторлар туралы ақпарат:

1. Жангали Молдабеков – жаратылыстану ғылымдарының магистрі, әл-Фараби ҚазҰУ, плазма физикасы, нанотехнология және компьютерлік физика кафедрасының аға оқытушысы (Алматы, Қазақстан, e-mail: Zhan.moldabek@gmail.com).

2. Ануар Жүкешов – физика-математика ғылымдарының докторы, әл-Фараби ҚазҰУ плазма физикасы, нанотехнология және компьютерлік физика кафедрасы профессоры (Алматы, Қазақстан, e-mail: zhukeshov@physics.kz).

3. Асылгүл Габдуллина – физика-математика ғылымдарының кандидаты, әл-Фараби ҚазҰУ, плазма физикасы, нанотехнология және компьютерлік физика кафедрасының ассистент профессоры (Алматы, Қазақстан, e-mail: gabdullyna71@gmail.com).

4. Әсем Амренова – физика-математика ғылымдарының кандидаты, әл-Фараби ҚазҰУ, плазма физикасы, нанотехнология және компьютерлік физика кафедрасының аға оқытушысы (Алматы, Қазақстан, e-mail: Amrenova.asem77@gmail.com).

Информация об авторах:

1. Молдабеков Жангали Мусырманкулович – магистр естественных наук, старший преподаватель кафедры физики плазмы, нанотехнологии и компьютерной физики, КазНУ им. аль-Фараби (Алматы Казахстан, e-mail: Zhan.moldabek@gmail.com).

2. Жүкешов Ануар Муратович – доктор физико-математических наук, профессор кафедры физики плазмы, нанотехнологии и компьютерной физики физико-технического факультета КазНУ имени аль-Фараби (Алматы, Казахстан, e-mail: zhukeshov@physics.kz).

3. Габдуллина Асылгүл Тулепбергеновна – кандидат физико-математических наук, ассистент профессор кафедры физики плазмы, нанотехнологии и компьютерной физики КазНУ имени аль-Фараби (Алматы, Казахстан, e-mail: gabdullyna71@gmail.com).

4. Амренова Асем Уахитовна – кандидат физико-математических наук, ассистент профессор кафедры физики плазмы, нанотехнологии и компьютерной физики, КазНУ им. аль-Фараби (Алматы, Казахстан, e-mail: Amrenova.asem77@gmail.com).

Article history: received: 20 January 2026; accepted: 28 February 2026.

Мақала тарихы: түсті: 20 қантар 2026; қабылданды: 28 ақпан 2026.

История статьи: поступила: 23 января 2026; принята: 28 февраля 2026.

Montasir Salman Tayfor* , Mohammed Ismail Adam Saleh 

Physics Department, Faculty of Science, Al-Baha University, Al-Baha, Kingdom of Saudi Arabia

*e-mail: mtaifour@bu.edu.sa

QUANTUM-NOISE-INDUCED LIMITS ON INFORMATION DENSITY IN CONFINED SOLID-STATE SYSTEMS

The continuous miniaturization of solid-state systems has driven electronic materials into regimes where quantum noise and environmental coupling play a decisive role in determining physical performance. In this work, we develop an open quantum framework to investigate fundamental limits on information density in confined solid-state systems. By explicitly incorporating system environment interactions at the Hamiltonian level and describing the resulting non-unitary dynamics within the Lindblad formalism, we derive an intrinsic upper bound on the number of operationally distinguishable quantum states. Our analysis reveals that information density scaling is jointly constrained by geometric confinement and noise-induced coherence loss, leading to an apparent exponential growth only within an intermediate size regime. As system dimensions approach the nanoscale, increasing quantum noise enforces a crossover to sub-exponential, noise-limited behavior, signaling the breakdown of purely geometric scaling arguments. The results demonstrate that the observed scaling behavior arises as an emergent consequence of open quantum dynamics rather than technological optimization. Owing to its general formulation, the proposed framework is broadly applicable to a wide class of solid-state systems, providing a unified physical perspective on information-density limits imposed by quantum noise.

Keywords: open quantum systems, quantum noise and decoherence, information density scaling, nanoscale confinement, fundamental physical limits.

Монтасир Салман Тайфур*, Мохаммед Исмаил Адам Салех

Физика кафедрасы, Ғылым факультеті, Әл-Баха университеті, Әл-Баха, Сауд Арабия патшалығы

*e-mail: mtaifour@bu.edu.sa

Шектеулі қатты денелі жүйелердегі ақпарат тығыздығына кванттық шуыл тудыратын шектеулер

Қатты денелі жүйелердің үздіксіз кішірейтілуі электрондық материалдарды олардың физикалық сипаттамаларын анықтауда кванттық шу мен қоршаған ортамен байланыс шешуші рөл атқаратын режимдерге жеткізді. Бұл мақалада шектеулі қатты денелі жүйелердегі ақпарат тығыздығына қойылатын негізгі шектеулерді зерттеу үшін ашық кванттық құрылымды әзірлеу нәтижелері ұсынылған. Гамильтон деңгейіндегі жүйе-қоршаған орта өзара әрекеттесулерін нақты ескеру және Линдблад формализміндегі бірліксіз динамиканы сипаттау арқылы операциялық тұрғыдан ажыратылатын кванттық күйлер санының ішкі жоғарғы шегі алынады. Бұл талдау ақпарат тығыздығының масштабталуы геометриялық шектеумен де, шуыл тудыратын когеренттіліктің жоғалуымен де шектелгенін көрсетеді, бұл тек аралық өлшем диапазонында айқын экспоненциалды өсуге әкеледі. Жүйе өлшемдері наноөлшемге жақындаған сайын, кванттық шудың артуы шумен шектелген субэкспоненциалды мінез-құлыққа ауысуға әкеледі, бұл таза геометриялық масштабтау аргументтерінің бұзылуын көрсетеді. Нәтижелер байқалған масштабтаудың технологиялық оңтайландырудан гөрі ашық кванттық динамикадан туындайтынын көрсетеді. Жалпы тұжырымдамасына байланысты ұсынылған құрылым кванттық шумен енгізілген ақпарат тығыздығының шектеулеріне бірыңғай физикалық көзқарасты қамтамасыз ететін қатты денелі жүйелердің кең класына кеңінен қолданылады.

Түйін сөздер: ашық кванттық жүйелер, кванттық шу және декогеренттілік, ақпарат тығыздығының масштабталуы, наноөлшемді шектеу, негізгі физикалық шектеулер.

Монтасир Салман Тайфор*, Мохаммед Исмаил Адам Салех
Кафедра физики, Университет Аль-Баха, Королевство Саудовская Аравия
*e-mail: mtaifour@bu.edu.sa

Ограничения плотности информации в ограниченных твердотельных системах, вызванные квантовым шумом

Непрерывная миниатюризация твердотельных систем привела к тому, что электронные материалы оказались в режимах, где квантовый шум и взаимодействие с окружающей средой играют решающую роль в определении физических характеристик. В данной работе приведены результаты по разработке открытой квантовой структуры для исследования фундаментальных ограничений плотности информации в ограниченных твердотельных системах. Явно учитывая взаимодействия системы с окружающей средой на уровне гамильтониана и описывая результирующую неунитарную динамику в рамках формализма Линдблада, выведена внутренняя верхняя граница числа операционно различимых квантовых состояний. Данный анализ показывает, что масштабирование плотности информации ограничено одновременно геометрическим ограничением и потерей когерентности, вызванной шумом, что приводит к кажущемуся экспоненциальному росту только в промежуточном диапазоне размеров. По мере приближения размеров системы к наноразмеру, увеличение квантового шума приводит к переходу к субэкспоненциальному поведению, ограниченному шумом, что свидетельствует о нарушении чисто геометрических аргументов масштабирования. Результаты показывают, что наблюдаемое масштабирование возникает как следствие открытой квантовой динамики, а не технологической оптимизации. Благодаря своей общей формулировке, предложенная структура широко применима к широкому классу твердотельных систем, обеспечивая единую физическую перспективу на ограничения плотности информации, накладываемые квантовым шумом.

Ключевые слова: открытые квантовые системы, квантовый шум и декогеренция, масштабирование плотности информации, наноразмерное ограничение, фундаментальные физические ограничения.

Introduction

Motivation

The continuous miniaturization of solid-state systems has progressively driven electronic materials into regimes where quantum effects dominate their physical behavior. At sufficiently small length scales confined carriers can no longer be treated as isolated entities but instead form inherently open quantum systems subject to unavoidable interactions with their surrounding environment, as a consequence quantum noise and decoherence emerge as central features rather than secondary perturbations fundamentally altering the dynamics of confined states [1-4].

In this nanoscale regime, the conventional closed-system approximation—widely employed in bulk and mesoscopic descriptions breaks down due to enhanced coupling between the system and surface states, phonons and vacuum fluctuations [5-8]. These interactions induce finite coherence times and non-

unitary dynamics that directly constrain the stability and distinguishability of quantum states. Importantly, quantum noise is no longer a small correction that can be neglected or absorbed into phenomenological parameters but instead constitutes a structural component of the physical description of scaled solid-state systems [9-12].

Physical Gap

Despite extensive research on information processing and state density in condensed-matter systems most existing studies approach information densification from an engineering or thermodynamic perspective, such approaches typically emphasize material optimization thermal management or device level scaling considerations often treating noise as an extrinsic factor that can be mitigated through improved fabrication or design strategies [13-16].

While these methods have proven effective at intermediate scales they implicitly assume that decoherence can be reduced arbitrarily through technological refinement.

However, a fully consistent physical framework that explicitly links quantum noise to the maximum achievable information density remains largely absent, in particular there is a lack of analytical treatments that derive intrinsic bounds on information density directly from the open quantum nature of confined systems rather than from empirical trends or classical arguments [17-20]. This gap obscures the distinction between technological limitations and fundamental physical constraints leaving unresolved questions regarding the ultimate limits imposed by quantum dynamics and environmental coupling.

Objective and Contribution

The objective of the present work is to establish a fundamental physical bound on information density in confined solid-state systems by explicitly

Physical Model

System Definition

We consider a quantum electronic system confined along a characteristic spatial direction of length L while remaining extended (or effectively homogeneous) in the transverse directions. Depending on the physical realization the confinement may be strictly one-dimensional or generalized to d -dimensional reduced geometries. The finite size L sets the dominant quantization scale and determines the spacing of the accessible energy levels.

The electronic subsystem is not treated as isolated. Instead, it is coupled to an external environment that may originate from surface degrees of freedom lattice vibrations (phonons) or vacuum-induced fluctuations. Such couplings become increasingly relevant as the system size is reduced owing to the enhanced surface-to-volume ratio and the unavoidable interaction between the confined carriers and their surroundings. Consequently, the system must be described as an open quantum system rather than by an idealized closed Hamiltonian model.

Effective Hamiltonian

The total Hamiltonian of the composite system is written as

$$H = H_{\text{sys}} + H_{\text{env}} + H_{\text{int}}, \quad (1)$$

incorporating quantum noise within an open quantum framework; by modeling the system environment interaction at the Hamiltonian level and analyzing the resulting non-unitary dynamics we derive an analytical scaling law that captures the interplay between geometric confinement and decoherence.

The main contributions of this study are threefold. First, we formulate a general open quantum model that treats quantum noise as an intrinsic consequence of confinement rather than an external disturbance. Second, we derive a size-dependent scaling law for the maximal information density, revealing an upper bound governed by coherence constraints. Third, we provide a physical interpretation of the apparent exponential growth observed at intermediate length scales as a transitional regime which inevitably breaks down as noise-dominated behavior emerges at the nanoscale. These results offer a unified physical perspective on information-density scaling across a broad class of solid-state systems [21-26].

where H_{sys} denotes the Hamiltonian of the confined electronic degrees of freedom H_{env} describes the environmental modes and H_{int} accounts for the interaction between the two subsystems.

The system Hamiltonian H_{sys} incorporates the effects of quantum confinement and is responsible for the discrete energy spectrum associated with the finite length L . The interaction term H_{int} mediates energy exchange and phase randomization between the system and its environment thereby inducing decoherence and dissipation. Importantly, this coupling is not assumed to be a weak perturbation that can be neglected at small scales but rather an intrinsic contribution whose impact grows as the characteristic size L is reduced.

Open Quantum Dynamics

To capture the non-unitary dynamics arising from environmental coupling the time evolution of the reduced density matrix ρ of the electronic subsystem is described within the Lindblad formalism. The dynamics obey the master equation

$$\frac{d\rho}{dt} = -\frac{i}{\hbar} [H, \rho] + \sum_k \mathcal{L}_k[\rho], \quad (2)$$

where the first term represents the coherent evolution generated by the total Hamiltonian while the Lindblad superoperators $\mathcal{L}_k[\rho]$ encode the irreversible effects of environmental interactions. Each dissipative

channel is characterized by a noise rate $\gamma_k(L)$ which depends explicitly on the system size. This size dependence reflects the physical origin of decoherence processes such as surface scattering or phonon-assisted relaxation whose strength typically increases as the confinement length L decreases. As a result, the coherence time of the electronic states becomes intrinsically limited by geometry and dimensionality.

Physical Meaning of Quantum Noise

In the present formulation, quantum noise is not treated as an external disturbance that could in principle be eliminated through improved isolation or engineering optimization. Instead, it is regarded as a structural physical constraint arising from the unavoidable coupling between confined quantum states and their environment.

This perspective implies that decoherence is not merely a technical limitation but a fundamental feature of scaled quantum systems, as the system size approaches the nanoscale noise-induced effects

Information Density and Quantum Noise

Information Measure

To quantify the amount of information that can be physically encoded within a confined quantum system we introduce the concept of information density. At the most fundamental level this quantity is determined by the number of effectively distinguishable quantum states accessible within a finite volume V .

In an open quantum system not all states of the full Hilbert space remain operationally meaningful due to decoherence and environmental coupling. We therefore define an effective number of states N_{eff} corresponding to the subset of quantum states that can be reliably distinguished within their coherence time. The information density is then expressed as

$$j \sim \frac{N_{\text{eff}}}{V} \quad (3)$$

which provides a physically motivated measure of information capacity constrained by both geometry and quantum dynamics. Alternatively, this definition may be interpreted in terms of an entropy-constrained Hilbert space where environmental noise restricts the effective dimensionality of the state space available for information storage.

impose intrinsic bounds on the stability and distinguishability of quantum states thereby constraining the maximum amount of information that can be physically encoded within a finite volume.

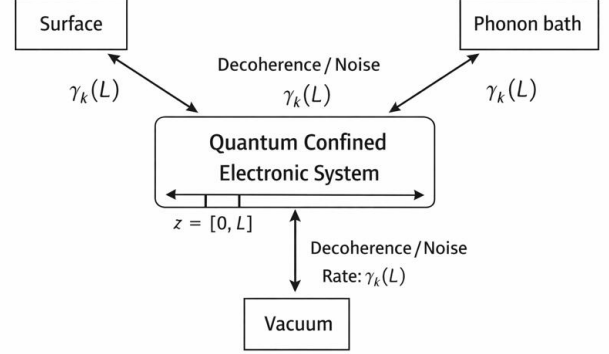


Figure 1. Schematic of a quantum-confined electronic system of length L coupled to its environment, where surface states phonons and vacuum fluctuations induce size-dependent quantum noise characterized by rates $\gamma_k(L)$.

Noise-Induced Constraint

The presence of quantum noise imposes a fundamental temporal limitation on the stability of quantum states. In particular, environmental coupling gives rise to a finite coherence time τ_{coh} which is controlled by the noise rates introduced in Section 2. For size-dependent decoherence processes this timescale scales as

$$\tau_{\text{coh}} \sim \gamma^{-1}(L), \quad (4)$$

where $\gamma(L)$ denotes the characteristic quantum noise rate associated with the system environment interaction.

The ability to reliably distinguish quantum states further requires that their energy separation ΔE exceeds the uncertainty imposed by decoherence, this condition can be expressed through the quantum distinguishability criterion

$$\Delta E \tau_{\text{coh}} \gtrsim \hbar, \quad (5)$$

which ensures that quantum states remain resolvable within their finite lifetime. Equation (5) highlights the direct role of quantum noise in limiting the operational resolution of the energy spectrum.

Upper Bound on Information Density

Combining the geometric confinement imposed by the system size with the noise-induced coherence constraint an intrinsic upper bound on the information density naturally emerges. In a d -dimensional confined system of characteristic length L the maximal achievable information density takes the scaling form

$$J_{\max}(L) \sim L^{-d} f(\gamma(L)), \quad (6)$$

where the prefactor L^{-d} reflects the geometric scaling of available quantum states while the function $f(\gamma)$ encapsulates the reduction of effective state space due to decoherence.

Crucially, the function f is a monotonically decreasing function of the noise strength indicating that increasing quantum noise progressively suppresses the number of operationally distinguishable states. As a result, information density is bounded not only by spatial confinement

Scaling Law and Emergent Behavior

Asymptotic Scaling

In an intermediate size regime where quantum confinement remains effective while decoherence is not yet dominant, the upper bound on information density exhibits an apparent exponential growth with decreasing system size. In this regime, the scaling of the maximal information density can be expressed asymptotically as

$$J_{\max}(L) \propto 2^{\alpha \log(L_0/L)}, \quad (7)$$

where L_0 denotes a characteristic reference length and α is a dimensionless scaling exponent determined by the effective noise strength. Although formally exponential this behavior is intrinsically bounded and emerges only within a finite interval of system sizes reflecting a balance between geometric confinement and residual coherence.

Breakdown Regime

As the system size approaches the nanoscale the effective noise rates $\gamma(L)$ increase rapidly due to enhanced system–environment coupling. This growth leads to a progressive reduction of the coherence time and consequently to a suppression of the effective number of distinguishable quantum states. As a result, the exponential scaling observed at intermediate sizes breaks down giving way to a sub-exponential growth regime in which further size reduction no longer

but also by intrinsic quantum noise that cannot be eliminated through purely geometric or technological optimization.

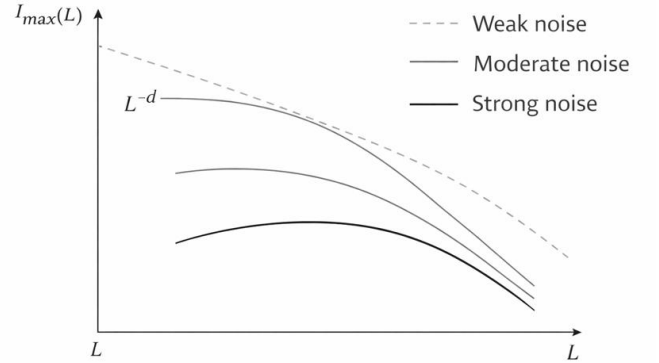


Figure 2. Schematic scaling of the maximum information density $J_{\max}(L)$ with system size L for different quantum noise strengths, showing noise-induced suppression of the ideal geometric scaling.

yields proportional gains in information density. This crossover marks a fundamental transition from confinement-dominated scaling to noise-limited behavior.

Emergent Interpretation

This emergent scaling reproduces the historically observed exponential growth of information density, often referred to as Moore-like behavior, while predicting its inevitable slowdown at the nanoscale.

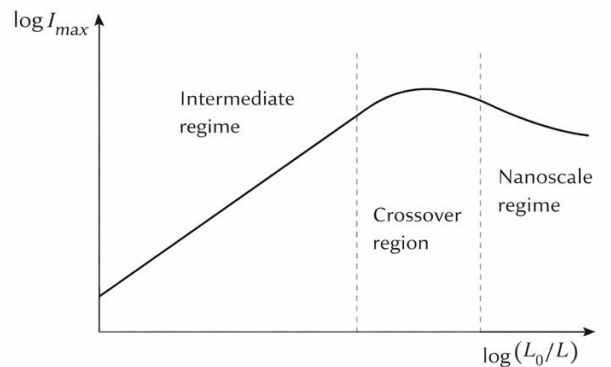


Figure 3. Schematic crossover from apparent exponential scaling of J_{\max} at intermediate sizes to noise-limited, sub-exponential behavior at the nanoscale.

Physical Discussion

Why Scaling Must Slow Down

The slowdown of information-density scaling at reduced system sizes follows directly from the unavoidable growth of quantum noise. As confinement strengthens, the surface-to-volume ratio increases enhancing the coupling between the electronic subsystem and environmental degrees of freedom. Since dominant decoherence channels such as surface scattering phonon assisted relaxation and vacuum-induced fluctuations scale with surface contributions rather than bulk volume the effective noise rate increases as the characteristic length decreases. This behavior implies that coherence degradation is not a secondary effect but a geometrically enforced consequence of miniaturization leading to an intrinsic suppression of the number of operationally distinguishable quantum states.

Engineering Versus Physical Limits

It is essential to distinguish between limits that arise from technological constraints and those imposed by fundamental physical principles. Engineering improvements may reduce extrinsic noise sources or optimize material quality thereby

Conclusions

In this work, we have established a fundamental physical bound on information density in confined solid-state systems by explicitly accounting for quantum noise arising from intrinsic system–environment coupling, by formulating the problem within an open quantum framework, we demonstrated that decoherence imposes an unavoidable constraint on the number of operationally distinguishable quantum states thereby limiting the achievable information density beyond purely geometric considerations, the analysis revealed that the apparent exponential scaling observed at intermediate system

shifting the onset of noise dominated behavior to smaller length scales. However, the quantum noise considered here originates from intrinsic system environment coupling and cannot be eliminated through design optimization alone, as a result the breakdown of exponential scaling reflects a genuine physical bound rather than a temporary technological bottleneck marking a transition from engineering-limited performance to physics-limited behavior.

Role of Surfaces

At the nanoscale surfaces play a central role in governing quantum noise rather than acting merely as passive boundary conditions. Surface states structural imperfections and symmetry breaking at interfaces introduce additional decoherence channels that directly affect the coherence time and effective dimensionality of the accessible Hilbert space. Consequently, surfaces emerge as primary generators of quantum noise reinforcing the view that noise induced limits are inherently linked to geometry and dimensionality, this interpretation highlights the fundamental role of surfaces in shaping the scaling behavior of information density in confined quantum systems.

sizes represents only a transitional regime which inevitably breaks down as noise dominated behavior emerges at the nanoscale. Importantly, the derived scaling laws and crossover behavior are not tied to a specific material platform but reflect general physical principles applicable across a broad class of solid-state systems. These findings clarify the distinction between engineering improvements and fundamental physical limits providing a unified framework for understanding information-density scaling in quantum-confined materials.

Author Contributions:

Montasir Salman Tayfor and **Mohammed Ismail Adam Saleh** contributed equally to this work: conceptualization, theoretical formulation, methodology development, formal analysis, interpretation of results, and manuscript preparation were carried out jointly by both authors. Both authors reviewed and approved the final version of the manuscript.

References

1. H.-P. Breuer and F. Petruccione, *The Theory of Open Quantum Systems* (Oxford University Press, Oxford, 2002). <https://doi.org/10.1093/acprof:oso/9780199213900.001.0001>
2. U. Weiss, *Quantum Dissipative Systems*, 4th ed. (World Scientific, Singapore, 2012). <https://doi.org/10.1142/8334>
3. W.H. Zurek, Decoherence and the transition from quantum to classical, *Phys. Today* **44**, 36 (1991). <https://doi.org/10.1063/1.881293>
4. M. Schlosshauer, *Decoherence and the Quantum-to-Classical Transition* (Springer, Berlin, 2007). <https://doi.org/10.1007/978-3-540-35775-9>
5. S. Datta, *Electronic Transport in Mesoscopic Systems* (Cambridge University Press, Cambridge, 2013). <https://doi.org/10.1017/CBO9780511805776>

6. Y. Imry, *Introduction to Mesoscopic Physics*, 2nd ed. (Oxford University Press, Oxford, 2002).
7. J. H. Davies, *The Physics of Low-Dimensional Semiconductors* (Cambridge University Press, Cambridge, 1998).
8. C. W. J. Beenakker and H. van Houten, Quantum transport in semiconductor nanostructures, *Solid State Phys.* **44**, 1-228 (1991). [https://doi.org/10.1016/S0081-1947\(08\)60091-0](https://doi.org/10.1016/S0081-1947(08)60091-0)
9. A. Rivas and S. F. Huelga, *Open Quantum Systems* (Springer, Berlin, 2012). <https://doi.org/10.1007/978-3-642-23354-8>
10. G. Lindblad, On the generators of quantum dynamical semigroups, *Commun. Math. Phys.* **48**, 119 (1976). <https://doi.org/10.1007/BF01608499>
11. H.-P. Breuer, Foundations and measures of quantum non-Markovianity, *J. Phys. B* **45**, 154001 (2012). <https://doi.org/10.1088/0953-4075/45/15/154001>
12. A. N. Jordan, B. Sothmann, R. Sánchez, and M. Büttiker, Powerful and efficient energy harvester with resonant tunneling, *Phys. Rev. B* **87**, 075312 (2013). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.87.075312>
13. R. Landauer, Irreversibility and heat generation in the computing process, *IBM J. Res. Dev.* **5**, 183 (1961). <https://doi.org/10.1147/rd.53.0183>
14. C. H. Bennett, The thermodynamics of computation—a review, *Int. J. Theor. Phys.* **21**, 905 (1982). <https://doi.org/10.1007/BF02084158>
15. M. P. Woods, R. Silva, and J. Oppenheim, Autonomous Quantum Machines and Finite Sized Clocks, *Ann. Henri Poincaré* **20**, 125–218 (2019). <https://doi.org/10.1007/s00023-018-0736-9>
16. J. M. R. Parrondo, J. M. Horowitz, and T. Sagawa, Thermodynamics of information, *Nat. Phys.* **11**, 131-139 (2015). <https://doi.org/10.1038/nphys3230>
17. V. Giovannetti, S. Lloyd, and L. Maccone, Quantum limits to dynamical evolution, *Phys. Rev. A* **67**, 052109 (2003). <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.67.052109>
18. S. Lloyd, Ultimate physical limits to computation, *Nature* **406**, 1047 (2000). <https://doi.org/10.1038/35023282>
19. J. Preskill, Quantum computing in the NISQ era and beyond, *Quantum* **2**, 79 (2018). <https://doi.org/10.22331/q-2018-08-06-79>
20. F. G. S. L. Brandão *et al.*, Resource theory of quantum states out of thermal equilibrium, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 250404 (2013). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.111.250404>
21. P. Strasberg, G. Schaller, T. Brandes, and M. Esposito, Quantum and information thermodynamics, *Phys. Rev. X* **7**, 021003 (2017). <https://doi.org/10.1103/PhysRevX.7.021003>
22. M. Esposito, M. A. Ochoa, and M. Galperin, Quantum thermodynamics: A nonequilibrium Green's function approach, *Phys. Rev. Lett.* **114**, 080602 (2015). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.114.080602>
23. K. Modi *et al.*, The classical–quantum boundary for correlations: Discord and related measures, *Rev. Mod. Phys.* **84**, 1655 (2012). <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.84.1655>
24. J. Eisert, M. Friesdorf, and C. Gogolin, Quantum many-body systems out of equilibrium, *Nat. Phys.* **11**, 124-130 (2015). <https://doi.org/10.1038/nphys3215>
25. A. H. Castro Neto *et al.*, The electronic properties of graphene, *Rev. Mod. Phys.* **81**, 109 (2009). <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.81.109>
26. M. Zwolak and W. H. Zurek, Complementarity of quantum discord and classically accessible information, *Scientific Reports* **3**, 1729 (2013). <https://doi.org/10.1038/srep01729>

Information about authors:

Montasir Salman Tayfor, Physics Department, Faculty of Science, Al-Baha University (Al-Baha, Kingdom of Saudi Arabia, e-mail: mtaifour@bu.edu.sa).

Mohammed Ismail Adam Saleh – Physics Department, Faculty of Science, Al-Baha University (Al-Baha, Kingdom of Saudi Arabia, e-mail: mtaifour@bu.edu.sa).

Авторлар туралы мәлімет:

Монтасир Салман Тайфур, Физика кафедрасы, Ғылым факультеті, Әл-Баха университеті, Әл-Баха, Сауд Арабия патшалығы, e-mail: mtaifour@bu.edu.sa

Мохаммед Исмаил Адам Салех, Физика кафедрасы, Ғылым факультеті, Әл-Баха университеті (Әл-Баха, Сауд Арабия патшалығы, e-mail: mtaifour@bu.edu.sa)

Информация об авторах:

Монтасир Салман Тайфур, кафедра физики, университет Аль-Баха (Королевство Саудовская Аравия, e-mail: mtaifour@bu.edu.sa).

Мохаммед Исмаил Адам Салех, кафедра физики, университет Аль-Баха (Королевство Саудовская Аравия, e-mail: mtaifour@bu.edu.sa).

Article history: received: 12 January 2026; accepted: 25 February 2026.

Мақала тарихы: түсті: 12 қаңтар 2026; қабылданды: 25 ақпан 2026.

История статьи: получено: 12 января 2026; принято: 25 февраля 2026.

Плазма физикасы

Plasma Physics

Физика плазмы

Б.Е. Жумадилов^{1,2} ¹Институт прикладных наук и информационных технологий, Алматы, Казахстан²Казахстанско-Британский технический университет, Алматы, Казахстанe-mail: zhumadilovbe@gmail.com

ВЛИЯНИЕ ДЛИТЕЛЬНОСТИ СИНТЕЗА НА МОРФОЛОГИЮ И СТРУКТУРУ УГЛЕРОДНЫХ НАНОСТЕНОК НА ПОВЕРХНОСТИ УГЛЕРОДНОЙ БУМАГИ

В работе исследована эволюция морфологии и структурного состояния углеродных наностенок (УНС), выращенных на углеродной бумаге методом ёмкостно-связанного плазменно-усиленного химического осаждения из газовой фазы (ССР-PECVD), в зависимости от длительности синтеза (30-120 мин) при фиксированных параметрах процесса. Морфология покрытия изучена методами сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) и атомно-силовой микроскопии (АСМ), а структурные изменения оценены методом Рамановской спектроскопии ($\lambda = 473$ нм). Показано, что на ранней стадии (30 мин) УНС формируются островковым образом на дефектах подложки, а при увеличении времени до 60-90 мин происходит интенсивный вертикальный рост и уплотнение массива. По данным АСМ наблюдается рост средней и среднеквадратичной шероховатости (R_a : с 13.91 до 26.91 нм; R_{ms} : с 18.19 до 34.26 нм при 60-120 мин), тогда как пиковая шероховатость R_z возрастает до 90 мин (с 124.3 до 159.3 нм) и далее насыщается (161.1 нм при 120 мин), что указывает на переход от преимущественно вертикального роста к режиму уплотнения и вторичной нуклеации. Рамановские данные подтверждают увеличение дефектности и разупорядочения sp^2 -сетки с ростом времени синтеза: отношение I_D/I_G возрастает от 0.61 до 1.84, ширина G-пика увеличивается от 24.8 до 40.9 cm^{-1} , а степень графитизации снижается с 40.2 до 27.2 %. Установлено, что около 90 мин достигается оптимальный компромисс между развитием вертикальной морфологии и сохранением структурной упорядоченности углеродной фазы, тогда как 120 мин обеспечивает максимальную дефектность и развитость поверхности, перспективные для приложений, требующих высокой плотности активных центров.

Ключевые слова: углеродные наностены, углеродная бумага, ССР-PECVD, эволюция морфологии, СЭМ, АСМ.

Б.Е. Жумадилов^{1,2}¹Қолданбалы ғылымдар және ақпараттық технологиялар институты, Алматы, Қазақстан²Қазақстан-Британ техникалық университеті, Алматы, Қазақстан*e-mail: zhumadilovbe@gmail.com

Көміртек қағазының бетіндегі көміртек наноқабырғаларының морфологиясы мен құрылымына синтез ұзақтығының әсері

Бұл жұмыста сыйымдылықпен байланысқан плазмамен күшейтілген химиялық бу фазасынан тұндыру (ССР-PECVD) әдісімен көміртек қағазында өсірілген көміртек наноқабырғаларының (КНҚ) морфологиясы мен құрылымдық күйінің синтез ұзақтығына (30-120 мин) тәуелді эволюциясы, процесс параметрлері тұрақты болған жағдайда, зерттелді. Қаптаманың морфологиясы сканерлеуші электрондық микроскопия (СЭМ) және атомдық-күштік микроскопия (АКМ) әдістерімен зерттелді, ал құрылымдық өзгерістер рамандық спектроскопия ($\lambda = 473$ нм) арқылы бағаланды. Ерте кезеңде (30 мин) КНҚ көміртек қағазының ақаулары аймағында аралдық нуклеация механизмі бойынша қалыптасатыны көрсетілді. Тұндыру уақыты 60-90 мин-қа артқанда наноқабырғалардың қарқынды тік бағытталған өсуі және массивтің тығыздалуы байқалады. АКМ деректері бойынша орташа және орташа квадраттық кедір-бұдырлықтың өсуі анықталды (R_a : 13.91-

ден 26.91 нм-ге дейін; R_{ms} : 18.19-дан 34.26 нм-ге дейін, 60-120 мин), ал пиктік кедір-бұдырлық R_z 90 мин-қа дейін өсіп (124.3-тен 159.3 нм-ге дейін), кейін қанығуға жетеді (120 мин кезінде 161.1 нм). Бұл құбылыс басым түрде тік өсу режимінен тығыздалу және екіншілік нуклеация режиміне ауысуды көрсетеді. Рамандық спектроскопия нәтижелері синтез уақыты артқан сайын sp^2 -көміртек торының ретсізденуі мен ақаулылық деңгейінің ұлғаюын растайды: I_D/I_G қатынасы 0.61-ден 1.84-ке дейін өседі, G-пигінің жартылай биіктігіндегі ені 24.8-ден 40.9 cm^{-1} -ке дейін артады, ал графиттену дәрежесі 40.2 %-дан 27.2 %-ға дейін төмендейді. Шамамен 90 мин синтез уақыты тік морфологияның барынша дамуы мен көміртек фазасының салыстырмалы жоғары құрылымдық реттелуінің оңтайлы үйлесімін қамтамасыз ететіні анықталды, ал 120 мин максималды ақаулылық пен дамыған бет түзіп, белсенді орталықтардың жоғары тығыздығын талап ететін қолданбалар үшін перспективалы болып табылады.

Түйін сөздер: көміртек наноқабырғалары, көміртек қағазы, CCP-PECVD, морфология эволюциясы, СЭМ, АКМ.

B.E. Zhumadilov^{1,2}

¹Institute of Applied Science and Information Technologies, Almaty, Kazakhstan

²Kazakh-British Technical University, Almaty, Kazakhstan

*e-mail: zhumadilovbe@gmail.com

Effect of synthesis duration on the morphology and structure of carbon nanowalls on the surface of carbon paper

This work investigates the evolution of the morphology and structural state of carbon nanowalls (CNWs) grown on carbon paper by capacitively coupled plasma-enhanced chemical vapor deposition (CCP-PECVD) as a function of synthesis duration (30-120 min) under fixed process parameters. The surface morphology of the coatings was examined by scanning electron microscopy (SEM) and atomic force microscopy (AFM), while structural changes were evaluated by Raman spectroscopy ($\lambda = 473$ nm). It is shown that at the early stage (30 min) CNWs form via island-like nucleation on defects of the carbon paper substrate, whereas increasing the deposition time to 60-90 min leads to intensive vertical growth and densification of the CNW array. AFM analysis reveals an increase in average and root-mean-square roughness (R_a : from 13.91 to 26.91 nm; R_{ms} : from 18.19 to 34.26 nm for 60-120 min), while the peak-to-valley roughness R_z increases up to 90 min (from 124.3 to 159.3 nm) and then reaches saturation (161.1 nm at 120 min). This behavior indicates a transition from predominantly vertical growth to a regime dominated by densification and secondary nucleation. Raman spectroscopy confirms a progressive increase in defect density and disorder of the sp^2 carbon network with increasing synthesis time: the I_D/I_G ratio rises from 0.61 to 1.84, the G-band full width at half maximum increases from 24.8 to 40.9 cm^{-1} , and the degree of graphitization decreases from 40.2 to 27.2 %. It is established that a synthesis duration of approximately 90 min provides an optimal balance between the development of vertical morphology and the preservation of structural ordering of the carbon phase, whereas 120 min results in maximum defect density and surface development, which is promising for applications requiring a high density of active sites.

Keywords: carbon nanowalls, carbon paper, CCP-PECVD, morphology evolution, SEM, AFM.

Введение

Углеродные наностенки (УНС) были открыты несколько десятилетий назад и в настоящее время рассматриваются как перспективный класс углеродных наноструктур для создания различных функциональных устройств. Несмотря на то что многие физические и

химические свойства УНС уже достаточно хорошо изучены, интерес к данным материалам сохраняется благодаря появлению новых областей применения и возможности целенаправленного управления их структурой и морфологией [1-3]. УНС представляют собой вертикально

ориентированные графеноподобные нанолиты, характеризующиеся развитой удельной поверхностью, высокой плотностью краевых плоскостей и хорошей химической и термической стабильностью [4,5]. Благодаря своим структурным особенностям УНС находят применение в широком спектре областей, включая электроды для суперконденсаторов, гидрофобные и защитные поверхностные покрытия, полевые эмиттеры, сенсорные системы и различные интерфейсные слои [6-9]. Высокая удельная площадь поверхности и открытая архитектура УНС обеспечивают хорошую доступность активных участков и делают данные наноструктуры удобной модельной системой для фундаментальных исследований, направленных на установление взаимосвязи между условиями синтеза, морфологией и структурными характеристиками углеродных материалов [10].

Свойства УНС в значительной степени определяются не только параметрами роста, но и природой подложки, на которой осуществляется их формирование. Углеродная бумага представляет собой проводящий пористый материал, состоящий из переплетённых углеродных волокон, и широко используется в различных электрохимических и энергетических системах. По сравнению с гладкими и жёсткими подложками, такими как кремний или стеклоуглерод, углеродная бумага обладает развитой трёхмерной архитектурой и сложной поверхностной топологией [11,12].

Вместе с тем синтез углеродных наностенок на углеродной бумаге сопряжён с рядом трудностей. Волокнистая и высокопористая структура углеродной бумаги оказывает существенное влияние на процессы зародышеобразования и дальнейшего роста УНС, определяя их плотность, вертикальную ориентацию, толщину и степень однородности. Одним из ключевых параметров синтеза,

напрямую влияющих на эволюцию морфологии и структуры УНС, является длительность роста. Недостаточное время синтеза может приводить к формированию разреженных и неполностью развитых наностенок, тогда как чрезмерно длительный рост способствует утолщению слоя, агломерации наноструктур и изменению дефектной структуры материала. Несмотря на важность данного параметра, систематические исследования, посвящённые изолированному влиянию длительности синтеза на рост УНС на углеродной бумаге, в литературе представлены ограниченно [13,14].

В данной работе УНС были выращены непосредственно на поверхности углеродной бумаги в условиях ёмкостно-связанного плазменно-усиленного химического осаждения из газовой фазы (ССР-PECVD). Время осаждения варьировалось в диапазоне от 30 до 120 мин при фиксированных остальных параметрах процесса, что позволило целенаправленно проследить влияние длительности синтеза на формирование структуры УНС. Для комплексного исследования морфологической и структурной эволюции полученных углеродных наностенок были использованы методы сканирующей электронной микроскопии (СЭМ), атомно-силовой микроскопии (АСМ) и Рамановской спектроскопии. СЭМ и АСМ обеспечили детальный анализ изменений морфологии массива УНС, их плотности, характерных размеров и параметров шероховатости поверхности, тогда как Рамановская спектроскопия была применена для оценки степени графитизации, дефектности и эволюции sp^2 -углеродной структуры.

Основной целью работы является установление закономерностей морфологической и структурной эволюции УНС, сформированных на углеродной бумаге, в зависимости от времени синтеза, а также обсуждение возможных механизмов их роста в условиях ССР-PECVD.

Экспериментальная часть

Синтез УНС на углеродной бумаге

УНС были получены на предварительно очищенной углеродной бумаге методом ССР-PECVD в соответствии с методикой, подробно описанным в нашей предыдущей работе [15].

Процесс синтеза осуществлялся при температуре подложки $650\text{ }^{\circ}\text{C}$ и рабочем давлении порядка 10^{-2} Торр. В качестве исходной газовой смеси использовались метан, водород и аргон с расходами 15, 10 и 15 $\text{см}^3/\text{мин}$ соответственно. Радиочастотный плазменный разряд (13.56 МГц) с мощностью 35 Вт

обеспечивал активацию газовой фазы и инициировал рост углеродных наностенок. Перед осаждением подложка подвергалась предварительной обработке в аргоновой плазме в течение 10 мин, что способствовало очистке поверхности и улучшению адгезии формируемых наноструктур. После завершения процесса образцы охлаждались до комнатной температуры в атмосфере инертного газа, что позволило снизить термические напряжения в сформированном слое УНС.

Методы исследования

Морфология полученных образцов исследовалась с использованием двухлучевого сканирующего электронного микроскопа с фокусированным ионным пучком (FIB/SEM, Helios 5CX, Thermo Fisher Scientific). Топография поверхности и количественные параметры шероховатости определялись методом атомно-силовой микроскопии (АСМ, Solver Spectrum,

NT-MDT) в полуконтактном режиме с применением кремниевых зондов NSG01 (радиус острия ~10 нм, резонансная частота ~170 кГц). Структурное состояние и колебательные характеристики УНС, исследовались с помощью Рамановской спектроскопии (Solver Spectrum, NT-MDT) с длиной волны возбуждения 473 нм.

Результаты и обсуждение

Изучение морфологии поверхности углеродной бумаги после плазмохимического осаждения УНС позволило установить закономерности их роста в зависимости от временного фактора. На рисунке 1 представлены СЭМ изображения УНС, синтезированных на поверхности углеродной бумаги при различном времени осаждения. На начальном этапе синтеза (30 мин, рис. 1а) наблюдается частичное покрытие углеродной бумаги первичными зародышами. На этой стадии УНС локализованы преимущественно на дефектах и неровностях подложки, что характерно для островкового механизма роста [16,17]. При увеличении времени осаждения до 60 мин (рис. 1б) поверхность углеродной бумаги становится более равномерно покрытой массивом наностенок. Наблюдается рост их плотности и уменьшение межстеночного расстояния, что свидетельствует об активном вертикальном росте первичных УНС. Структуры сохраняют выраженную вертикальную ориентацию, формируя типичную лабиринтную структуру, характерную для УНС [18,19]. Дальнейшее увеличение времени синтеза до 90 мин (рис. 1в) приводит к заметному уплотнению покрытия. Наностенки формируют более плотную и однородную сеть, при этом различия по высоте между отдельными структурами становятся менее выраженными. Одновременно в массиве появляются более мелкие и тонкие элементы, что может указывать на начало вторичного роста – формирование новых наностенок на поверхности уже сформированного слоя [20, 21]. При времени осаждения 120 мин (рис. 1г) морфология покрытия практически стабилизируется. Массив УНС характеризуется высокой плотностью и равномерным распределением по поверхности подложки. Однако существенного увеличения высоты наиболее выступающих структур не

наблюдается, что позволяет предположить замедление вертикального роста первичных наностенок и доминирование процессов вторичного роста.

Для детальной количественной оценки рельефа поверхности были получены АСМ изображения (рис. 2) и рассчитаны параметры шероховатости (табл. 1). При увеличении времени осаждения с 60 до 120 мин наблюдается рост средней (R_a) и среднеквадратичной (R_{ms}) шероховатости поверхности. Значение R_a увеличивается с 13.91 до 26.91 нм, а R_{ms} с 18.19 до 34.26 нм, что свидетельствует о последовательном усложнении микрорельефа и росте эффективной поверхности покрытия. В то же время параметр пиковой шероховатости R_z демонстрирует принципиально иное поведение. Динамика изменения параметра пиковой шероховатости R_z носит нелинейный характер. Между 60 и 90 мин его значение возрастает с 124.3 до 159.3 нм (примерно на 28 %), отражая продолжающийся вертикальный рост наиболее высоких наностенок. Однако при дальнейшем увеличении времени осаждения до 120 мин рост R_z практически прекращается (161.1 нм), несмотря на заметное увеличение R_a и R_{ms} . Такое расхождение в параметров шероховатости указывает на изменение доминирующего механизма роста УНС после 90 мин синтеза. Насыщение R_z свидетельствует о стабилизации максимальной высоты рельефа поверхности, тогда как продолжающийся рост R_a и R_{ms} связан с увеличением плотности наностенок, их утолщением и формированием вторичных структур в межстеночном пространстве [22]. Данные СЭМ наблюдений хорошо согласуются с этим выводом, демонстрируя уплотнение массива и появление вторичных структур без существенного увеличения высоты наиболее выступающих наностенок.

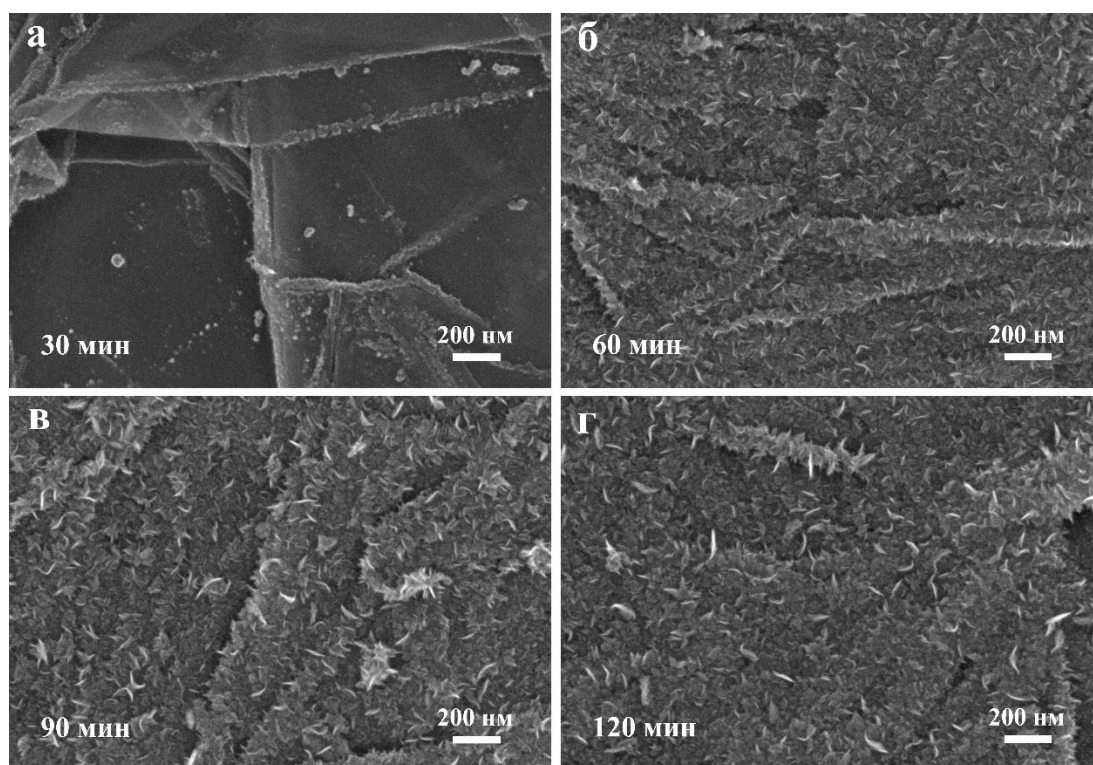


Рисунок 1 – СЭМ-изображения УНС на поверхности углеродной бумаги при различном времени осаждения: а) 30 мин; б) 60 мин; в) 90 мин; г) 120 мин

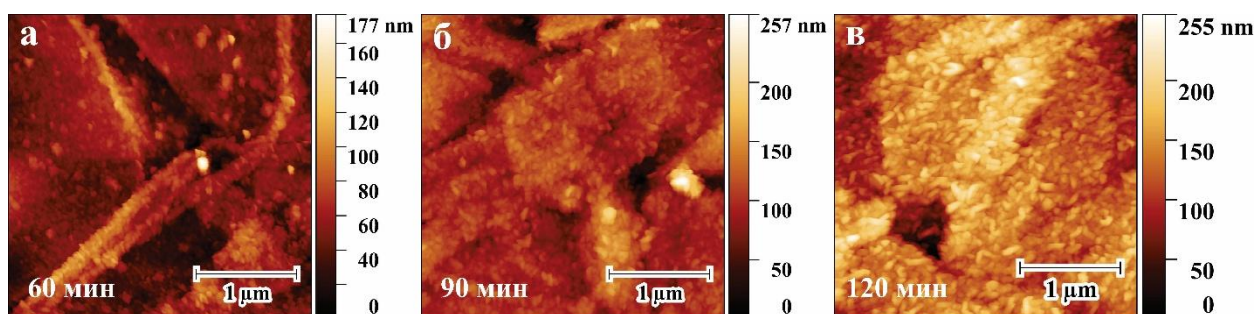


Рисунок 2 – АСМ-изображения углеродных наностенок на поверхности углеродной бумаге при различном времени осаждения: а) 60 мин; б) 90 мин; в) 120 мин

Таблица 1 – Влияние времени осаждения на параметры шероховатости поверхности

Время осаждения	Средняя шероховатость, R_a , нм	Пиковая шероховатость, R_z , нм	Среднеквадратичная шероховатость, R_{ms} , нм
60 мин	13.91	124.3	18.19
90 мин	17.71	159.3	24.06
120 мин	26.91	161.1	34.26

В совокупности полученные результаты указывают на наличие оптимального временного интервала синтеза (около 90 мин), при котором достигается максимальное развитие вертикальной морфологии УНС, тогда как дальнейшее увеличение времени осаждения приводит главным образом к уплотнению и структурному усложнению покрытия.

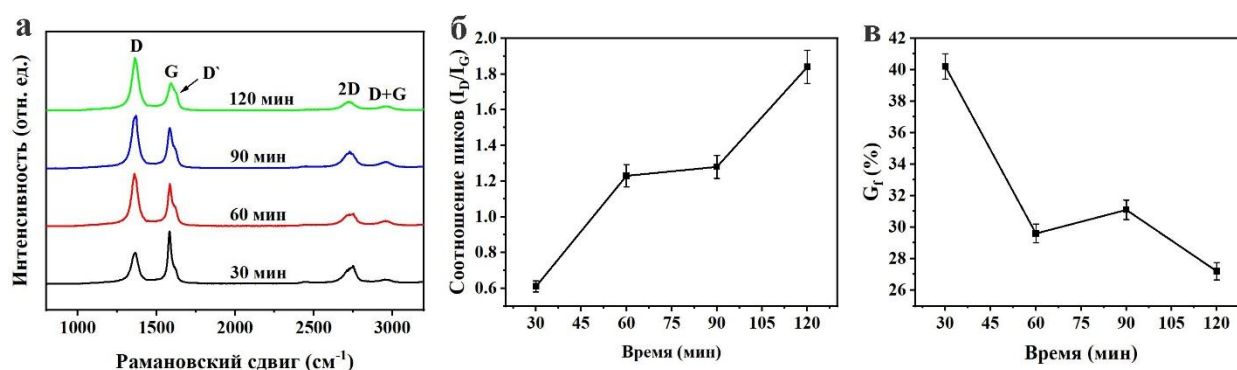


Рисунок 3 – а) Рамановские спектры, б) соотношение интенсивностей I_D/I_G и в) степень графитизации УНС в зависимости от времени роста на углеродной бумаге

Структурные изменения углеродной фазы при увеличении времени синтеза дополнительно подтверждаются спектроскопией комбинационного рассеяния (рис. 3 и табл. 2). Во всех образцах присутствуют характерные полосы D (~1361-1365 см⁻¹), G (~1583-1591 см⁻¹), D' (~1617-1621 см⁻¹), 2D (~2725-2736 см⁻¹) и D+G (~2958-2960 см⁻¹), типичные для графеноподобного углерода с развитой системой дефектов и краевых состояний, что является ожидаемым для вертикально ориентированных УНС [23,24]. С ростом времени осаждения наблюдается систематическое увеличение дефектности, о чём свидетельствует рост отношения I_D/I_G от 0.61 (30 мин), 1.23-1.28 (60-90 мин) до 1.84 (120 мин) (рис. 3б). Это указывает на увеличение плотности дефектов и краевых участков sp^2 -сетки по мере развития и уплотнения массива УНС [25]. Аналогичную тенденцию демонстрирует отношение $I_{D'}/I_G$ (табл. 2), что подтверждает рост вклада дефектов, связанных с локальными нарушениями и границами доменов. В совокупности увеличение I_D/I_G и $I_{D'}/I_G$ хорошо

согласуется с СЭМ и АФМ-данными: по мере увеличения времени синтеза растет плотность стенок, увеличивается число стыков, изгибов и междоменных границ, а при 90-120 мин усиливается вклад вторичного роста, приводящий к дополнительным дефектным центрам.

Особо показательной является динамика ширины полосы G: FWHM G возрастает от 24.8 см⁻¹ (30 мин) до 30.1-32.7 см⁻¹ (60-90 мин) и достигает 40.9 см⁻¹ (120 мин). Уширение G-полосы отражает увеличение структурной неоднородности и снижение степени упорядочения sp^2 -доменов. Одновременно степень графитизации уменьшается с 40.2 % (30 мин) до 29.6-31.1 % (60-90 мин) и до 27.2 % (120 мин), что подтверждает рост разупорядочения углеродной сетки при длительном осаждении. Сдвиг положения G-пика в область больших волновых чисел (с 1583, до 1591 см⁻¹) также согласуется с накоплением дефектов и возможным ростом внутренних напряжений в графеноподобных стенках.

Таблица 2 – Параметры Рамановских пиков и степень графитизации УНС

	30 мин	60 мин	90 мин	120 мин
Положение пика G (см ⁻¹)	1583	1585	1585	1591
Положение пика D (см ⁻¹)	1362	1361	1362	1365
Положение пика D' (см ⁻¹)	1617	1618	1618	1621
Положение пика 2D (см ⁻¹)	2736	2732	2728	2725
Положение пика D + G (см ⁻¹)	2959	2958	2958	2960
FWHM G (см ⁻¹)	24.8	30.1	32.7	40.9
FWHM D (см ⁻¹)	51.5	46.8	46.5	48.3
FWHM D' (см ⁻¹)	26.9	23.4	24.3	23.3
I_D/I_G	0.61	1.23	1.28	1.84
$I_{D'}/I_G$	0.35	0.5	0.59	0.85
I_{2D}/I_G	0.37	0.33	0.45	0.38
Степень графитизации (G_f , %)	40.2	29.6	31.1	27.2

Таким образом, комплексный анализ данных СЭМ, АСМ и Рамановской спектроскопии свидетельствует о поэтапной эволюции УНС в процессе синтеза. На начальной стадии роста (30 мин) происходит формирование первичных центров нуклеации и относительно более упорядоченных sp^2 -доменов. В интервале 60-90 мин реализуется интенсивный вертикальный рост, приводящий к образованию плотного массива УНС с максимально выраженной вертикальной морфологией, что отражается в увеличении параметра R_z и резком росте отношения I_D/I_G . При дальнейшем увеличении времени синтеза до 120 мин наблюдается стабилизация максимальной высоты рельефа поверхности (насыщение R_z) и переход к режиму

уплотнения структуры и вторичного роста, сопровождающийся максимальным увеличением дефектности и разупорядочения sp^2 -углеродной сетки, что подтверждается ростом I_D/I_G до 1.84 и существенным увеличением ширины пика G. С практической точки зрения, временной интервал около 90 мин может рассматриваться как оптимальный компромисс между развитием вертикальной морфологии и сохранением относительно высокой структурной упорядоченности углеродной фазы, тогда как 120 мин обеспечивает максимальную плотность дефектных центров и наиболее развитую поверхность, что может быть полезно для приложений, где важна высокая реакционная активность и развитая поверхность.

Заключение

УНС были успешно синтезированы на поверхности углеродной бумаги методом ССР-PECVD при варьировании длительности осаждения от 30 до 120 мин. Это позволило проследить временную эволюцию морфологии и структуры покрытия и выявить характерные стадии формирования массива УНС.

На ранней стадии роста (30 мин) наблюдается начальная нуклеация и частичное покрытие подложки с островковым характером роста. При 60 мин формируется более равномерный массив УНС с выраженной вертикальной ориентацией и уменьшением межстеночного расстояния. При увеличении времени синтеза до 90 мин происходит уплотнение покрытия и выравнивание структур по высоте с признаками начала вторичного роста. Дальнейшее осаждение до 120 мин не приводит к существенному увеличению высоты наиболее выступающих наностенок, что указывает на стабилизацию морфологии и доминирование процессов уплотнения и вторичной нуклеации. Данные АСМ свидетельствуют о росте средней и среднеквадратичной шероховатости поверхности при увеличении времени осаждения, отражая увеличение эффективной площади поверхности.

Рамановская спектроскопия показала рост дефектности и снижение степени упорядочения

sp^2 -углеродной сетки с увеличением времени синтеза, что выражается в росте отношения I_D/I_G , увеличении ширины пика G и снижении степени графитизации. В совокупности полученные результаты позволяют рассматривать время осаждения около 90 мин как оптимальный режим, обеспечивающий максимальное развитие вертикальной морфологии при сохранении относительно более высокой структурной упорядоченности, тогда как более длительный синтез приводит к формированию дефектно-богатых, уплотнённых структур с развитой поверхностью.

Благодарности

Особая признательность выражается Немкаевой Р.Р. за помощь в проведении экспериментов методом АСМ и Рамановской спектроскопии. Автор также выражает благодарность Жумадилову Р.Е., Ерланұлы Е. и Габдуллину М.Т. за научные консультации, обсуждение результатов и поддержку в ходе исследования. Настоящее исследование выполнено при финансовой поддержке Комитета науки Министерства науки и высшего образования Республики Казахстан (грант № BR28712419).

Литература

1. C. Zhang, N. Huang, et al., Bifunctional Oxygen Electrocatalyst of Co_4N and Nitrogen-Doped Carbon Nanowalls/Diamond for High-Performance Flexible Zinc-Air Batteries, *Advanced Energy Materials* **13**, 2301749 (2023). <https://doi.org/10.1002/aenm.202301749>

2. A. Olejnik, M. Ficek, M., et al., Tailoring diffusional fields in zwitterion/dopamine copolymer electropolymerized at carbon nanowalls for sensitive recognition of neurotransmitters, *ACS nano* **16**, 13183-13198 (2022). <https://doi.org/10.1021/acsnano.2c06406>
3. S. Ghodke, M. Murashima, et al., Mechanical properties of maze-like carbon nanowalls synthesized by the radial injection plasma enhanced chemical vapor deposition method, *Materials Science and Engineering: A* **862**, 144428 (2023). <https://doi.org/10.1016/j.msea.2022.144428>
4. N.Q. Minh, N. Van Nong, et al., Synthesis of highly dense and multi-branched carbon nanowalls by two-step growth combining different plasma chemical vapor deposition methods, *Vacuum* **213**, 112118 (2023). <https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2023.112118>
5. D. Deepak, M. Ficek, et al., Boron Doped Carbon Nanowalls as Multifunctional Interfaces for Directional Water Transport and Electrowetting, *Small* **21**, e06074 (2025). <https://doi.org/10.1002/smll.202506074>
6. E. Ghoniem, S. Mori, et al., An efficient strategy for transferring carbon nanowalls film to flexible substrate for supercapacitor application, *Journal of Power Sources* **493**, 229684 (2021). <https://doi.org/10.1016/j.jpowsour.2021.229684>
7. H. Kondo, M. Hori, et al., Controlled synthesis of carbon nanowalls for carbon channel engineering, *Key Eng. Mater.* **470**, 85-91 (2011). <https://doi.org/10.4028/www.scientific.net/KEM.470.85>
8. L. Huang, S. Harajiri, et al., Enhanced field emission from ultrananocrystalline diamond-decorated carbon nanowalls prepared by a self-assembly seeding technique, *ACS Applied Materials & Interfaces* **14**, 4389-4398 (2022). <https://doi.org/10.1021/acsnano.1c17279>
9. R. Li, Y. Dong, et al., CsPbBr₃/graphene nanowall artificial optoelectronic synapses for controllable perceptual learning, *Photonix* **4**, 4 (2023). <https://doi.org/10.1186/s43074-023-00082-8>
10. A. Dettlaff, M. Szopińska, et al., sp²-rich dendrite-like carbon nanowalls as effective electrode for environmental monitoring of explosive nitroaromatic, *Chemical Engineering Journal* **493**, 152620 (2024). <https://doi.org/10.1016/j.cej.2024.152620>
11. L. Ouyang, C.H. Hsiao, et al., Fabrication of Ni-Mn LDH/Co₃O₄ on carbon paper for the application in supercapacitors, *Surfaces and Interfaces* **28**, 101574 (2022). <https://doi.org/10.1016/j.surfin.2021.101574>
12. W. Guo, J. Kim, et al., Cu-Co-P electrodeposited on carbon paper as an efficient electrocatalyst for hydrogen evolution reaction in anion exchange membrane water electrolyzers, *International Journal of Hydrogen Energy* **46**, 19789-19801 (2021). <https://doi.org/10.1016/j.ijhydene.2021.03.120>
13. A.E. Balan, B.I. Bitu, et al., Carbon-nanowall microporous layers for proton exchange membrane fuel cell, *Membranes* **12**, 1064 (2022). <https://doi.org/10.3390/membranes12111064>
14. L. Lv, W. Dai, et al., A mini review: Application of graphene paper in thermal interface materials, *New Carbon Materials* **36**, 930-938 (2021). [https://doi.org/10.1016/S1872-5805\(21\)60093-8](https://doi.org/10.1016/S1872-5805(21)60093-8)
15. B.Y. Zhumadilov, R.Y. Zhumadilov, et al., Influence of Substrate Type and Synthesis Time on Morphological and Structural Properties of Carbon Nanowalls, *Advanced Physics Research* **4**(12), e00156 (2025). <https://doi.org/10.1002/apxr.202500156>
16. Y. Yerlanuly, R. Zhumadilov, et al., Physical properties of carbon nanowalls synthesized by the ICP-PECVD method vs. the growth time, *Scientific Reports* **11**, 19287 (2021). <https://doi.org/10.1038/s41598-021-97997-8>
17. I.S. Hosu, M. Sobaszek, et al., Boron-doped carbon nanowalls as effective electrodes for non-enzymatic electrochemical glucose detection: A novel bimodal EC-SALDI-MS approach, *Materials Today Nano* **30**, 100635 (2025). <https://doi.org/10.1016/j.mtnano.2025.100635>
18. N.Q. Minh, N. Van Nong, et al., Low-temperature growth at 225° C and characterization of carbon nanowalls synthesized by radical injection plasma-enhanced chemical vapor deposition, *Vacuum* **224**, 113180 (2024). <https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2024.113180>
19. A. Kumar, A. Dager, et al., Synthesis and growth mechanism of vertically aligned graphene sheets with precise control over the number of layers for lithium-oxygen batteries, *Journal of Materials Chemistry A* **12**, 13933-13945 (2024). <https://doi.org/10.1039/D3TA06356A>
20. Y. Yerlanuly, D. Christy, et al., Creation of unique shapes by coordination of alumina nanopores and carbon nanowalls. Fullerenes, *Nanotubes and Carbon Nanostructures* **31**, 295-301 (2023). <https://doi.org/10.1080/1536383X.2022.2146672>
21. T. Ohta, H. Iwata, et al., Power generation characteristics of polymer electrolyte fuel cells using carbon nanowalls as catalyst support material. *C*, **8**, 44 (2022). <https://doi.org/10.3390/c8030044>
22. M. Ficek, B. Dec, et al., Stable field electron emission and plasma illumination from boron and nitrogen Co-doped edge-rich diamond-enhanced carbon nanowalls, *Advanced Materials Interfaces* **8**, 2100464 (2021). <https://doi.org/10.1002/admi.202100464>
23. R. Zhumadilov, et al., In situ raman analysis of carbon nanowalls during electrochemical measurement, *Physical Sciences and Technology* **12**, 57-67 (2025). <https://doi.org/10.26577/phst20251216>
24. S. Kwon, C. Kim, et al., Effect of Ag NPs-decorated carbon nanowalls with integrated Ni-Cr alloy microheater for sensing ammonia and nitrogen dioxide gas, *Journal of Alloys and Compounds* **932**, 167551 (2023). <https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2022.167551>
25. Z. Sun, M. Cho, et al., Electrical characteristics of metal contacts to carbon nanowalls, *ECS Journal of Solid State Science and Technology* **11**, 061012 (2022). <https://doi.org/10.1149/2162-8777/ac6a77>

Информация об авторе:

Бауыржан Е. Жұмадилов – Научный сотрудник Казахстанско-Британского технического университета Института прикладных наук и информационных технологий (Алматы, Қазақстан, e-mail: zhumadilovbe@gmail.com).

Автор туралы мәлімет:

Бауыржан Е. Жұмадилов – Қазақ-Британ техникалық университетінің ғылыми қызметкері, Қолданбалы ғылым және ақпараттық технологиялар институты (Алматы, Қазақстан, e-mail: zhumadilovbe@gmail.com).





Information about author:

Bauyrzhan Ye. Zhumadilov – Ms., Researcher, Kazakh-British Technical University, Institute of Applied Science and Information Technologies (Almaty, Kazakhstan, e-mail: zhumadilovbe@gmail.com).

История статьи: поступила: 29 декабря 2025; принята: 20 января 2026.

Мақала тарихы: түсті: 29 желтоқсан 2025; қабылданды: 20 қантар 2026.

Article history: received: 29 December 2025; accepted: 26 January 2026.

D.Ye. Yelubayev^{1,2} , Z.E. Ongaibergenov^{1,2} , A.U. Utegenov^{1,2} ,
R.Ye. Zhumadilov^{1,2,*} 

¹Institute of Applied Sciences and Information Technologies, Almaty, Kazakhstan

²Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan

*e-mail: rakimzhan@gmail.com

SPECTRAL CHARACTERISTICS OF ARGON AND ARGON-METHANE PLASMA OBTAINED IN AN RF-DBD REACTOR AT LOW PRESSURE

This paper investigates the properties and spectral characteristics of low-temperature argon plasma and argon-methane mixture plasma formed in a high-frequency dielectric barrier discharge (RF-DBD) at various powers and pressures. The experiments were conducted at an argon flow rate of 100 sccm for argon plasma and at a ratio of Ar:CH₄ = 95:5 for argon-methane plasma in the power range from 2 to 12 W and pressures of 0.5 and 1.0 Torr. It is shown that with an increase in the supplied power, the discharge area expands and the intensity of spectral lines increases, which is due to an increase in plasma density and the degree of ionisation. When the pressure increases, there is a decrease in the overall intensity of radiation due to a reduction in the free path length of electrons and an increase in collision losses. The introduction of methane leads to a decrease in the intensity of the spectral lines of molecular nitrogen and hydroxyl radicals (OH) compared to argon plasma, which indicates a redistribution of electron energy in favour of the excitation of argon atoms and active methane particles. The results obtained contribute to a deeper understanding of the physicochemical processes in Ar-CH₄ plasma and open up prospects for the application of RF-DBD discharges in plasma chemistry and materials science.

Keywords: dielectric barrier discharge, RF-DBD reactor, optical spectroscopy, argon plasma, argon-methane plasma, plasma chemistry.

Д.Е. Елубаев^{1,2}, Ж.Е. Оңайбергенов^{1,2}, А.У. Утегенов^{1,2}, Р.Е. Жумадилов^{1,2*}

¹Қолданбалы ғылымдар және ақпараттық технологиялар институты, Алматы, Қазақстан

²Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Алматы, Қазақстан

*e-mail: rakimzhan@gmail.com

Төмен қысымды RF-DBD реакторында алынған аргон және аргон-метан плазмасының спектрлік сипаттамалары

Бұл жұмыс әртүрлі қуаттар мен қысымдарда жоғары жиілікті диэлектрлік барьерлік разрядында (RF-DBD) түзілген төмен температуралы аргон плазмасының және аргон-метан қоспасының ерекшеліктері мен спектрлік сипаттамаларын зерттеді. Эксперименттер аргон плазмасы үшін 100 ссст аргон ағынында және 2-ден 12 Вт-қа дейінгі қуат диапазонында және 0,5 және 1,0 Торр қысымында аргон-метан плазмасы үшін Ar:CH₄ = 95:5 қатынасында жүргізілді. Берілген қуаттың жоғарылауымен разряд аймағының кеңеюі және спектрлік сызықтардың интенсивтілігінің жоғарылауы байқалады, бұл плазма тығыздығы мен иондану дәрежесінің жоғарылауына байланысты. Қысымның жоғарылауымен электрондардың еркін жүру ұзындығының қысқаруы және соқтығысу шығындарының жоғарылауы салдарынан сәулеленудің жалпы қарқындылығының төмендеуі байқалады. Метанды енгізу аргон плазмасымен салыстырғанда молекулалық азот пен гидроксил радикалдарының (OH) спектрлік сызықтарының интенсивтілігінің төмендеуіне әкеледі, бұл аргон атомдары мен метанның белсенді бөлшектерін қоздыру пайдасына электрондардың энергиясының қайта бөлінуін көрсетеді. Нәтижелер Ar-CH₄ плазмасындағы физика-

химиялық процестерді тереңірек түсінуге ықпал етеді және плазмалық химия және материалтану мәселелерінде RF-DBD разрядтарын қолдану перспективаларын ашады.

Түйін сөздер: диэлектрлік барьерлік разряд, RF-DBD реакторы, оптикалық спектроскопия, аргон плазмасы, аргон-метан плазмасы, плазмалық химия.

Д.Е. Елубаев^{1,2}, Ж.Е. Оңайбергенов^{1,2}, А.У. Утегенов^{1,2}, Р.Е. Жумадилов^{1,2*}

¹Институт прикладных наук и информационных технологий, Алматы, Казахстан

²Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан

*e-mail: rakimzhan@gmail.com

Спектральные характеристики аргонной и аргон-метановой плазмы, полученной в RF-DBD реакторе при низком давлении

В данной работе исследованы особенности и спектральные характеристики низкотемпературной плазмы аргона и аргон-метановой смеси, сформированной в высокочастотном диэлектрическом барьерном разряде (RF-DBD) при различных мощностях и давлениях. Эксперименты проводились при расходе аргона 100 ссст для аргонной плазмы и при соотношении Ar:CH₄ = 95:5 для аргон-метановой плазмы в диапазоне мощностей от 2 до 12 Вт и давлениях 0,5 и 1,0 Торр. Показано, что с увеличением подводимой мощности происходит расширение области разряда и рост интенсивности спектральных линий, что обусловлено увеличением плотности плазмы и степени ионизации. При повышении давления наблюдается снижение общей интенсивности излучения вследствие сокращения длины свободного пробега электронов и возрастания столкновительных потерь. Введение метана приводит к уменьшению интенсивности спектральных линий молекулярного азота и гидроксильных радикалов (OH) по сравнению с аргонной плазмой, что свидетельствует о перераспределении энергии электронов в пользу возбуждения атомов аргона и активных частиц метана. Полученные результаты способствуют более глубокому пониманию физико-химических процессов в плазме Ar-CH₄ и открывают перспективы для применения RF-DBD разрядов в задачах плазменной химии и материаловедения.

Ключевые слова: диэлектрический барьерный разряд, RF-DBD реактор, оптическая спектроскопия, аргонная плазма, аргон-метановая плазма, плазменная химия.

Introduction

The global transition to alternative energy sources is driven by the negative impact of fossil fuels, which result in greenhouse gas emissions. Traditional energy sources are limited and significantly contribute to CO₂ release and global warming. In recent years, various decarbonisation technologies have been investigated, aiming at zero or low carbon emissions. There are many potential solutions to the decarbonisation challenge, among which hydrogen stands out as a carbon-free fuel for fuel cells and internal combustion engines. Hydrogen is recognised as a promising substitute for conventional energy sources due to its unique properties. It is also an excellent energy carrier with negligible emissions and can be obtained from a variety of resources. As the most abundant and lightest element on Earth, hydrogen can be produced and utilized without harming the environment, producing only water as a by-product [1-4]. One of

the rapidly developing methods for minimising carbon emissions is non-thermal plasma catalysis. Plasma catalysis involves integrating a catalyst with plasma to achieve specific products at the required rate and efficiency. Plasma is a partially ionised gas consisting of neutral species (molecules, radicals, excited species), ions, photons, and electrons. [5,9]. Compared to thermal methods, non-thermal plasma (NTP) can be generated by exposing a neutral gas (e.g., argon) to an external electric field. Its non-equilibrium nature ensures that the bulk gas remains at room or low temperatures, while the temperature of high-energy electrons inside the plasma is an order of magnitude higher. Reactive plasma particles such as electrons, ions, excited molecular states, radicals and photons initiate processes that are thermodynamically impossible at low temperatures and atmospheric pressure but occur on the nanosecond timescale in plasma. Thus, plasma technologies represent a

promising solution to the problems associated with variability and unpredictability in the production and distribution of electricity. In addition, the use of catalysts enables precise control over process selectivity, allowing reactions to be directed along the desired paths and hydrogen to be efficiently obtained under plasma conditions. [5-10].

As previously mentioned, the interest in applying plasma technologies for hydrogen production has increased significantly in recent years. Various types of plasma have been employed in experimental studies. The most commonly used types include dielectric barrier discharges (DBD), microwave (MW), and gliding arc (GA) discharges, although other types have also been used, such as

Experimental setup

A schematic diagram of the experimental setup for studying the spectral characteristics of low-temperature argon plasma and argon-methane mixture is shown in Fig. 1. The setup consists of a horizontally positioned quartz tube, 300 mm in length with an inner diameter of 16 mm. The discharge was generated between a 250 mm long stainless-steel rod (4 mm in outer diameter) and a grounded copper-tape electrode wrapped around the centre of the quartz tube, as shown in Fig. 1. The working chamber was evacuated using a fore-vacuum pump to a pressure of $0,5 \cdot 10^{-2}$ Torr. The working gases (argon and methane) were fed into the system using mass flow controllers at a rate of 95 sccm for argon (or 100 sccm for pure argon) and 5 sccm for methane. The pressure in the system was monitored using an Edwards ADC Enhanced MKII pressure controller. Optical emission from the positive column region of the plasma was measured using an Optosky ATP 2000 spectrometer in the wavelength range of 200–1100 nm [13,14].

The experiments were conducted at various pressures (0.5 and 1.0 Torr) and discharge powers ranging from 2 to 12 W. During the measurements, the setup operated in continuous flow mode. The

Results and discussion

Argon plasma

The spectral characteristics of argon plasma at a flow rate of 100 sccm and a pressure of 0,5 Torr were recorded in the power range from 2 to 12 W (Fig. 2). As can be seen in Figure 2, with an increase in discharge power, a gradual expansion of the plasma glow area and an increase in optical emission intensity are observed. At a minimum power of 2 W, a weak, localized plasma glow is observed, which corresponds to the plasma ignition threshold power. With a further increase in power from 2 to 10 W, the

radio frequency, corona, glow, spark, and nanosecond pulse discharges [8]. DBD is a typical example of «non-thermal plasma», in which the gas remains at a temperature close to ambient conditions, while electrons are heated to 2–3 eV ($\approx 20,000$ – $30,000$ K) under the action of a strong electric field. In contrast, MW and GA discharges fall into the category of warm plasmas, where the gas temperature can exceed 1000 K, and the electron energy usually reaches several eV [8,11].

This paper presents an experimental study on the spectral characteristics of argon and argon–methane plasmas generated in a vacuum reactor employing a high-frequency dielectric barrier discharge (RF-DBD).

volume fraction of methane (CH_4) in the gas mixture was approximately 5%.

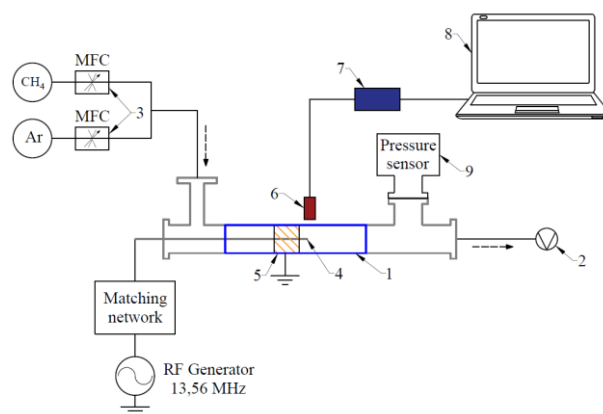


Figure 1 – Schematic diagram of the experimental gas conversion setup: 1 – gas discharge quartz tube, 2 – fore-vacuum pump, 3 – gas mass flow controllers, 4 – high-frequency electrode, 5 – grounding electrode, 6 – detector, 7 – optical emission spectrometer, 8 – laptop, 9 – pressure sensor

plasma becomes brighter and evenly distributed along the quartz tube. This is due to an increase in electron density and collision frequency, which leads to more efficient excitation of argon atoms and, accordingly, to an increase in radiation intensity. At a power of 12 W, the quartz tube is almost completely filled with plasma. No further increase in power above 12 W was carried out, since under such conditions, parasitic (static) current may appear, which can negatively affect the correct operation of the pressure sensor installed near the discharge zone.

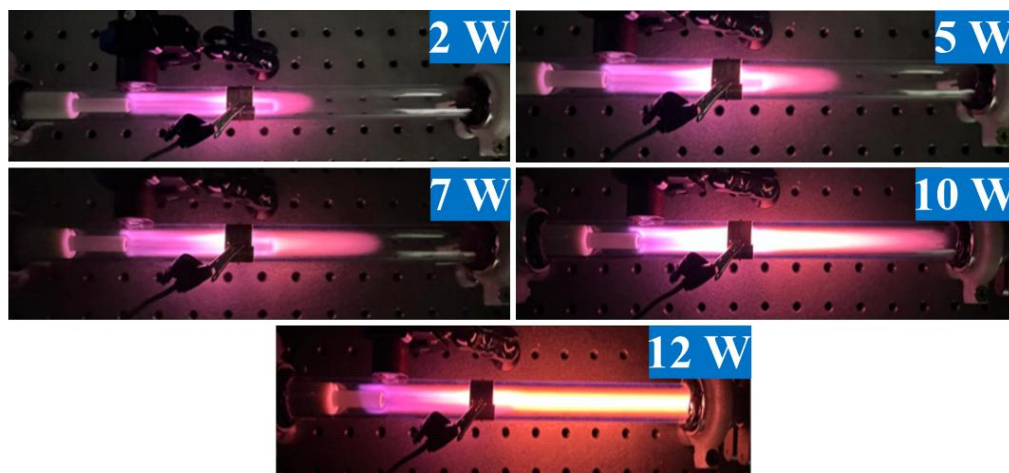


Figure 2 – Photo of RF-DBD argon plasma discharge at various powers (2–12 W) with an argon flow rate of 100 sccm and a pressure of 0,5 Torr.

Figures 3 (a) and (b) show the emission spectra of argon plasma at a pressure of 0,5 Torr and powers of 5 W and 10 W, respectively. At a constant argon flow rate of 100 sccm and a pressure of 0,5 Torr, it can be seen that the intensity of the Ar I lines increases with an increase in power from 5 to 10 W. This is due to an increase in the ionization level and electron energy, which leads to an increase in the rate of electron-neutral impact excitation. As a result of collisions, electrons transfer part of their energy to argon atoms, causing their excitation and subsequent radiation when they transition to the ground state [15].

Photo of the RF-DBD argon plasma discharge obtained at different powers from 2 W to 12 W with an argon flow rate of 100 sccm at a pressure of 1,0 Torr are shown in Figure 4. As the power increases, the luminescence area expands, and the discharge gradually covers most of the quartz tube. In the 10–12 W power range, the plasma occupies almost the entire length of the tube, however, in contrast to the previous experiment conducted at a pressure of 0,5 Torr, here at 12 W the discharge does not spread to the other end of the quartz tube. This difference is due to the influence of pressure. An increase in pressure leads to a decrease in the free path length of electrons, and as a result, ionisation becomes more localised. Electrons lose energy due to frequent inelastic collisions with argon atoms, and part of the supplied energy is dissipated without effectively increasing the plasma density. As a result, at a pressure of 1,0 Torr, compression (shortening) of the plasma zone is observed.

Figures 5 (a) and (b) present the emission spectra of argon plasma recorded at a pressure of 1,0 Torr and powers of 5 W and 10 W, respectively.

At a pressure of 1,0 Torr, a similar trend is observed: with an increase in discharge power from 5 to 10 W, the intensity of the Ar I spectral lines increases, which is associated with an increase in electron energy and the intensification of electron-impact excitation and ionisation processes.

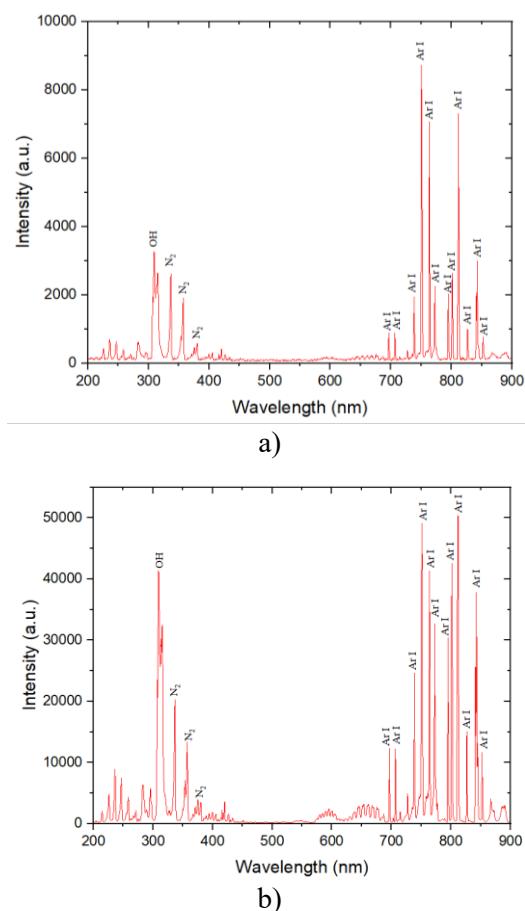


Figure 3 – Emission spectra of argon plasma at a pressure of 0,5 Torr and at powers of 5 W (a) and 10 W (b).

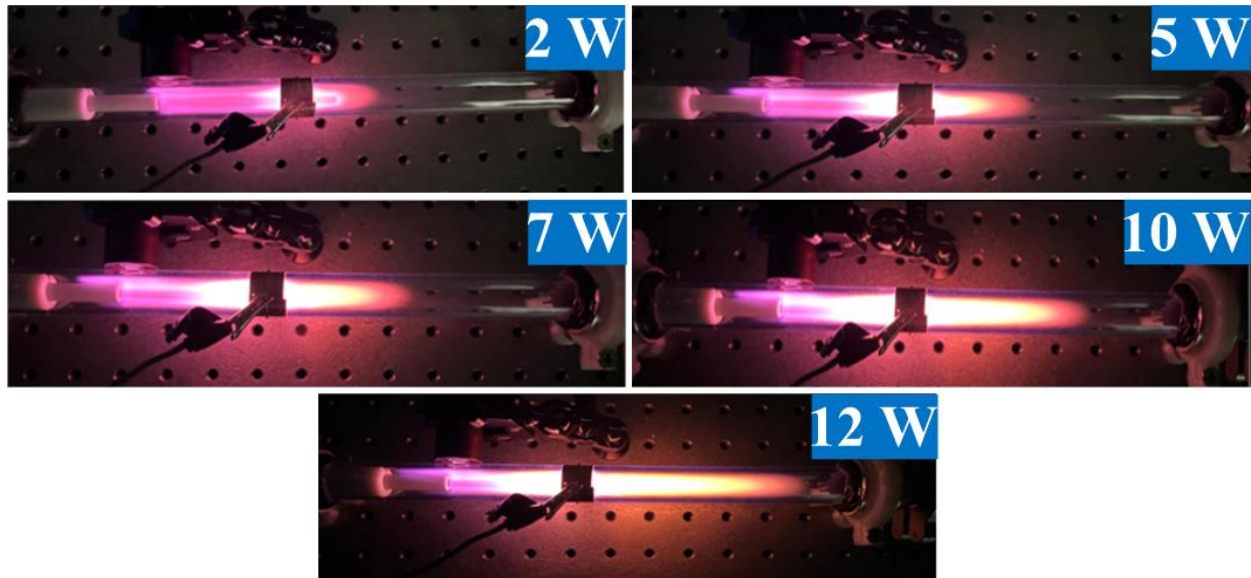


Figure 4 – Photo of RF-DBD discharge of argon plasma at various powers (2–12 W) with an argon flow rate of 100 sccm and a pressure of 1,0 Torr.

Compared to the experiment at a pressure of 0,5 Torr, there is a noticeable decrease in the overall intensity of the argon spectral lines.

This indicates a decrease in the degree of excitation and ionisation of argon atoms at elevated pressure, despite the same power input.

Based on these results, the following conclusion can be drawn: an increase in the power of the radio-frequency discharge during the generation of argon plasma leads to an increase in electron density and, as a result, to an intensification of the processes of excitation and ionisation of atoms. This is reflected in the increase in the intensity of the spectral emission lines of argon in the range of 695–850 nm. In addition, the spectra show lines corresponding to hydroxyl radicals (OH) with a wavelength of around 310 nm, as well as molecular nitrogen radiation in the 313–400 nm range [12], which indicates the interaction of plasma with residual air gases. Thus, the results of spectral analysis confirm that the power of the RF discharge is a key parameter determining the energy characteristics and composition of argon plasma.

Plasma of argon–methane mixture

The Ar–CH₄ gas mixture plasma was obtained by introducing a chemically active gas, methane, into the argon flow. The ratio of components was 95% Ar (95 sccm) and 5% CH₄ (5 sccm). Figure 6 shows photo of the RF-DBD discharge at power levels ranging from 2 to 12 W at a constant pressure of 0,5 Torr. The emission spectra of the Ar–CH₄ plasma at

power levels of 5 W (a) and 10 W (b) are shown in Figure 7.

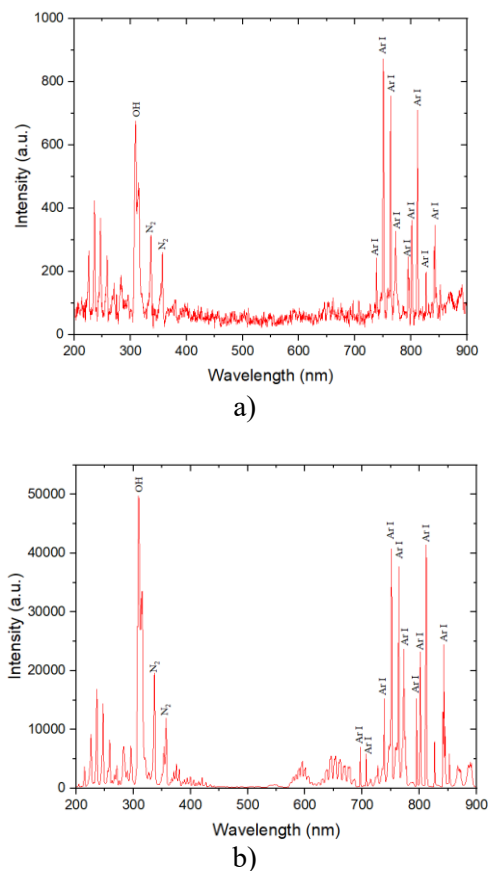


Figure 5 – Emission spectra of argon plasma at a pressure of 1,0 Torr and at powers of 5 W (a) and 10 W (b).

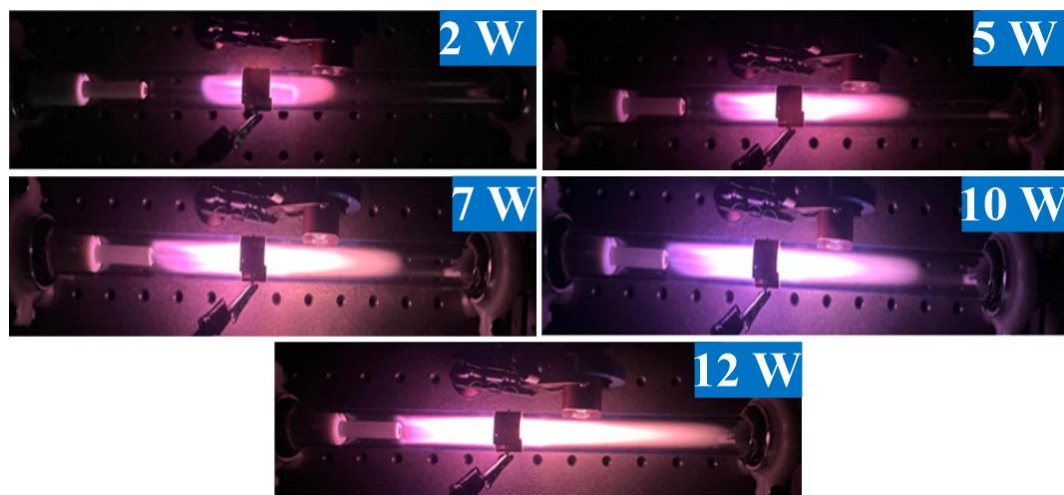


Figure 6 – Photo of RF-DBD discharge of argon-methane plasma at various powers (from 2 to 12 W) with argon flow rates of 95 sccm and methane flow rates of 5 sccm, at a pressure 0,5 Torr.

With an increase in the power supplied, a gradual expansion of the luminescence area along the quartz tube is observed, indicating an increase in the plasma volume. The addition of methane to the gas mixture leads to an increase in collision energy losses of electrons due to the dissociation and excitation of CH_4 molecules.

The spectral characteristics show that when the power is increased from 5 to 10 W, the intensity of the argon lines increases, indicating an increase in electron density and ionisation.

Compared to pure argon plasma, the intensity of molecular nitrogen and hydroxyl radical (OH) lines is significantly lower at both 5 W and 10 W. This is due to the fact that a significant part of the electron energy is spent on the excitation and dissociation of methane, rather than on the excitation of impurity molecules in the air.

Images of RF-DBD discharge of argon-methane plasma at powers ranging from 2 W to 12 W and a pressure of 1,0 Torr are presented in Figure 8, and spectral characteristics at powers of 5 W and 10 W are shown in Figure 9. As the supplied power increases, the discharge glow area expands. Compared to the mode at a pressure of 0,5 Torr, the luminescence intensity at 1,0 Torr is significantly lower, which is due to a reduction in the free path length of electrons and an increase in energy losses due to inelastic collisions with gas atoms and molecules at higher pressures.

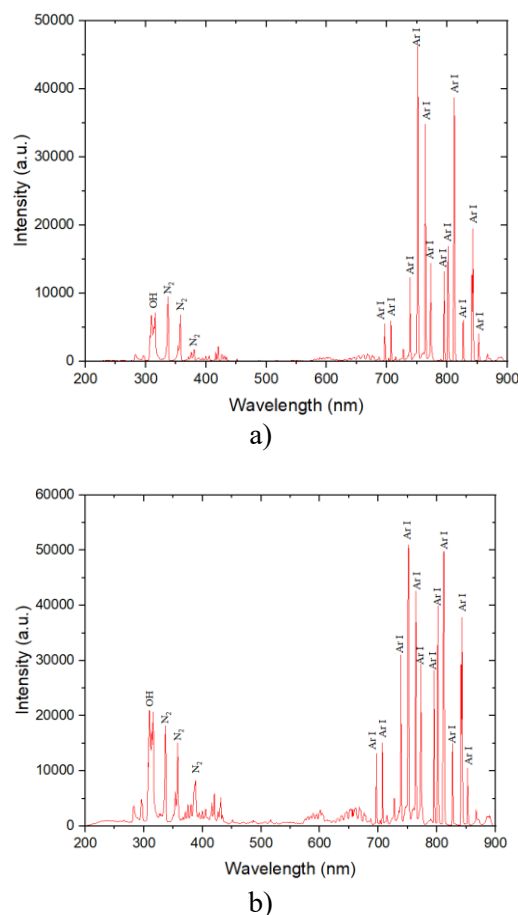


Figure 7 – Emission spectra of argon-methane plasma ($\text{Ar}-\text{CH}_4$) with argon flow rates of 95 sccm and methane flow rates of 5 sccm, pressure of 0,5 Torr, and power levels of 5 W (a) and 10 W (b).

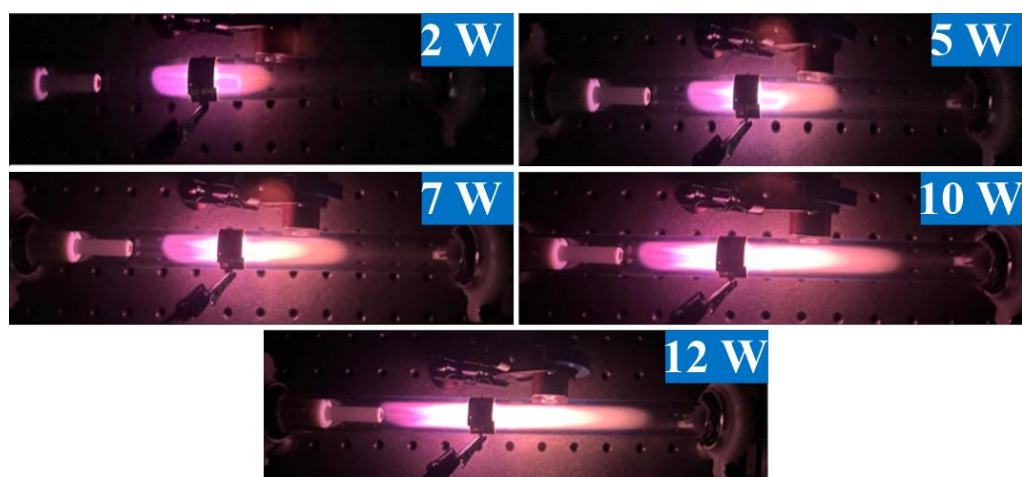


Figure 8 – Photo of RF-DBD discharge of argon-methane plasma at various powers (from 2 to 12 W) with argon flow rates of 95 sccm and methane flow rates of 5 sccm, at a pressure of 0,5 Torr.

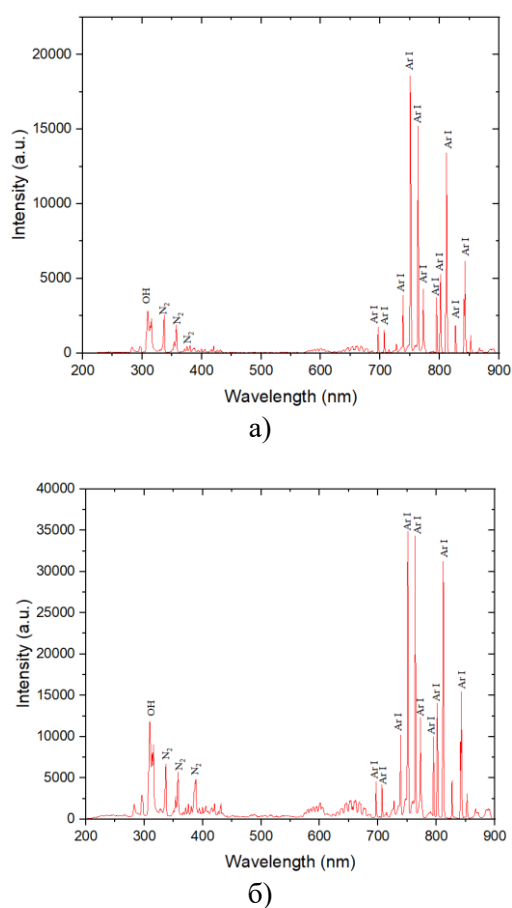


Figure 9 – Emission spectra of argon-methane plasma (Ar-CH₄) with argon flow rates of 95 sccm and methane flow rates of 5 sccm, pressure of 1,0 Torr, and power levels of 5 W (a) and 10 W (b).

Conclusion

This paper investigates the spectral characteristics of argon and argon-methane plasma

obtained in a radio-frequency dielectric barrier discharge (RF-DBD) and determines the optimal discharge parameters.

During the experiments, the pressure varied between 0,5 and 1,0 Torr, and the power supplied ranged from 2 to 12 W. It was established that the minimum threshold power required to maintain the gas discharge plasma is approximately 2 W. With an increase in power, a gradual expansion of the luminescence area and an increase in radiation intensity along the quartz tube are observed. The amplification of atomic argon (Ar I) spectral lines is associated with an increase in electron density, ionisation level, and frequency of electron-impact processes. Spectral data in the 200–900 nm range identified Ar I lines, as well as emission bands of hydroxyl radicals (OH) and molecular nitrogen (N₂), indicating the partial presence of air in the reactor and evidence of insufficient gas system tightness. When methane is introduced into the gas mixture (Ar:CH₄ = 95:5), a decrease in the intensity of argon lines is observed, which may be associated with the redistribution of electron energy to the processes of excitation and dissociation of methane molecules, as well as with the formation of dust particles in the plasma. The results obtained contribute to a deeper understanding of the physicochemical processes in argon-methane plasma and open up prospects for the further application of RF-DBD discharges in methane plasma conversion tasks.

Acknowledgments

This research is funded by the Committee of Science of the Ministry of Science and Higher Education of the Republic of Kazakhstan (grant number: AP26198645).

Author Contributions:

Dias Ye. Yelubayev: Investigation, Visualization, Writing - original draft. **Zhanserik Ye. Ongaibergenov:** Investigation, Visualization, Writing - original draft. **Almasbek U. Utegenov:** Investigation, Formal analysis, Methodology, Visualization, Validation, Writing - original draft, Writing - review & editing. **Rakhymzhan Ye. Zhumadilov:** Investigation, Formal analysis, Methodology, Visualization, Validation, Project administration, Writing - original draft, Writing - review & editing.

References

1. S.G. Nnabuife, et al., The prospects of hydrogen in achieving net zero emissions by 2050: a critical review, *Sustainable Chemistry for Climate Action* **2**, 100024 (2023). <https://doi.org/10.1016/j.scca.2023.100024>.
2. J. Hwang, K. Maharjan, H.J. Cho, Review of Hydrogen Utilization in Power Generation and Transportation Sectors: Achievements and Future Challenges, *Int. J., Hydrogen Energy* **48(74)**, 28629–28648 (2023). <https://doi.org/10.1016/j.ijhydene.2023.04.024>.
3. D. Guilbert, G. Vitale, Hydrogen as a Clean and Sustainable Energy Vector for Global Transition from Fossil-Based to Zero-Carbon, *Clean Technol.* **3(4)**, 881–909 (2021). <https://doi.org/10.3390/cleantechnol3040051>.
4. Md M. H. Bhuiyan, Z. Siddique, Hydrogen as an alternative fuel: A comprehensive review of challenges and opportunities in production, storage, and transportation, *International Journal of Hydrogen Energy* **102**, 1026–1044 (2025). <https://doi.org/10.1016/j.ijhydene.2025.01.033>.
5. A. Bogaerts and G. Centi, Plasma Technology for CO₂ Conversion: A Personal Perspective on Prospects and Gaps, *Front. Energy Res.* **8**, 111 (2020). <https://doi.org/10.3389/fenrg.2020.00111>.
6. A. Bogaerts, G. Centi, V. Hessel, and E. Rebrov, Perspectives and Emerging Trends in Plasma Catalysis: Facing the Challenge of Chemical Production Electrification, *ChemCatChem.* **17**, e202401938 (2025). <https://doi.org/10.1002/cctc.202401938>.
7. W.C. Chung, M.B. Chang, Review of Catalysis and Plasma Performance on Dry Reforming of CH₄ and Possible Synergistic Effects Renew, *Sustain. Energy Rev.* **62**, 13–31 (2016). <https://doi.org/10.1016/j.rser.2016.04.007>.
8. W. Ni, O. Hope Otor, G. Rivera-Castro, J. C. Hicks, Plasma Catalysis for Hydrogen Production: A Bright Future for Decarbonization, *ACS Catal.* **14**, 6749–6798 (2024). <https://doi.org/10.1021/acscatal.3c05434>.
9. A. Bogaerts, E.C. Neyts, Plasma Technology: An Emerging Technology for Energy Storage, *ACS Energy Lett.* **3**, 1013–1027 (2018). <https://doi.org/10.1021/acsenerylett.8b00184>.
10. X. Chen, H.-H. Kim, T. Nozaki, Plasma catalytic technology for CH₄ and CO₂ conversion: A review highlighting fluidized-bed plasma reactor, *Plasma Process Polym.* **21**, e2200207 (2024). <https://doi.org/10.1002/ppap.202200207>.
11. R.Snoeckx, A. Bogaerts, Plasma technology – a novel solution for CO₂ conversion? *Chem Soc Rev.* **46**, 5805–5863 (2017). <https://doi.org/10.1039/c6cs00066e>.
12. M. Hoentsch, R. Bussiahn, H. Rebl, C. Bergemann, M. Eggert, et al., Persistent Effectivity of Gas Plasma-Treated, Long Time-Stored Liquid on Epithelial Cell Adhesion Capacity and Membrane Morphology, *PLoS ONE* **9(8)**, e104559 (2014). <https://doi.org/10.1371/journal.pone.0104559>.
13. A. Tazhen, M. Dosbolayev, & T. Ramazanov, Pulsed plasma flow diagnostics, *Recent Contributions to Physics* **81(2)**, 35–39 (2022). <https://doi.org/10.26577/RCPH.2022.v81.i2.05>.
14. A.U. Utegenov, Z.E. Onaibergenov, A.E. Abdrakhmanov, S.A. Orzabayev, & T.S. Ramazanov, Investigation of the temperature of electrons in a glow discharge plasma at direct current Ar and Ar/ C₂H₂, *Recent Contributions to Physics* **90(3)**, 2-37 (2024). (In Russ.) <https://doi.org/10.26577/RCPH.2024v90i3-04>.
15. W.I.Yaseen, A.K.Abd, Construction of Multi-Channel Radio Frequency Plasma Jet System in Atmospheric Pressure and the Diagnosis of Plasma Parameters and I-V Characteristics, *Iraqi Journal of Science* **65(9)**, 5026-5036 (2024). <https://doi.org/10.24996/ij.s.2024.65.9.19>.

Information about authors:

1. D.Ye. Yelubayev – PhD student, Institute of Applied Sciences and Information Technologies, Al-Farabi Kazakh National University (Almaty, Kazakhstan. e-mail: yelubayev.dias@gmail.com).
2. Z.E. Ongaibergenov – undergraduate student, Institute of Applied Sciences and Information Technologies, Al-Farabi Kazakh National University (Almaty, Kazakhstan. e-mail: onaibergenovz@gmail.com).
3. A.U. Utegenov – PhD, Institute of Applied Sciences and Information Technologies, Al-Farabi Kazakh National University (Almaty, Kazakhstan. e-mail: almasbek@physics.kz).
4. R.Ye. Zhumadilov (corresponding author) – PhD, Institute of Applied Sciences and Information Technologies, Al-Farabi Kazakh National University (Almaty, Kazakhstan. e-mail: rakimzhan@gmail.com).

Авторлар туралы мәлімет:

1. Д.Е. Елубаев – PhD докторанты, Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті (Алматы, Қазақстан, e-mail: yelubayev.dias@gmail.com).
2. Ж.Е. Оңайбергенов – Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті (Алматы, Қазақстан, e-mail: onajbergenovz@gmail.com).
3. А.У. Өтегенов – PhD докторы, Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті (Алматы, Қазақстан, e-mail: almasbek@physics.kz).
4. Р.Е. Жұмаділов (автор-корреспондент) – PhD докторы, Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті (Алматы, Қазақстан, e-mail: rakimzhan@gmail.com).

Сведения об авторах:

1. Д.Е. Елубаев – PhD студент, Институт прикладных наук и информационных технологий, Казахский национальный университет им. Аль-Фараби (Алматы, Казахстан, e-mail: yelubayev.dias@gmail.com).
2. Ж.Е. Оңайбергенов – студент бакалавриата, Институт прикладных наук и информационных технологий, Казахский национальный университет им. аль-Фараби (Алматы, Казахстан, e-mail: onajbergenovz@gmail.com).
3. А.У. Утегенов – PhD, Институт прикладных наук и информационных технологий, Казахский национальный университет им. аль-Фараби (Алматы, Казахстан, e-mail: almasbek@physics.kz).
4. Р.Е. Жұмаділов (автор-корреспондент) – PhD, Институт прикладных наук и информационных технологий, Казахский национальный университет им. аль-Фараби (Алматы, Казахстан, e-mail: rakimzhan@gmail.com).

История статьи: поступила: 29 декабря 2025; принята: 20 января 2026.








Мақала тарихы: түсті: 29 желтоқсан 2025; қабылданды: 20 қантар 2026.

Article history: received: 29 December 2025; accepted: 26 January 2026.

**Конденсирленген күй физикасы және материалтану
проблемалары. Наноғылым**

**Condensed Matter Physics and Materials Science Problems
Nanoscience**

**Физика конденсированного состояния и проблемы
материаловедения. Нанонаука**

Ж.К. Калкозова^{1,2} , Л.В. Гриценко^{1,3*} , Х.А. Абдуллин^{1,2} ,
Д.Т. Тастайбек^{1,3} , С.Ю. Сарвадий⁴ , Ж.У. Палтушева³ , М.Б. Айтжанов² 

¹Институт прикладных наук и информационных технологий, Алматы, Казахстан

²Национальная нанотехнологическая лаборатория открытого типа (ННЛОТ), Казахский национальный университет имени аль-Фараби, Алматы, Казахстан

³Satbayev University, Алматы, Казахстан

⁴Федеральный исследовательский центр химической физики им. Н.Н. Семенова Российской академии наук, Москва, Россия

*e-mail: l.gritsenko@satbayev.university

ГИДРОТЕРМАЛЬНЫЙ СИНТЕЗ И СВОЙСТВА НАНОСТРУКТУР $ZnCo_2O_4$

В данной работе простым гидротермальным методом синтезированы три типа структур кобальтита цинка $ZnCo_2O_4$ на никелевой пене: наностержни, нанонити и пластины. Исследованы морфология и структурные характеристики синтезированных образцов. Выращенные структуры могут быть использованы в качестве основы для бесферментных электрохимических биосенсоров. Методом сканирующей электронной микроскопии (SEM) был проведен детальный анализ серии из шести образцов, синтезированных при различных соотношениях Zn:Co (1:1, 1:10 и 10:1). Результаты исследования элементного состава наноструктур $ZnCo_2O_4$, синтезированных гидротермальным методом на никелевой пене, показали, что состав полученных материалов коррелирует с составом исходного ростового раствора, подтверждая контролируемость процесса легирования. Отсутствие каких-либо примесей свидетельствует о высокой чистоте синтезированных образцов. Полученные данные подтверждают возможность точного управления стехиометрией кобальтита цинка. Показано, что морфология выращенных образцов зависит от стехиометрии прекурсоров, обеспечивая управляемый рост наноструктурированных материалов. Показано, что гидротермальный метод синтеза наноструктур $ZnCo_2O_4$ позволяет получать материалы с широким диапазоном стехиометрии от кобальт- до цинксодержащих фаз, что открывает возможности для тонкой настройки эффективных, функциональных свойств $ZnCo_2O_4$.

Ключевые слова: наноструктуры, $ZnCo_2O_4$, гидротермальный метод, морфология, структурные свойства.

Ж.К. Калкозова^{1,2}, Л.В. Гриценко^{1,3*}, Х.А. Абдуллин^{1,2},
Д.Т. Тастайбек^{1,3}, С.Ю. Сарвадий⁴, Ж.У. Палтушева³, М.Б. Айтжанов²

¹Қолданбалы ғылымдар және ақпараттық технологиялар институты, Алматы, Қазақстан

²Ашық түрдегі ұлттық нанотехнологиялық зертханасы – Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Алматы, Қазақстан

³Satbayev University, Алматы, Қазақстан

⁴Н.Н. Семенов атындағы Федералды химиялық физиканы зерттеу орталығы., Ресей Ғылым академиясы, Мәскеу, Ресей

*e-mail: l.gritsenko@satbayev.university

Гидротермиялық синтез және $ZnCo_2O_4$ наноқұрылымдарының қасиеттері

Бұл зерттеуде қарапайым гидротермиялық әдіспен никель көбік негізінде $ZnCo_2O_4$ мырыш кобальтитінің үш түрлі құрылымы синтезделді: нанотаяқшалар, наножіптер және пластиналар. Синтезделген үлгілердің морфологиясы мен құрылымдық сипаттамалары зерттелді. Өсірілген құрылымдар ферментсіз электрохимиялық биосенсорлардың негізі ретінде қолданылуы мүмкін. Сканирлеуші электрондық микроскопия (SEM) әдісі арқылы Zn:Co қатынастары әртүрлі (1:1, 1:10 және 10:1) алты үлгінің сериясына егжей-тегжейлі талдау жүргізілді. Гидротермиялық әдіспен никель көбігінде синтезделген $ZnCo_2O_4$

наноқұрылымдарының элементтік құрамын зерттеу нәтижелері алынған материалдардың құрамы бастапқы өсу ерітіндісінің құрамымен корреляцияланатынын көрсетеді, бұл легирлеу процесінің бақыланатынын растайды. Қоспалардың болмауы синтезделген үлгілердің жоғары тазалығын дәлелдейді. Алынған деректер мырыш кобальтитінің стехиометриясын дәл басқаруға болатынын көрсетеді. Сондай-ақ үлгілердің морфологиясы прекурсорлардың стехиометриясына тәуелді екені анықталып, наноқұрылымды материалдардың басқарыла өсетінін дәлелдейді. $ZnCo_2O_4$ наноқұрылымдарын гидротермиялық синтездеу әдісі кобальтқұрамды фазалардан мырышқұрамды фазаларға дейінгі кең стехиометриялық диапазонда материалдар алуға мүмкіндік береді, бұл $ZnCo_2O_4$ -тің тиімді функционалдық қасиеттерін дәл баптауға жол ашады.

Түйін сөздер: наноқұрылымдар, $ZnCo_2O_4$, гидротермиялық әдіс, морфология, құрылымдық қасиеттері.

Zh.K. Kalkozova^{1,2}, L.V. Gritsenko^{1,3*}, Kh.A. Abdullin^{1,2},

D.T. Tastaibek^{1,3}, S.Y. Sarvadii⁴, Zh.U. Paltusheva³, M.B. Aitzhanov²

¹Institute of Applied Science & Information Technology, Almaty, Kazakhstan

²National Nanotechnology Laboratory of Open Type (NNLOT), Al-Farabi Kazakh National university, Almaty, Kazakhstan

³Satbayev University, Almaty, Kazakhstan

⁴Semenov Federal Research Center for Chemical Physics, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

*e-mail: l.gritsenko@satbayev.university

Hydrothermal synthesis and characterization of $ZnCo_2O_4$ nanostructures

In this work, three types of zinc cobaltite $ZnCo_2O_4$ structures, namely, nanorods, nanowires, and plates, were synthesized on nickel foam using a simple hydrothermal method. The morphology and structural characteristics of the synthesized samples were studied. The grown structures can be used as a basis for enzyme-free electrochemical biosensors. A detailed analysis of a series of six samples synthesized at different Zn:Co ratios (1:1, 1:10, and 10:1) was performed using scanning electron microscopy. The results of the study of the elemental composition of $ZnCo_2O_4$ nanostructures synthesized by the hydrothermal method on nickel foam showed that the composition of the obtained materials correlates with the composition of the initial growth solution, confirming the controllability of the doping process. The absence of any impurities indicates a high purity of the synthesized samples. The data obtained confirm the possibility of precise control of the stoichiometry of zinc cobaltite. It is shown that the morphology of the grown samples depends on the stoichiometry of the precursors, providing controlled growth of nanostructured materials. It is shown that the hydrothermal method for the synthesis of $ZnCo_2O_4$ nanostructures allows obtaining materials with a wide range of stoichiometry from cobalt- to zinc-containing phases, which opens up opportunities for fine-tuning the effective, functional properties of $ZnCo_2O_4$.

Keywords: nanostructures, $ZnCo_2O_4$, hydrothermal route, morphology, structural properties.

Введение

Оксиды переходных металлов привлекают большое внимание исследователей благодаря своим уникальным физико-химическим свойствам, таким как высокая электрохимическая активность, стабильность, что позволяет их активно использовать в современных электронных устройствах [1–4]. Особый интерес представляет кобальтит цинка $ZnCo_2O_4$ и композиты на его основе, сочетающие в себе электрохимическую активность, хорошую

стабильность и высокую электронную проводимость по сравнению с монокомпонентными оксидами. Благодаря этим характеристикам $ZnCo_2O_4$ активно исследуется в качестве перспективного материала для создания суперконденсаторов, газовых и электрохимических сенсоров, литий-ионных аккумуляторов, катализаторов и электрохимических биосенсоров [5–12].

Среди множества методов синтеза наноструктур особое место занимает гидротермальный метод ввиду относительной простоты, энергоэффективности и воспроизводимости, возможности направленного контроля за ростом наноструктур [13, 14], позволяющий получать оксидные наноструктуры с высокой степенью кристалличности и однородности.

В отличие от высокотемпературных методов, таких как газофазный метод, метод лазерной абляции, электротермический и др., гидротермальный синтез осуществляется при относительно низких температурах (100–200 °С), что делает его более экономичным и экологически безопасным. Кроме того, гидротермальный метод синтеза позволяет эффективно формировать наноструктуры непосредственно на проводящих подложках, обеспечивая хорошую адгезию и технологический контакт [15-17]. Управляя параметрами гидротермального синтеза, можно формировать материалы с высокой чистотой и контролируемой стехиометрией, что крайне важно для электрохимических приложений. Одним из ключевых факторов, определяющих характеристики таких материалов, является их морфология и структурные свойства [18, 19].

Стоит отметить, что особую роль при синтезе наноструктур $ZnCo_2O_4$ играет выбор подложки. Никелевая пена, использованная в данной работе, является одним из наиболее распространенных и удобных оснований для выращивания оксидных структур [20, 21]. Она обладает высокой электропроводностью, механической прочностью и развитой трехмерной пористой структурой, обеспечивающей большую удельную поверхность, а также эффективный перенос носителей заряда.

Несмотря на значительное количество исследований, посвященных синтезу и изучению свойств $ZnCo_2O_4$ [22-26], остается ряд нерешенных вопросов. В частности, недостаточно систематизированы данные о влиянии соотношения прекурсоров цинка и кобальта на морфологию и структурные свойства

образцов. В большинстве работ основное внимание уделяется получению отдельных морфологий без детального анализа механизмов формирования структур в зависимости от стехиометрии. Между тем именно соотношение $Zn:Co$ определяет динамику и кинетику процессов нуклеации, кристаллизации и роста, а, следовательно, и конечные характеристики материала.

Более того, в литературе сравнительно мало исследований, в которых сопоставлялись бы результаты электронно-микроскопического анализа, энергодисперсионной спектроскопии, рентгеноструктурного анализа и рамановской спектроскопии в контексте морфологии $ZnCo_2O_4$. Контроль элементного состава наноматериалов играет ключевую роль в проявлении их физико-химических свойств. В случае шпинельных оксидов, таких как $ZnCo_2O_4$, взаимодействие $Zn:Co$ напрямую влияет на химическую структуру, проводимость, каталитическую активность и электрохимическую емкость [4, 6-8, 11, 15, 24, 25]. Метод энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии (EDS), совмещенный со сканирующей электронной микроскопией (SEM), позволяет оперативно оценивать элементный состав синтезируемых структур и достоверно сопоставлять реальный состав заданному при синтезе. Представленное исследование направлено на восполнение этих пробелов.

В данной работе исследуется влияние молярного соотношения нитратов цинка и кобальта, а также их общей поверхности на морфологию $ZnCo_2O_4$, осажденного на никелевой пене. Особое внимание уделено влиянию состава ростового раствора на морфологию образцов, их фазовую чистоту, структурные параметры и элементный состав. Представленные результаты позволяют получить всестороннее представление о взаимосвязи между условиями синтеза и свойствами получаемых материалов. Показано, что изменение стехиометрии прекурсоров приводит к кардинальному изменению структуры частиц, в частности от наночастиц, нанонитей к нанолентам.

Методы

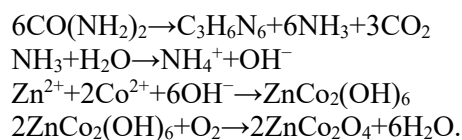
Структуры $ZnCo_2O_4$ были выращены на никелевой пене гидротермальным методом. Перед синтезом никелевая пена проходила несколько стадий очистки. Никелевую пену сначала обрабатывали 3% раствором соляной кислоты в ультразвуковой ванне в течение 20

минут. Затем ее несколько раз промывали дистиллированной водой, после чего обрабатывали в ацетоне в течение 10 минут, в этаноле в течение 10 минут, промывали дистиллированной водой и высушивали при 80 °С в сушильном шкафу. Для приготовления

основного раствора роста были использованы нитрат цинка $Zn(NO_3)_2 \cdot 6H_2O$ (Sigma Aldrich, США), нитрат кобальта (II) 6 - водный $Co(NO_3)_2 \cdot 6H_2O$ (Sigma Aldrich, США) и мочевины CH_4N_2O (Sigma Aldrich, США) при различных молярных концентрациях. Молярные соотношения нитрата цинка и нитрата кобальта в водном растворе составляли 1:1, 1:10, 10:1. Концентрация мочевины варьировалась в зависимости от соотношения цинка к кобальту. Гидротермальный синтез проводили в автоклаве: раствор для роста переносили в автоклав с вертикально расположенной подложкой из никелевой пены. Автоклав герметично закрывали и помещали в муфельную печь, предварительно нагретую до $140^\circ C$. В процессе синтеза автоклав выдерживали в муфельной печи при температуре $140^\circ C$ в течение 4 часов. По истечении времени синтеза автоклав охлаждали до комнатной температуры. Затем подложку из никелевой пены с образцом обрабатывали в ультразвуковой ванне,

несколько раз промывали дистиллированной водой для удаления материала, сформировавшегося в объеме, и высушивали на воздухе при температуре $80^\circ C$.

Химические реакции, происходящие при гидротермальном синтезе образцов $Ni-ZnCo_2O_4$, можно описать следующими уравнениями [27]:



В данной работе рассмотрена серия из шести типов образцов: #1 - $NZn40mM - NCo40mM$, $100mM$ мочевины, #2 - $NZn60mM - NCo60mM$, $150mM$ мочевины, #3 - $NZn40mM - NCo400mM$, $100mM$ мочевины, #4 - $NZn60mM - NCo600mM$, мочевины $150mM$, #5 - $NZn400mM - NCo40mM$, мочевины $100mM$, #6 - $NZn600mM - NCo60mM$, мочевины $150mM$.

Результаты и обсуждение

Исследование морфологии всех синтезированных образцов с помощью электронного сканирующего микроскопа (JEOL, JSM-6490 LA) показало, что при эквимольном соотношении компонентов раствора растут тонкие наностержни толщиной в несколько десятков нанометров и длиной в несколько микрометров (рис. 1 а, б).

При увеличении содержания реагентов от $40:40 mM$ (#1) до $60:60 mM$ (#2) наблюдается увеличение степени уплотнения структур и их объемности, что свидетельствует о равномерном росте при более высоких концентрациях при сохранении баланса катионов. Замечено, что при преобладании молярной концентрации нитрата кобальта над нитратом цинка в растворе образуются нановолокна $ZnCo_2O_4$ (рис. 1 с, d). При молярном преобладании в растворе нитрата цинка над нитратом кобальта формируются структуры в виде лент и пластин (рис. 1 е, f). Такая морфология может быть обусловлена продолжительным влиянием Zn^{2+} на кинетику роста кристаллов, способствуя анизотропному удлинению вдоль определенных кристаллографических граней.

ЭДС-анализ трех типов образцов $ZnCo_2O_4$, выращенных гидротермальным методом на никелевой пене при различных соотношениях прекурсоров цинка и кобальта (#2, #4 and #6), представлен на рисунке 2. Все спектры обладают четкими пиками, соответствующими цинку (Zn),

кобальту (Co) и кислороду (O). Отсутствуют дополнительные пики указывает на высокую чистоту синтезированных образцов.

На рисунке 2а (образец #2) наблюдаются интенсивные пики Zn K α (~ 1.0 кэВ и ~ 8.6 кэВ), Co K α (~ 7.0 кэВ) и O K α (~ 0.5 кэВ). Количественный анализ показывает атомное соотношение Zn:Co $\approx 1:1.05$, что очень близко к заданному в растворе (1:1), что свидетельствует о высокой точности стехиометрии при сбалансированном контроле прекурсоров. Отношение O к сумме металлов близко к 4:3, что согласуется с формулой $ZnCo_2O_4$. Образец #4 (Zn:Co = 1:10 в растворе) характеризуется значительно более интенсивным пиком кобальта по сравнению с цинком (рисунок 2б). Количественный анализ дает атомное соотношение Zn:Co $\approx 1:9.8$, что хорошо соответствует исходному соотношению 1:10. Незначительное отклонение может быть связано с кинетикой нуклеации и различной растворимостью гидроксидов Zn^{2+} и Co^{2+} в щелочной среде, образующейся гидролизом мочевины. Тем не менее, сохраняется высокая воспроизводимость соотношения даже при значительном избытке кобальта. Отклонения составляют менее 5%, что обеспечивает хорошую воспроизводимость и контролируемость гидротермального процесса. В спектре образца #6 (Zn:Co = 10:1 в растворе) доминирует пик цинка, интенсивность пика кобальта снижается (рисунок 2с). Атомное соотношение Zn:Co в данном случае

составило приблизительно 9.7:1, что также близко к соотношению основных компонентов раствора (10:1). Во всех трех спектрах отсутствуют выраженные пики углерода, несмотря на использование мочевины в качестве реагента. Это связано с термическим разложением

мочевины, происходящем при гидротермальном синтезе, с образованием CO_2 и NH_3 , которые удаляются из системы. Незначительное присутствие никеля обусловлено использованием никелевой пены в качестве подложек.

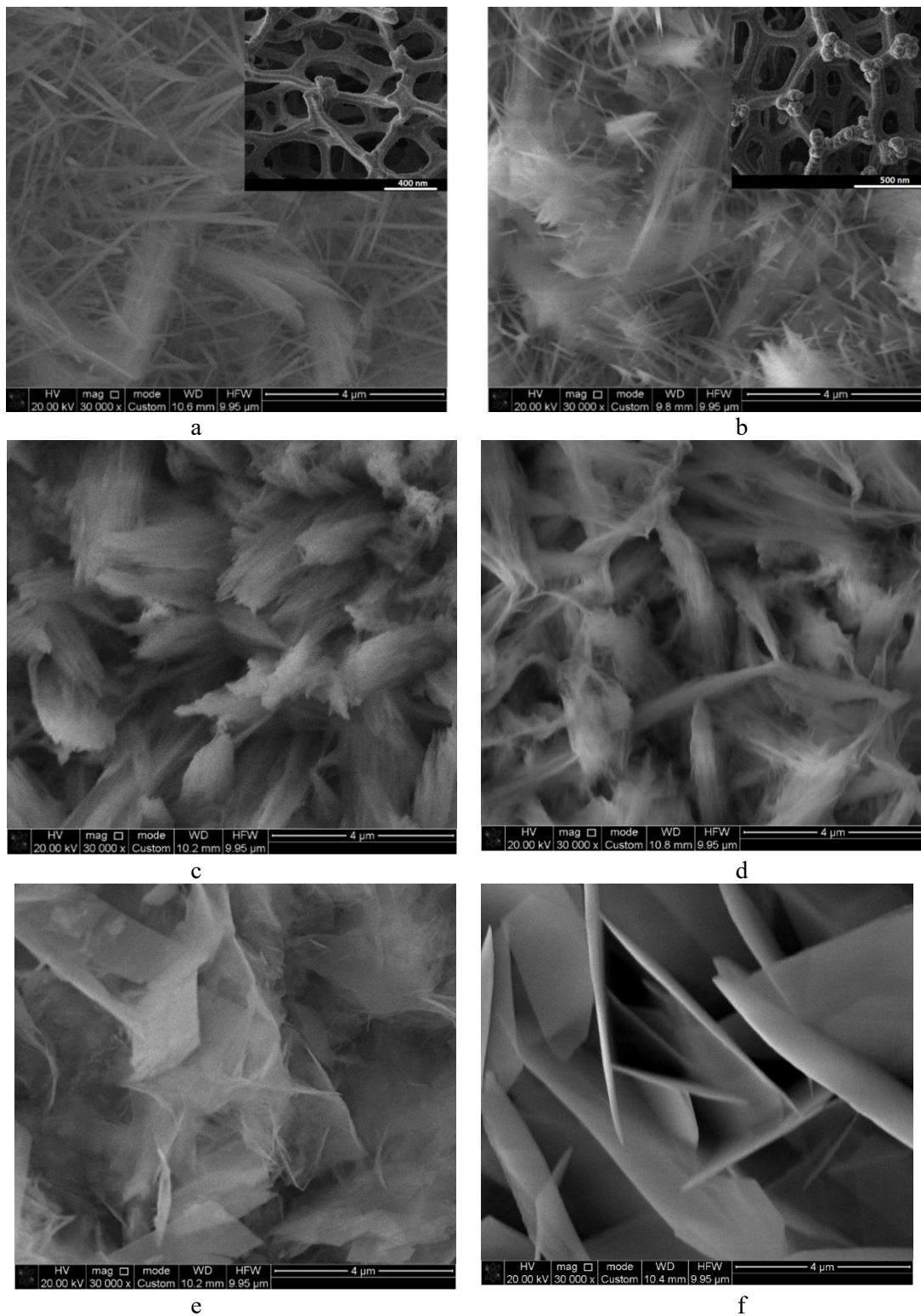


Рисунок 1 – SEM образцов $ZnCo_2O_4$: a – #1, b – #2, c – #3, d – #4, e – #5, f – #6

Рентгеноструктурный анализ (XRD) был проведен для образцов $ZnCo_2O_4$, выращенных гидротермальным методом на подложке из никелевой пены с различным молярным соотношением прекурсоров $Zn(NO_3)_2 \cdot 6H_2O$ и $Co(NO_3)_2 \cdot 6H_2O$ на дифрактометре PANalitical X'pert MPD PRO. Для анализа были собраны материалы, образующиеся в объеме ростового раствора при синтезе рассмотренных образцов, чтобы избежать на дифракционных спектрах преобладания рефлексов от никеля. На рисунке 3 представлены дифрактограммы образцов #4

(NZn60mM – NCo600mM, 150 mM мочевины) и #6 (NZn600mM – NCo60mM, 150 mM мочевины). У обоих образцов наблюдаются интенсивные рефлексы, соответствующие кристаллической фазе шпинели $ZnCo_2O_4$, хорошо согласующиеся с табличными данными (карта JCPDS № 00-023-1390). Основные пики регистрируются при $2\theta \approx 31.22^\circ, 36.8^\circ, 38.49^\circ, 44.74^\circ, 59.28^\circ, 65.2^\circ$ и 68.53° , что соответствует плоскостям (220), (311), (222), (400), (511), (440) and (531) соответственно.

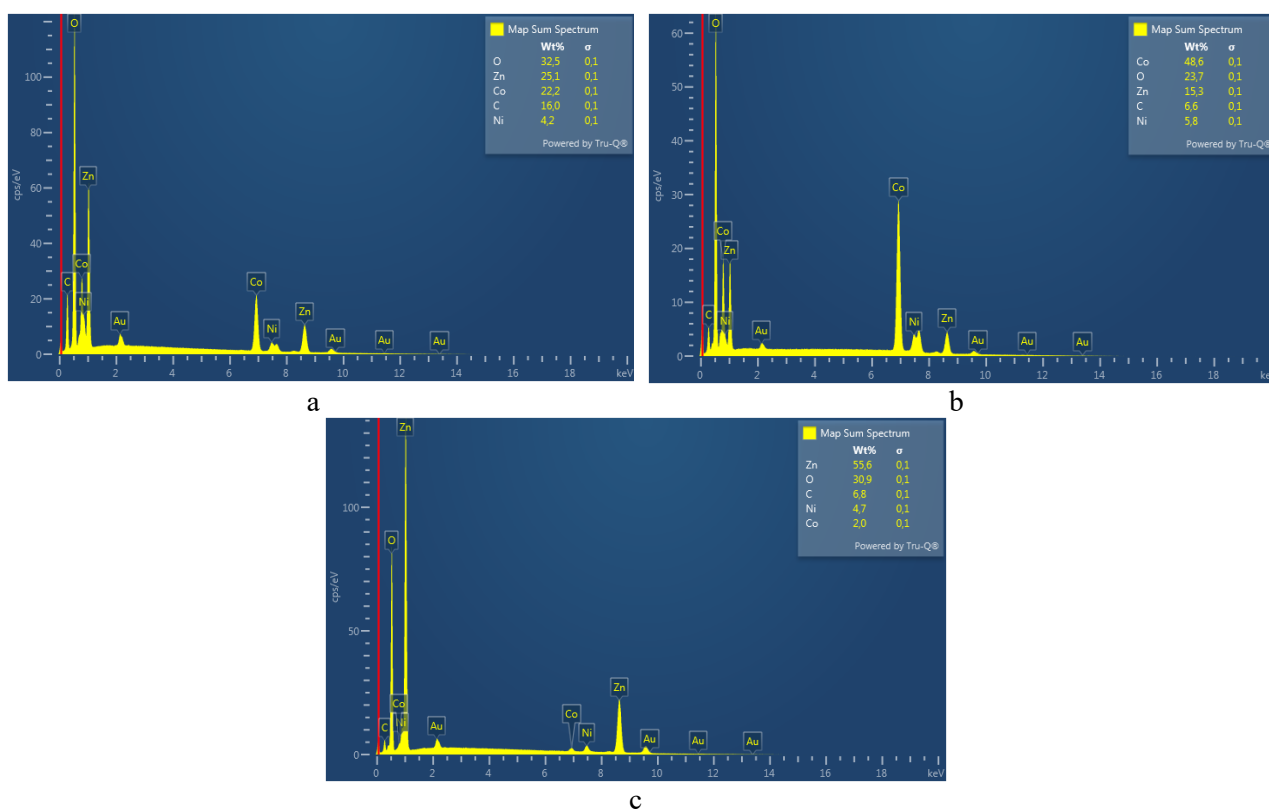


Рисунок 2 – EDS спектры: (а) образец #2, (б) образец #4 и (с) образец #6

Эти пики характеризуются узкой полушириной, что указывает на высокую степень кристалличности полученных наноструктур.

Пики дифракции при углах $33.28, 36.19, 41.44$ и 46.69 указывают на присутствие фазы $Zn_5(CO_3)_2(OH)_6$ - гидроцинкит (карта JCPDS 00-019-1458) в качестве побочного продукта гидротермального синтеза в образцах. Сравнительный анализ образцов #4 и #6 выявил, что при высоком содержании цинка (образец #6) интенсивность пиков $ZnCo_2O_4$ выше, чем в образце с высоким содержанием кобальта (#4). Это может указывать на более развитую кристаллическую структуру или больший объем сформировавшейся шпинельной фазы при избытке цинка в ростовом растворе. В образце #4

наблюдается небольшое уширение пиков, что может свидетельствовать о меньшем размере кристаллитов или большей концентрации дефектов в кристаллической решетке.

Для детального исследования структуры и фазового состава синтезированных образцов $ZnCo_2O_4$, выращенных гидротермальным методом на подложке из никелевой пены, был проведен анализ методом рамановской спектроскопии. В качестве примера на рисунке 4 представлен спектр образца #2 (NZn60mM – NCo60mM, 150mM мочевины).

В спектре четко идентифицируются характерные пики шпинельной фазы $ZnCo_2O_4$, согласующиеся с литературными данными: $F_{2g}^{(1)}$,

$F_{2g}^{(2)}$, E_g , $F_{2g}^{(3)}$ и A_{1g} [28]. В низкочастотной области пик при 188.3 см^{-1} обусловлен колебательной модой кислорода $F_{2g}^{(1)}$ в октаэдрических узлах. Полосы на спектрах комбинационного рассеянного (КР) при 476.6, 516.4 и 614.4 см^{-1} относятся к симметричным фоннным модам E_g , $F_{2g}^{(2)}$ и $F_{2g}^{(3)}$, связанным с Co-O и валентными колебаниям кислорода Zn-O в тетраэдрических и октаэдрических позициях соответственно, что указывает на наличие упорядоченной кристаллической структуры.

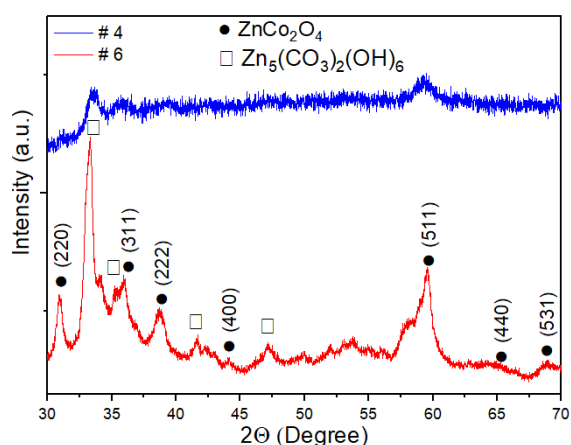


Рисунок 3 – XRD анализ образцов $ZnCo_2O_4$ #4 и #6

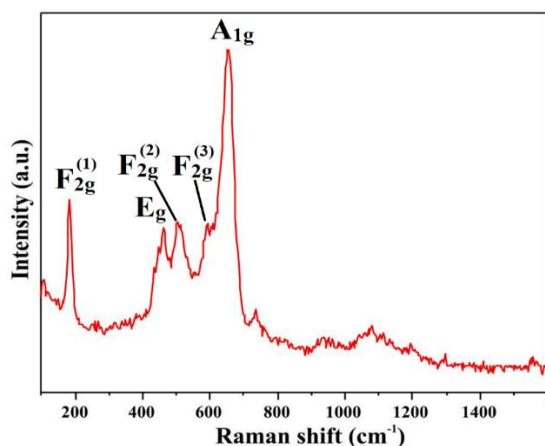


Рисунок 4 – Рамановский спектр $ZnCo_2O_4$ образца #2

Основной интенсивный пик при $\sim 694 \text{ см}^{-1}$ соответствует моде колебания of Zn-O-Co симметричного растяжения A_{1g} в тетраэдрических позициях, которое является диагностическим для шпинелей типа AB_2O_4 . Наличие этих мод подтверждает формирование хорошо кристаллизованной фазы $ZnCo_2O_4$. Незначительное уширение пиков в спектре может

быть связано с нанокристаллической природой материала и наличием структурных дефектов, что согласуется с условиями гидротермального роста. Кроме того, отсутствие дополнительных пиков, характерных для оксидов кобальта (Co_3O_4) или оксида цинка (ZnO), свидетельствует о высокой фазовой чистоте образца.

Рамановская спектроскопия подтвердила образование однофазной шпинельной структуры $ZnCo_2O_4$ в образце #2. Высокая интенсивность и отчетливость пиков указывают на хорошую кристалличность материала, а отсутствие примесных фаз согласуется с данными рентгеноструктурного анализа. Полученные результаты демонстрируют, что предложенный гидротермальный метод синтеза обеспечивает формирование чистой и хорошо упорядоченной фазы $ZnCo_2O_4$ на подложке из никелевой пены.

Заключение

Простым и экономичным гидротермальным методом синтезирована серия образцов $ZnCo_2O_4$ различной морфологии: наностержни, нановолокна и пластины с использованием в качестве подложки никелевой пены. Исследовано влияние концентрации компонентов ростового раствора на морфологию, структурные и электрохимические свойства синтезированных образцов. Результаты рентгеноструктурного анализа показали наличие в исследуемых образцах рефлексов, характерных для кубической структуры шпинели $ZnCo_2O_4$ ($a = 8.0946 \text{ \AA}$; номер карты JCPDS 00-023-1390). Соотношение прекурсоров цинка и кобальта в ростовом растворе оказывает существенное влияние на степень кристалличности и относительную интенсивность дифракционных пиков. Отмечено, что избыток цинка (образец #6) способствует формированию более упорядоченной кристаллической структуры, тогда как избыток кобальта (образец #4) приводит к незначительному ухудшению кристалличности. Результаты ЭДС-анализа трех образцов $ZnCo_2O_4$, синтезированных с использованием различных молярных соединений Zn:Co, показали, что элементный состав полученных наноструктур с высокой точностью соответствует составу исходного ростового раствора. Во всех образцах отсутствуют примесные атомы, включая углерод и никель, что указывает на эффективность очистки и отсутствие примесей. Высокая чистота и контролируемость состава делают данный метод синтеза перспективным для применения в разработке электродных материалов, катализаторов и сенсоров. Таким образом, ЭДС-

анализ подтвердил, что гидротермальный синтез на никелевой пене позволяет получать чистые, стехиометрически контролируемые наноструктуры $ZnCo_2O_4$ с заданными соотношениями компонентов.

Проведенное исследование показало, что морфология наноструктур $ZnCo_2O_4$, синтезированных гидротермальным методом на никелевой пене, сильно зависит от молярного соотношения Zn:Co и общей структуры прекурсоров. Полученные данные открывают возможности для

направленного контролируемого роста наноструктур $ZnCo_2O_4$ под конкретные приложения в наносенсорике и катализе.

Финансирование

Данное исследование было профинансировано Министерством науки и высшего образования Республики Казахстан, грант № AP26103537.

Вклад авторов

Ж.К. Калкозова: концептуализация, курирование данных, формальный анализ, исследование, методология, валидация, визуализация, написание – первоначальный вариант. **Л.В. Гриценко:** курирование данных, формальный анализ, привлечение финансирования, исследование, администрирование проекта, ресурсы, научное руководство, валидация, написание – первоначальный вариант, написание – проверка и редактирование. **Х.А. Абдуллин:** концептуализация, курирование данных, формальный анализ, исследование, методология, администрирование проекта, научное руководство, написание – проверка и редактирование. **Д.Т. Тастайбек:** формальный анализ, исследование, методология, валидация, визуализация, написание – первоначальный вариант, написание – проверка и редактирование. **С.Ю. Сарвадий:** курирование данных, методология, научное руководство, валидация, визуализация, написание – проверка и редактирование. **Ж.У. Палтушева:** формальный анализ, исследование, методология, написание – первоначальный вариант. **М.Б. Айтжанов:** курирование данных, формальный анализ, исследование, методология, валидация, визуализация, написание – первоначальный вариант.

Литература References

- 1 Z. Zhao, Z. Deng, R. Zhang, A. Klamchuen, Y. He, M. Horprathum, J. Chang, L. Mi, M. Li, S. Wang, X. Fang, G. Meng, Sensitive and selective ozone sensor based on $CuCo_2O_4$ synthesized by a facile solution combustion method, *Sensors and Actuators B: Chemical* **375**, 132912 (2023). <https://doi.org/10.1016/j.snb.2022.132912>
- 2 B. Palas, Catalytic performance of $FeCo_2O_4$ spinel cobaltite for degradation of ethylparaben in a peroxymonosulfate activation process: Response surface optimization, reaction kinetics and cost estimation, *Journal of Molecular Structure* **1322**, 140340 (2025). <https://doi.org/10.1016/j.molstruc.2024.140340>
- 3 C. Wang, Z. Liu, Y. Sun, X. Liu, Y. Wang, J. Liu, Honeycomb-like $MgCo_2O_4@ZnCo$ layered double hydroxide as novel electrode material for high-performance all-solid-state supercapacitors, *Applied Surface Science* **612**, 155661 (2023). <https://doi.org/10.1016/j.apsusc.2022.155661>
- 4 K. Divyarani, S. Sreenivasa, S. Kumar, A. Vinod, F. Alharethy, B.-H. Jeon, V.S. Anusuya Devi, P. Martis, L. Parashuram, Fabrication of a novel MOF template-derived $ZnCo_2O_4$ composite for the non-enzymatic electrochemical detection of glucose, *Results in Chemistry* **8**, 101604 (2024). <https://doi.org/10.1016/j.rechem.2024.101604>
- 5 X. Chu, L. Lv, L. Yin, B. Liu, W. Ren, H. Chen, P. Zhang, L. Du, G. Cui, Ultrasensitive room temperature sensor for exhaled ammonia based on bimetallic MOF derived $ZnCo_2O_4/Co_3O_4$ nanocomposite, *Chemical Engineering Journal* **515**, 163488 (2025). <https://doi.org/10.1016/j.cej.2025.163488>
- 6 T. Jothilakshmi, N. Sivakumar, $ZnCo_2O_4$ -decorated porous activated carbon derived from kaffir lime peel as an electrode for asymmetric supercapacitor applications, *Diamond and Related Materials* **157**, 112594 (2025). <https://doi.org/10.1016/j.diamond.2025.112594>
- 7 N. Tiwari, S. Kadam, S. Kulkarni, Synthesis and characterization of $ZnCo_2O_4$ electrode for high-performance supercapacitor application, *Materials Letters* **298**, 130039 (2021). <https://doi.org/10.1016/j.matlet.2021.130039>
- 8 S. Vadivel, Electrochemical enhancement via $ZnCo_2O_4/MoS_2/rGO$ heterostructures for sustainable energy storage, *Diamond and Related Materials* **159**, 112733 (2025). <https://doi.org/10.1016/j.diamond.2025.112733>
- 9 H. Long, A. Harley-Trochimczyk, S. Cheng, H. Hu, W. S. Chi, A. Rao, C. Carraro, T. Shi, Z. Tang, R. Maboudian, Nanowire-Assembled Hierarchical $ZnCo_2O_4$ Microstructure Integrated with a Low-Power Microheater for Highly Sensitive Formaldehyde Detection, *ACS Appl. Mater. Interfaces* **8**, 31764–31771 (2016). <https://doi.org/10.1021/acsami.6b11054>
- 10 Y. Shuai, W. Peng, Q. Tang, W. Shen, High-performance formaldehyde gas sensor based on flower-like $ZnCo_2O_4/In_2O_3$ heterostructures, *Sensors and Actuators B: Chemical* **442**, 138112 (2025). <https://doi.org/10.1016/j.snb.2025.138112>

- 11 T. Shen, Y. Zhou, D. Wu, H. He, A. Xie, S. Luo, MOF derived ZnCo₂O₄@nitrogen-doped carbon as an electrochemical sensor for simultaneous detection of acetaminophen and p-aminophenol, *Diamond and Related Materials* **149**, 111593 (2024). <https://doi.org/10.1016/j.diamond.2024.111593>
- 12 X. Zhou, Z. Ying, X. Ma, W. Sheng, X. Zheng, A formaldehyde gas sensor based on Ag-decorated ZnCo₂O₄/FF composite, *Chemical Physics Letters* **842**, 141211 (2024). <https://doi.org/10.1016/j.cplett.2024.141211>
- 13 M.A. Yewale, S.V. Desarada, A.M. Teli, K.B. Chavan, P.J. Morankar, D. Kil Shin, S.T. Choi, Synthesis of the ZnCo₂O₄ Positive Electrode Using a Urea-Assisted Hydrothermal Approach for Supercapacitor Applications, *Energy & Fuels* **39**(4), 2281-2293 (2025). <https://doi.org/10.1021/acs.energyfuels.4c04412>
- 14 D.B. Tolubayeva, L.V. Gritsenko, Effect of the morphology of zinc oxide layers on the electrochemical properties of biosensors, *Recent Contributions to Physics* **4** (83), 29-37 (2022). <https://bph.kaznu.kz/index.php/zhuzhu/article/view/1605/1603>
- 15 N. Alomayrah, M. Ikram, S. Zulfiqar, S. Alomairy, M.S. Al-Buriahi, I. Shakir, M.F. Warsi, E.W. Cochran, Fabrication of a highly efficient CuO/ ZnCo₂O₄/CNTs ternary composite for photocatalytic degradation of hazardous pollutants, *RSC Advances* **14**, 24874-24897 (2024). <https://doi.org/10.1039/d4ra04395b>
- 16 L.V. Podrezova, V. Cauda, S. Stassi, G. Cicero, Kh. A. Abdullin, B. E. Alpysbaeva, Properties of ZnO nanorods grown by hydrothermal synthesis on conductive layers, *Crystal Research and Technology* **49**, 599-605 (2014). <https://doi.org/10.1002/crat.201300372>
- 17 C. Ottone, V.F. Rivera, M. Fontana, K. Bejtka, B. Onida, V. Cauda, Ultralong and Mesoporous ZnO and γ -Al₂O₃ Oriented Nanowires Obtained by Template-assisted Hydrothermal Approach, *Journal of Materials Science & Technology* **30**, 1167-1173 (2014). <https://doi.org/10.1016/j.jmst.2014.11.005>
- 18 Zh.U. Paltusheva, Y.Y. Kedruk, L.V. Gritsenko, M.A. Tulegenova, V. Syritski, Kh.A. Abdullin, The influence of synthesis parameters and thermal treatment on the optical and structural properties of zinc oxide-based nanomaterials, *Physical Sciences and Technology* **11**, 49-57 (2024). <https://doi.org/10.26577/phst2024v11i1a6>
- 19 Y.Y. Kedruk, A. Contestabile, J. Zeng, M. Fontana, M. Laurenti, L.V. Gritsenko, G. Cicero., C.F. Pirri, K.A. Abdullin, Morphology Effects on Electro- and Photo-Catalytic Properties of Zinc Oxide Nanostructures, *Nanomaterials* **13**, 2527 (2023). <https://doi.org/10.3390/nano13182527>
- 20 P.B. Reddy, D.P. Pabba, F.M.A. Alzahrani, M.S. Al-Buriahi, N.S. Alsaiari, K.S. Kumar, B. Sondezi, S.-H. Park, In-situ synthesis of binder-free hexagonal plate-like micro-structured Co₃O₄ vertically grown on Ni foam with superior intercalation pseudocapacitance for high-performance supercapacitors, *Materials Science in Semiconductor Processing* **199**, 109884 (2025). <https://doi.org/10.1016/j.mssp.2025.109884>
- 21 T. Wu, K. He, Z.-Y. Zhang, J.-M. Wu, Electrochemical performance of molten salt derived Co₃O₄ on Ni foam in supercapacitors: The effect of water content in salt, *Journal of Alloys and Compounds* **1038**, 182851 (2025). <https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2025.182851>
- 22 M. Ebrahimi, V. Soleimani, M. Ghasemi, M. Nekoeinia, A. Mokhtari, Effects of graphene quantum dots on microstructure, optical and gas sensing properties of coral-like ZnCo₂O₄ nanoparticles, *Physica B: Condensed Matter* **650**, 414439 (2023). <https://doi.org/10.1016/j.physb.2022.414439>
- 23 B. Maji, P. Dash, Investigation into the enhanced gas sensing performance for CH₄: Comparative study of MOF-derived and traditionally synthesized ZnCo₂O₄ flower based composite, *Sensors and Actuators B: Chemical* **403**, 135182 (2024). <https://doi.org/10.1016/j.snb.2023.135182>
- 24 M. Ebrahimir, I. Kazeminezhad, A. Rahimi, Atefeh Rahimi, In situ hydrothermal synthesis of ZnCo₂O₄/ZnO nanocomposite: Structural, optical, electrochemical properties and photocatalytic performance under visible light, *Optik* **312**, 171976 (2024). <https://doi.org/10.1016/j.ijleo.2024.171976>
- 25 E.T. Bekele, Y.D. Sintayehu, B.A. Gonfa, F.K. Sabir, M.K. Shumete, C.R. Ravikumar, N. Kumar, H.C.A. Murthy, Green synthesis of ternary ZnO/ZnCo₂O₄ nanocomposites using Ricinus communis leaf extract for the electrochemical sensing of sulfamethoxazole, *Inorganic Chemistry Communications* **160**, 111964 (2024). <https://doi.org/10.1016/j.inoche.2023.111964>
- 26 P. Rani, S. Rohilla, A.S. Verma, Facile synthesis of ZnCo₂O₄ spinel catalysts for the water-gas shift reaction of waste-derived syngas: Critical role of the yolk-shell structure, *Materials Today: Proceedings*, (2023). <https://doi.org/10.1016/j.matpr.2023.11.153>
- 27 D. Xinxin, L. Kaili, X. Yan, Y. Mengting, G. Ting, W. Jun, Nonenzymatic electrochemical glucose biosensor constructed by NiCo₂O₄@Ppy nanowires on nickel foam substrate, *Sensors & Actuators B Chemical* **292**, 121-128 (2019). <https://doi.org/10.1016/j.snb.2019.04.107>
- 28 X. Wang, J. Xu, X. Yu, K. Xue, J. Yu, X. Zhao, Structural evidence of secondary phase segregation from the Raman vibrational modes in Zn_{1-x}Co_xO (<math>x < 0.6</math>), *Applied Physics Letters* **91**, 031908 (2007). <https://doi.org/10.1063/1.2759272>

Информация об авторах:

Калкозова Жанар Каниевна – к.ф.-м.н., ассоц. профессор, Казахский национальный университет им. аль-Фараби (Алматы, Казахстан, e-mail: zhanar.kalkozova@kaznu.edu.kz).

Гриценко Леся Владимировна (автор-корреспондент) – PhD, ассоц. проф., Satbayev University (Алматы, Казахстан, e-mail: l.gritsenko@satbayev.university).

Абдуллин Хабибулла Абдуллаевич – д.ф.-м.н., проф., Казахский национальный университет им. аль-Фараби (Алматы, Казахстан, e-mail: kh.abdullin@physics.kz).

Тастайбек Динара Темірхановна – докторант PhD, Satbayev University (Алматы, Казахстан, e-mail: dinaratastaibek@yandex.ru).

Сарвадий Сергей Юрьевич – Федеральный исследовательский центр химической физики им. Н.Н. Семенова РАН (Москва, Россия, e-mail: sarvadiy15@mail.ru).

Палтушева Жаня Уразалиевна – PhD, Satbayev University (Алматы, Казахстан, e-mail: zhaniya.paltusheva@gmail.com).

Айтжанов Мәди Бауыржанович – ст. преп., Казахский национальный университет им. аль-Фараби (Алматы, Казахстан, e-mail: madi.aitzhanov@mail.ru).

Авторлар туралы ақпарат:

Жанар Қалқозова – ф.-м.ғ.к., доцент, әл-Фараби атындағы ҚазҰУ профессоры (Алматы, Қазақстан, e-mail: zhanar.kalkozova@kaznu.edu.kz).

Леся Гриценко (автор-корреспондент) – PhD, доц. проф., Сәтбаев университеті (Алматы, Қазақстан, e-mail: l.gritsenko@satbayev.university).

Хабиболла Абдуллаұлы – физика-математика ғылымдарының докторы, әл-Фараби атындағы ҚазҰУ профессоры, Әл-Фараби атындағы ҚазҰУ (Алматы, Қазақстан, e-mail: kh.abdullin@physics.kz).

Динара Тастайбек – PhD докторы, Сәтбаев университеті (Алматы, Қазақстан, e-mail: dinaratastaibek@yandex.ru).

Сергей Сарвадий – Н.Н. Семенов атындағы Ресей ғылым академиясының Химиялық физика федералды ғылыми орталығы (Мәскеу, Ресей, e-mail: sarvadiy15@mail.ru).

Жаня Палтушева – PhD, Сәтбаев университеті (Алматы, Қазақстан, e-mail: zhaniya.paltusheva@gmail.com).

Мәди Айтжанов – әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университетінің аға оқытушысы (Алматы, Қазақстан, e-mail: madi.aitzhanov@mail.ru).

Information about authors:

Zhanar Kalkozova – Ph.D., assoc. prof., Al-Farabi Kazakh National University (Almaty, Kazakhstan, e-mail: zhanar.kalkozova@kaznu.edu.kz).

Lesya Gritsenko (corresponding author) – PhD, assoc. prof., Satbayev University (Almaty, Kazakhstan, e-mail: l.gritsenko@satbayev.university).

Khabibulla Abdullin – Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Professor, Al-Farabi Kazakh National University, (Almaty, Kazakhstan, e-mail: kh.abdullin@physics.kz).

Dinara Tastaibek – PhD student, Satbayev University (Almaty, Kazakhstan, e-mail: dinaratastaibek@yandex.ru).

Sergey Sarvadii – N.N. Semenov Federal Research Center for Chemical Physics, Russian Academy of Sciences (Moscow, Russia, e-mail: sarvadiy15@mail.ru).

Zhaniya Paltusheva - PhD, Satbayev University (Almaty, Kazakhstan, e-mail: zhaniya.paltusheva@gmail.com).

Madi Aitzhanov – senior lecturer, Al-Farabi Kazakh national university (Almaty, Kazakhstan, e-mail: madi.aitzhanov@mail.ru).

История статьи: поступила: 20 августа 2025; принята: 20 января 2026.

Мақала тарихы: түсті: 20 тамыз 2025; қабылданды: 20 қаңтар 2026.

Article history: received: 20 August 2026; accepted: 20 January 2026.

Ye. Yerlanuly^{1,2*} 

¹Institute of Applied Sciences and Information Technologies, Almaty, Kazakhstan

²Kazakh-British Technical University, Almaty, Kazakhstan

*e-mail: yerlanuly@physics.kz

INVESTIGATION OF THE EFFECT OF SHORT-PULSED ION IRRADIATION ON THE STABILITY OF CARBON NANOWALLS

Carbon nanowalls (CNWs) are promising carbon-based nanomaterials for radiation-resistant electronic and optoelectronic applications due to their unique three-dimensional graphene-like architecture and outstanding physicochemical properties. In this work, the effect of short-pulsed high-current ion irradiation on the stability of carbon nanowalls was systematically investigated. CNWs were synthesized on quartz substrates by inductively coupled plasma-enhanced chemical vapor deposition and subsequently irradiated using the high-current pulsed ion accelerator INURA at current densities of 4, 7, and 10 A/cm². The radiation-induced changes in morphology, structure, optical transparency, and electrical properties were analyzed using atomic force microscopy, Raman spectroscopy, UV-Vis spectrophotometry, and four-point probe measurements. Atomic force microscopy revealed only moderate surface rearrangement and slight variations in roughness, while the characteristic vertically oriented nanowall morphology was preserved even at the highest irradiation density. Raman analysis confirmed the retention of the graphene-like sp² carbon structure, with minimal changes in the I_D/I_G ratio, indicating limited defect formation. Optical measurements showed moderate variations in transmittance correlated with surface restructuring, without spectral degradation. Electrical characterization demonstrated a stable or slightly reduced sheet resistance after irradiation, suggesting improved interwall electrical contact and structural stabilization. Overall, the results demonstrate the high resistance of carbon nanowalls to short-pulsed ion irradiation and confirm their suitability as functional materials for radiation-resistant electronic, optoelectronic, and sensor devices.

Keywords: carbon nanowalls, ion irradiation, radiation resistance, short-pulsed ion beam, surface morphology, Raman spectroscopy, electrical properties.

Е. Ерланұлы^{1,2*}

¹Қолданбалы ғылымдар және ақпараттық технологиялар институты, Алматы, Қазақстан

²Қазақстан-Британ техникалық университеті, Алматы, Қазақстан

*e-mail: yerlanuly@physics.kz

Көміртекті наноқабырғалардың тұрақтығына қысқа импульсты ионды сәулелендірудің әсерін зерттеу

Көміртекті наноқабырғалар (CNWs) бірегей үшөлшемді графенге ұқсас архитектурасы мен жоғары физика-химиялық қасиеттерінің арқасында радиацияға төзімді электрондық және оптоэлектрондық құрылғыларда қолдануға перспективалы көміртекті наноматериалдар класына жатады. Бұл жұмыста қысқа импульсті жоғары тоқты иондық сәулеленудің көміртекті наноқабырғалардың тұрақтылығына әсері жүйелі түрде зерттелді. CNWs кварцты төсеніштерде индуктивті байланысқан плазма қолданылатын химиялық бу фазасында тұндыру әдісімен синтезделіп, кейін INURA үдеткішінде 4, 7 және 10 А/см² ток тығыздықтарында иондық сәулеленуге ұшыратылды. Сәулеленудің морфологиялық, құрылымдық, оптикалық және электрлік қасиеттерге әсері атомдық-күштік микроскопия, рамандық спектроскопия, ультракүлгін-көрінетін аймақ спектрофотометриясы және төртзондты әдіс арқылы беттік кедергіні өлшеу көмегімен зерттелді. АСМ талдауы сәулеленуден кейін бет бедерінің тек шамалы қайта құрылуын және кедір-бұдырлық

параметрлерінің аз ғана өзгеруін көрсетіп, ең жоғары сәулелену тығыздығында да наноқабырғалардың тік бағытталған морфологиясының сақталғанын дәлелдеді. Рамандық спектрлер көміртектің графенге ұқсас sp^2 -құрылымының сақталғанын және I_D/I_G қатынасының мардымсыз өзгерісін көрсетті, бұл дефектілердің шектеулі түзілуін білдіреді. Оптикалық өлшеулер бет құрылымының қайта ұйымдасуымен байланысты мөлдірліктің орташа өзгерістерін көрсетті, алайда спектралдық сипаттамалардың деградациясы байқалмады. Электрлік өлшеулер сәулеленуден кейін беттік кедергінің тұрақты немесе аздап төмендегенін көрсетті, бұл наноқабырғалар арасындағы электрлік байланыстардың жақсаруымен түсіндірілуі мүмкін. Алынған нәтижелер көміртекті наноқабырғалардың қысқа импульсті иондық сәулеленуге жоғары төзімділігін көрсетіп, оларды радиацияға төзімді электрондық, оптоэлектрондық және сенсорлық құрылғылар үшін функционалдық материалдар ретінде қолданудың жоғары әлеуетін растайды.

Түйін сөздер: көміртекті наноқабырғалар, иондық сәулелену, радиациялық төзімділік, қысқа импульсті иондық сәулелену, бет морфологиясы, рамандық спектроскопия, электрлік қасиеттер.

Е. Ерланұлы^{1,2*}

¹Институт прикладных наук и информационных технологий, Алматы, Казахстан

²Казахстанско-Британский технический университет, Алматы, Казахстан

*e-mail: yerlanuly@physics.kz

Исследование влияния короткоимпульсного ионного облучения на стабильность углеродных наностен

Углеродные наностены (CNWs) представляют собой перспективный класс углеродных наноматериалов для применения в радиационно-стойких электронных и оптоэлектронных устройствах благодаря своей уникальной трёхмерной графеноподобной архитектуре и выдающимся физико-химическим свойствам. В данной работе проведено систематическое исследование влияния короткоимпульсного сильноточного ионного облучения на стабильность углеродных наностен. CNWs были синтезированы на кварцевых подложках методом химического осаждения из паровой фазы с использованием индуктивно связанной плазмы, после чего подвергнуты ионному облучению на ускорителе INURA при плотностях тока 4, 7 и 10 А/см². Радиационно-индуцированные изменения морфологии, структуры, оптических и электрических свойств были исследованы методами атомно-силовой микроскопии, рамановской спектроскопии, УФ-видимой спектрофотометрии и измерений поверхностного сопротивления по четырёхзондовой схеме. Анализ АСМ показал лишь умеренную перестройку поверхности и незначительные изменения параметров шероховатости при сохранении характерной вертикально ориентированной морфологии наностен даже при максимальной плотности облучения. Рамановские спектры подтвердили сохранение графеноподобной sp^2 -структуры углерода с минимальными изменениями отношения I_D/I_G , что свидетельствует об ограниченном образовании дефектов. Оптические измерения выявили умеренные изменения прозрачности, коррелирующие с перестройкой поверхности, без деградации спектральных характеристик. Электрические измерения показали стабильность или умеренное снижение поверхностного сопротивления после облучения, что может быть связано с улучшением межстеночных электрических контактов. Полученные результаты демонстрируют высокую устойчивость углеродных наностен к короткоимпульсному ионному облучению и подтверждают их перспективность в качестве функциональных материалов для радиационно-стойких электронных, оптоэлектронных и сенсорных устройств.

Ключевые слова: углеродные наностены, ионное облучение, радиационная стойкость, короткоимпульсный ионный пучок, морфология поверхности, рамановская спектроскопия, электрические свойства.

Introduction

Prolonged exposure to ionizing radiation leads to the accumulation of radiation-induced damage in functional semiconductor materials used in electronic devices and ultimately results in their degradation and failure, significantly limiting device lifetime [1,2]. Radiation interaction with matter can cause the rupture of chemical bonds, alter morphological and structural characteristics, and initiate processes such as swelling, polymerization, corrosion, crack formation, and degradation of mechanical, optical, and electronic properties [2–4]. Achieving high material stability under intense ionizing radiation is therefore a critical challenge for a wide range of applications, from nuclear energy systems to electronic components for the rapidly expanding space industry. Spacecraft and satellites operating in near-Earth orbits are continuously exposed to both electron and proton irradiation [4,5]. As scientific and commercial space missions become increasingly complex and long-term, the requirements for radiation tolerance of functional electronic materials continue to grow. Reliable operation under extreme conditions involving multiple types of ionizing radiation is a key prerequisite for the successful realization of such missions.

In response to these challenges, extensive research efforts have been directed toward the development of radiation-resistant materials, as well as toward gaining a deeper understanding of radiation-induced processes and strategies for their mitigation [6,7]. In this context, various allotropes of carbon have attracted considerable attention due to their unique physicochemical properties and wide range of technological applications [8,9]. Carbon-based nanomaterials are increasingly regarded as promising candidates for radiation-hard electronics and optoelectronics [10–12].

Among carbon nanomaterials, carbon nanowalls (CNWs) have emerged as a particularly intriguing class of structures. CNWs are three-dimensional networks of vertically oriented, self-assembled multilayer graphene sheets forming a labyrinth-like architecture [13–16]. They are also referred to as carbon nanosheets, graphene walls, vertical graphene, graphene nanoflakes, or graphene nanopetals. The thickness of individual walls typically ranges from several to several tens of nanometers, corresponding to more than ten graphene layers, while their height—controlled by the growth duration—can reach several micrometers. Owing to their distinctive morphology, CNWs exhibit a high aspect ratio and a large specific surface area of up to $\sim 1000 \text{ m}^2/\text{g}$ [16,17].

The architecture of CNWs is characterized by a high density of exposed edges, bends, and branching features, forming an interconnected three-dimensional network. Each wall consists of nanographitic domains with a high degree of graphitization, separated by domain boundaries associated with enhanced defect density and crystallographic distortions [13]. This structural organization underlies the outstanding electrochemical, catalytic, and sensing properties of CNWs, making them one of the key research directions in the field of functional carbon nanomaterials. Due to their unique combination of electrical, thermal, and mechanical properties, CNWs have been explored for applications in supercapacitors, sensors, field emitters, and fuel and solar cells [7,18,19]. Their high defect density and developed surface morphology further render CNWs a versatile platform for functionalization and targeted property modulation [8,18,20].

Recent studies have demonstrated that electron and proton irradiation can induce pronounced changes in the morphological and functional properties of carbon nanowalls [21,22]. In particular, irradiation with 5 MeV electrons and 1.8 MeV protons has been shown to reduce wall density, modify the electronic structure, increase surface resistance, and enhance optical transmittance, highlighting the complex interplay between morphology and functional performance after irradiation [21]. At the same time, heterostructures incorporating CNWs have exhibited remarkable radiation tolerance and, in some cases, even partial improvement of device performance following proton exposure. For instance, photodiodes based on self-adaptive CNWs/CdZnTe heterostructures retained stable photoelectric characteristics after irradiation with 1.5 MeV protons at fluences on the order of $10^{12} \text{ p cm}^{-2}$, underscoring the potential of CNWs for operation in radiation-harsh environments [22].

Despite this progress, the effects of short-pulsed ion irradiation on the stability of carbon nanowalls remain insufficiently explored. In particular, a systematic understanding of how transient ion beam exposure influences the morphological, structural, and functional characteristics of CNWs is still lacking. Therefore, the present work aims to investigate the impact of short-pulsed ion irradiation on the stability of carbon nanowalls and to assess their suitability for radiation-resistant electronic and optoelectronic applications.

Methodology

Synthesis of Carbon Nanowalls

CNWs were synthesized on quartz substrates using inductively coupled plasma-enhanced chemical vapor deposition (ICP-PECVD) in a PECVD Split Tube Furnace system (OTF-1200X-PEC4LV, MTI)[13]. The experimental setup consists of a horizontal CVD furnace equipped with a quartz tube with an inner diameter of 76 mm and an inductive coil connected to a radio-frequency power generator operating at 13.56 MHz with an automatic impedance-matching network. The gas delivery system is connected to one end of the quartz tube, while the opposite end is coupled to a rotary vacuum pump.

The synthesis process was carried out as follows. Quartz substrates with dimensions of $2 \times 2 \text{ cm}^2$ were placed inside the quartz tube, after which the reaction chamber was sealed and evacuated to a base pressure of approximately 10^{-6} Torr. The substrates were then heated to $800 \text{ }^\circ\text{C}$. At this stage, argon gas was introduced into the chamber at a flow rate of 5 sccm, and inductively coupled plasma was ignited at a power of 140 W. The substrates were exposed to these conditions for 10 min in order to remove residual surface contaminants and to generate localized high-temperature regions (“hot spots”) on the substrate surface.

Following the plasma pretreatment, CNW growth was initiated by introducing a gas mixture of argon (Ar) and methane (CH_4) with concentrations of 89.1% Ar and 9.9% CH_4 , along with hydrogen (H_2). The flow rates were set to 20 sccm for the Ar/ CH_4 mixture and 5 sccm for H_2 . Hydrogen facilitates the dissociation of methane and serves as a source of reactive species that promote nucleation. Carbon atoms and hydrocarbon radicals generated during CH_4 decomposition adsorb preferentially at the surface hot spots, leading to the formation of graphitic nano-islands that act as nucleation centers for the vertical growth of multilayer graphene sheets. The CNW films were grown for 40 min under these conditions.

Irradiation of Samples Using the High-Current Pulsed Ion Accelerator INURA

Experiments on ionization irradiation were carried out at the INURA high-current pulsed ion

accelerator located at Nazarbayev University [23]. The INURA accelerator operates on the basis of a high-voltage pulse generator that delivers pulses with a duration of $\sim 100 \text{ ns}$ to an accelerator diode with a voltage slew rate of more than 10^{12} V/s . For irradiation, CNWs samples were installed inside a vacuum chamber on a rotating holder located at a distance of 35 cm from the diode. The vacuum system was pumped out to a pressure of about $5 \cdot 10^{-6} \text{ mTorr}$, which ensured the minimization of impurity effects and the stability of the experimental conditions.

All irradiation procedures were performed in a single vacuum cycle to prevent possible changes in the properties of the samples between exposures. The ion beam was directed to the surface of the carbon nanowalls from the side of active layer and passed through the substrate. Beam parameters were controlled using a collimated Faraday cylinder equipped with a magnetic cut-off, which made it possible to accurately measure the current density and energy of the particles. The stability of the accelerator was checked by providing at least ten test pulses before the main series of irradiation. Samples of CNWs were exposed to an ion beam with different current densities – 4, 7, and 10 A/cm^2 – to assess dose-dependent effects.

Materials Characterization

The synthesized samples were characterized using a range of analytical techniques. Surface topography and roughness were examined by atomic force microscopy (AFM, Solver Spectrum NT-MDT) operated in semicontact mode using silicon cantilevers (NSG01) with a tip radius of approximately 10 nm and a resonance frequency of $\sim 170 \text{ kHz}$. Raman spectroscopy (Solver Spectrum NT-MDT) with a 473 nm excitation laser was employed to investigate the structural and vibrational properties of the samples. Ultraviolet–visible (UV–Vis) transmittance spectra were recorded in the wavelength range of 200–1200 nm using an Agilent Cary 5000 spectrophotometer. All spectra were acquired in a double-beam configuration with a spectral bandwidth (SBW) of 2.0 nm. The sheet resistance of the samples was measured using a four-point probe system (RM3000, Jandel).

Results and discussion

Figure 1 shows the AFM results of CNWs samples before and after ion irradiation with an ion beam of different current densities (4, 7 and 10

A/cm^2). The images (Figures 1a–h) show changes in surface morphology as a function of radiation dose. The initial sample (Figures 1a, b) is characterized by

a uniform and dense structure of vertically oriented carbon nanowalls with a well-defined relief and element height of about 150–180 nm.

After exposure to an ion beam with a current density of 4 A/cm^2 (Figures 1c, d), a slight smoothing of the surface and partial enlargement of the nanowall formations are observed, which is associated with the initial stages of radiation-induced surface rearrangement. With an increase in the current density to 7 A/cm^2 (Figures 1e, f), the structure remains mostly homogeneous, but a slight decrease in the height of the nanowalls and the density of their distribution is recorded, which may be due to the local destruction of thin areas under the influence of the ion flux. At a maximum current density of 10 A/cm^2 (Figures 1g,h), the morphology retains the

characteristic nanowall structure, although there are some flattening of the relief and a decrease in the amplitude of roughness, which indicates partial relaxation of the surface and possible compaction of the top layer.

In general, AFM analysis shows that the structure of CNWs demonstrates high resistance to ionization radiation: even at a maximum current density of 10 A/cm^2 , the typical morphology of nanowall formations is preserved without significant destruction or degradation. This indicates the high radiation resistance of carbon nanowalls and their potential for use in conditions of exposure to ionizing radiation.

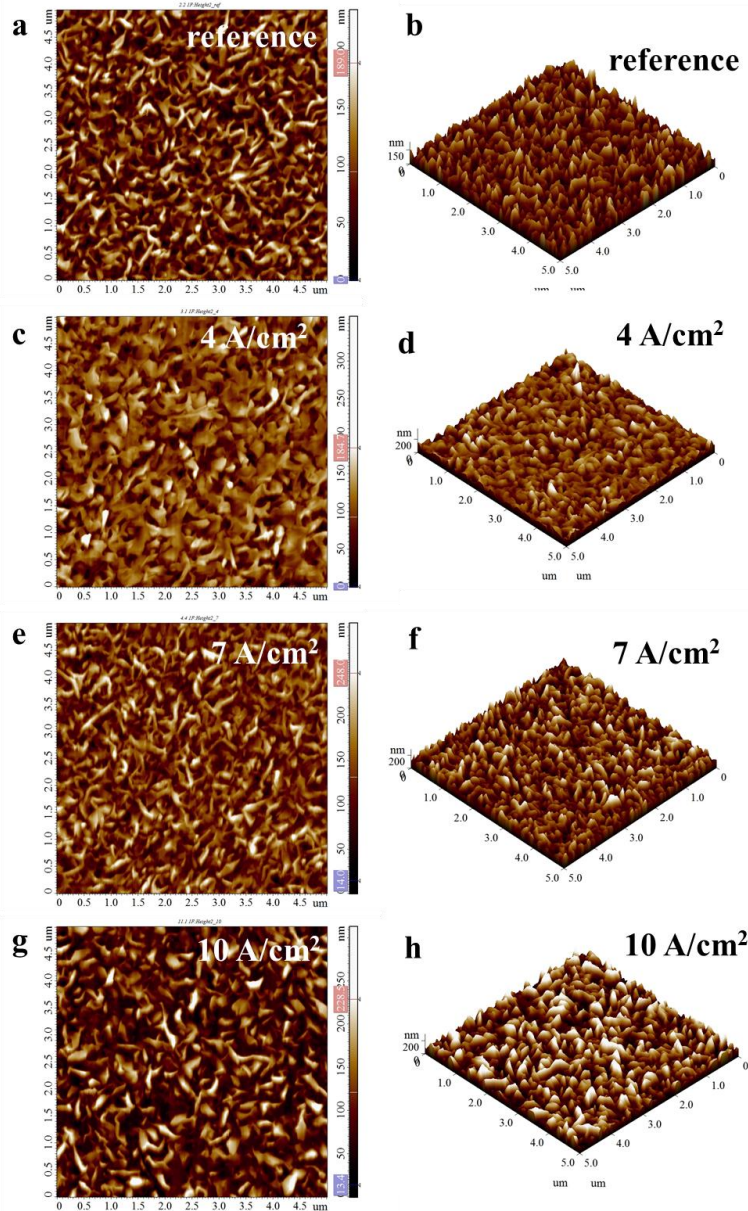


Figure 1 – AFM images of the surface of the CNWs before and after irradiation with an ion beam with different current densities: (a,b) initial sample, (c,d) 4 A/cm^2 , (e,f) 7 A/cm^2 , (g,h) 10 A/cm^2 .

Figure 2 presents the results of the analysis of the distribution of surface heights of CNWs obtained on the basis of AFM data before and after ion irradiation of different current densities. The graph (Figure 2a) shows elevation profiles showing the change in surface morphology with increasing radiation dose. The original sample is characterized by a pronounced relief with an amplitude of oscillations up to 150 nm, which corresponds to a dense vertically oriented nanowall structure. When irradiated with a beam with a density of 4 A/cm², a partial smoothing of the surface and a decrease in the amplitude of altitude fluctuations are observed, which indicates the initial stage of radiation-induced modification. With a further increase in the current density to 7 and 10 A/cm², the shape of the profile becomes more orderly,

while maintaining the characteristic nanowall relief, which confirms the structural stability of the material. The graph (Figure 2b) shows the average values of roughness parameters — arithmetic mean (R_a) and quadratic (RMS). It can be seen that with an increase in irradiation density, a slight increase in these parameters is observed, which can be associated with the formation of local microirregularities and changes in surface stress under the influence of ion flux.

In general, the results of the analysis confirm that ion irradiation does not cause significant damage to the surface of the CNWs, but only leads to minor changes in topography. The preservation of roughness parameters in a narrow range of values indicates a high radiation stability of the morphology of carbon nanowalls.

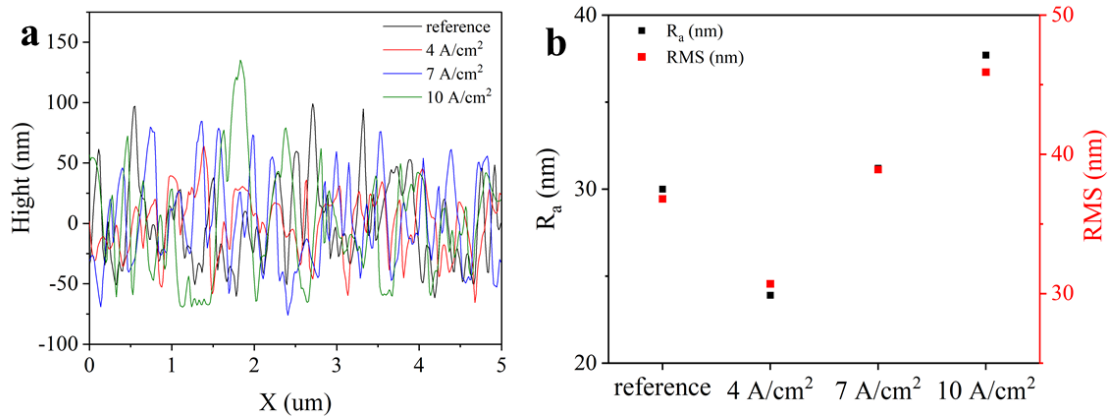


Figure 2 – Height profile and surface roughness parameters of CNWs before and after irradiation with an ion beam of different current densities: (a) altitude profiles obtained from AFM data; (b) arithmetic mean (R_a) and quadratic (RMS) surface roughness.

Figure 3 shows the results of Raman analysis of CNWs samples before and after ion irradiation with different current densities. The spectra (Figure 3a) show characteristic peaks of carbon nanostructures — D (~1350 cm⁻¹), G (~1580 cm⁻¹), D' (~1620 cm⁻¹) and 2D (~2700 cm⁻¹), which confirms the preservation of the graphene-like sp² structure after exposure to ionizing radiation [24]. Regardless of the density of the irradiation current, the main peaks retain their position and shape, which indicates that there is no destruction of the crystal lattice and no degradation of the structure. The observed slight change in the relative intensity of the D and G peaks with an increase in the irradiation density may be due to the partial formation of radiation-induced defects that occur near the surface of the nanowall. However, the I_D/I_G ratio remains virtually unchanged, indicating minimal structural damage. An increase in the intensity of the 2D peak at 7 and 10 A/cm² (Figure

3b) may indicate local ordering or recrystallization of surface regions under the influence of energetic particles. Thus, the results of Raman spectroscopy show that even at high ion irradiation densities, the structure of CNWs retains a graphene-like nature and does not undergo significant degradation. This confirms the high radiation resistance of the material, which makes it promising for use in radiation-resistant optoelectronic and sensor devices.

Figure 4 shows the optical transmission spectra of CNWs films before and after ion irradiation with different current densities (4, 7 and 10 A/cm²) in the wavelength range from 200 to 1200 nm. For the original (reference) sample, there is a smooth increase in transmittance from the ultraviolet region (about 250 nm) to the near-infrared, reaching a maximum value of about 55%. After exposure to the ion beam, a decrease in optical transparency is observed in all cases, indicating a change in surface morphology and

a partial increase in the concentration of defects and scattering centers in the material. The results obtained are in good agreement with the AFM data (Figures 1 and 2), according to which, with an increase in irradiation density, there is a smoothing of the surface relief and a decrease in the amplitude of roughness, accompanied by a partial restructuring of the nanowall structure. The greatest reduction in transmittance is recorded at a current density of 4 A/cm², which correlates with the results of AFM analysis, which show local integrity violation and enlargement of nanowall formations at an early stage of radiation exposure. With a further increase in the current density to 7 and 10 A/cm², the transmittance

values increase slightly, which is consistent with the relaxation and surface ordering observed according to the AFM data due to thermally induced effects. Thus, the comparison of optical and morphological data allows us to conclude that ion irradiation has a moderate effect on the structure of CNWs without causing its degradation. The preservation of the shape of the spectrum and the smooth nature of the dependence of transmission on the wavelength, along with insignificant changes in roughness, confirms the high radiation resistance of carbon nanowalls and the stability of their optical properties in a wide range of irradiation conditions.

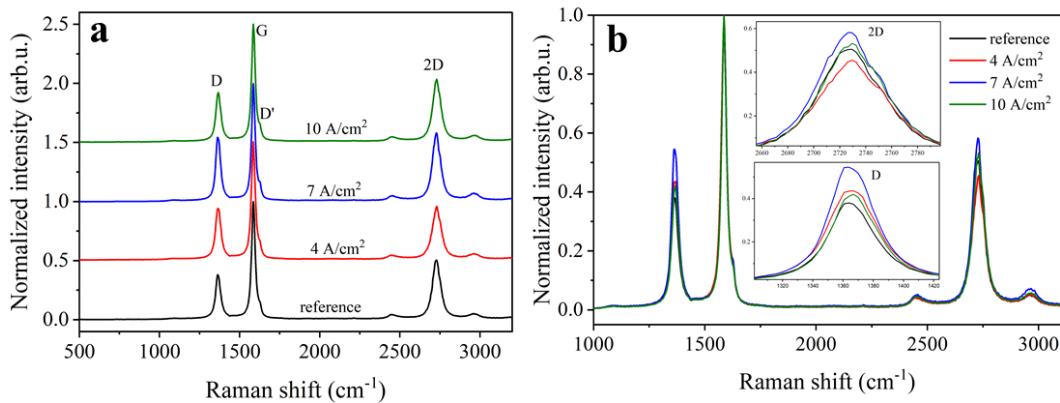


Figure 3 – Raman spectra of CNWs before and after ion irradiation: (a) comparative spectra at different current densities (4, 7 and 10 A/cm²); (b) normalized spectra with enlarged regions of D and 2D peaks, demonstrating stability of structural properties.

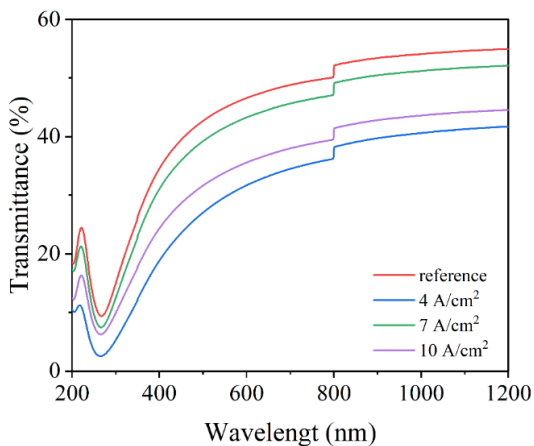


Figure 4 – Optical transmission spectra of CNWs films before and after ion irradiation at different current densities (4, 7 and 10 A/cm²) in the wavelength range of 200–1200 nm.

Figure 5 shows the dependence of the sheet resistance of CNWs films on the ion irradiation density (4, 7 and 10 A/cm²). For the initial sample, the value of sheet resistance is about 480 Ω/□. After

irradiation, a distinct decrease in resistance is observed, especially at a current density of 4 A/cm², where it decreases to ~400 Ω/□, which may be due to a partial modification of the surface layers and an improvement in the electrical contact between the nanowalls due to the local thermal effect of the beam.

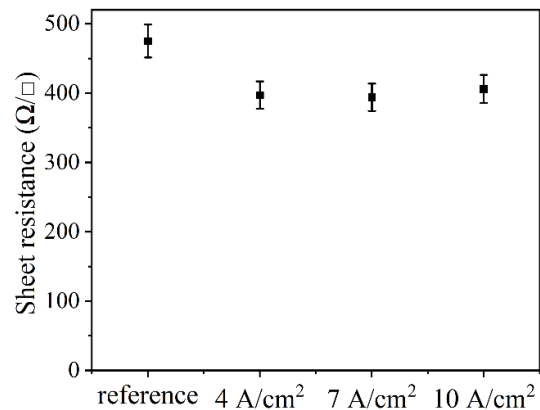


Figure 5 - Dependence of the sheet resistance of CNWs films on the density of ion irradiation (4, 7 and 10 A/cm²).

With a further increase in current density to 7 and 10 A/cm², the resistance values stabilize and change slightly, which indicates the achievement of a state of structural equilibrium in which the processes of defect formation and relaxation cancel each other out. The results obtained are in good agreement with morphological analysis (Figures 1 and 2), where it was shown that the structure of the CNWs retains its integrity after irradiation and undergoes only minor changes in the surface topography.

Thus, the measurement results demonstrate that ion irradiation does not cause degradation of the electrically conductive properties of CNWs, but on the contrary, can lead to a moderate decrease in resistance due to structural stabilization and possible improvement of interwall connections. This confirms

Conclusion

In this work, the effects of high-current pulsed ion irradiation on the morphological, structural, optical, and electrical properties of carbon nanowalls were systematically investigated. Atomic force microscopy revealed that ion irradiation with current densities of 4, 7, and 10 A/cm² induces only moderate modifications of surface topography. While slight smoothing of the relief, partial rearrangement of nanowall formations, and minor variations in roughness parameters were observed, the characteristic vertically oriented nanowall architecture was preserved even at the highest irradiation density. These results indicate a high morphological stability of CNWs under intense ionizing radiation.

Raman spectroscopy confirmed the preservation of the graphene-like sp² carbon structure after irradiation. The positions and shapes of the D, G, D', and 2D bands remained essentially unchanged for all irradiation conditions, while only minor variations in peak intensities were detected. The nearly constant I_D/I_G ratio suggests that radiation-induced defect formation is limited and does not lead to significant lattice damage. The observed enhancement of the 2D peak intensity at higher current densities may be associated with local ordering or partial recrystallization processes induced by energetic ions.

Optical transmission measurements demonstrated that ion irradiation causes moderate changes in optical transparency, which correlate well with the AFM results. A decrease in transmittance at lower irradiation density (4 A/cm²) is attributed to initial surface restructuring and increased scattering, whereas partial recovery of transparency at higher

the high radiation resistance and stability of the electrical characteristics of carbon nanowalls, which makes them promising for use in radiation-resistant electronic and sensor devices.

Thus, the comprehensive analysis showed that ion irradiation does not lead to a significant degradation of the morphological, optical and electrical properties of carbon nanowalls. Slight changes in roughness and optical transmission are accompanied by stabilization of the structure and a decrease in sheet resistance at moderate doses of radiation. The results obtained indicate the high radiation resistance of CNWs and their potential for use as part of functional layers of radiation-resistant electronic and optoelectronic devices.

current densities is consistent with surface relaxation and structural stabilization. Importantly, the overall spectral shape remains unchanged, indicating the absence of severe optical degradation.

Electrical measurements showed that ion irradiation does not deteriorate the conductive properties of CNWs. On the contrary, a moderate decrease in sheet resistance was observed after irradiation, particularly at lower current density, which is likely related to improved interwall electrical contact and beam-induced thermal effects. At higher current densities, the resistance stabilizes, indicating a balance between defect generation and relaxation processes.

Overall, the comprehensive analysis demonstrates that carbon nanowalls exhibit a high degree of resistance to short-pulsed ion irradiation. The preservation of their morphology, graphene-like structure, optical response, and electrical conductivity confirms the robustness of CNWs under extreme irradiation conditions. These findings highlight the strong potential of carbon nanowalls as functional materials for radiation-resistant electronic, optoelectronic, and sensor applications.

Acknowledgements

The author gratefully acknowledges Professor Marat Kaikanov for performing the irradiation of the samples and Ms. Renata Nemkayeva for carrying out the AFM and Raman spectroscopy measurements of the carbon nanowalls. This research was supported by the Science Committee of the Ministry of Science and Higher Education of the Republic of Kazakhstan (Grant No. BR28712419).

References

1. Y. Zhang, W.J. Weber, Ion irradiation and modification: The role of coupled electronic and nuclear energy dissipation and subsequent nonequilibrium processes in materials, *Applied Physics Reviews* **7**, 041307 (2020). <https://doi.org/10.1063/5.0027462>.
2. P.S. Kanhaiya, A. Yu, R. Netzer, W. Kemp, D. Doyle, M.M. Shulaker, Carbon Nanotubes for Radiation-Tolerant Electronics, *ACS Nano* **15**, 17310–17318 (2021). <https://doi.org/10.1021/acsnano.1c04194>.
3. A.R. Kirmani, B.K. Durant, J. Grandidier, N.M. Haegel, M.D. Kelzenberg, Y.M. Lao, M.D. McGehee, L. McMillon-Brown, D.P. Ostrowski, T.J. Peshek, B. Rout, I.R. Sellers, M. Steger, D. Walker, D.M. Wilt, K.T. VanSant, J.M. Luther, Countdown to perovskite space launch: Guidelines to performing relevant radiation-hardness experiments, *Joule* **6**, 1015–1031 (2022). <https://doi.org/10.1016/j.joule.2022.03.004>.
4. P. Lubin, A.N. Cohen, J. Erlikhman, Radiation Effects from the Interstellar Medium and Cosmic Ray Particle Impacts on Relativistic Spacecraft, *The Astrophysical Journal* **932**, 134 (2022). <https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac6a50>.
5. C.R. Brown, V.R. Whiteside, D. Poplavskyy, K. Hossain, M.S. Dhouhadel, I.R. Sellers, Flexible Cu(In,Ga)Se₂ Solar Cells for Outer Planetary Missions: Investigation Under Low-Intensity Low-Temperature Conditions, *IEEE Journal of Photovoltaics* **9**, 552–558 (2019). <https://doi.org/10.1109/JPHOTOV.2018.2889179>.
6. V.V. Brus, M.M. Solovan, N. Schopp, M. Kaikanov, A.I. Mostovyi, Visible to Near-Infrared Photodiodes with Advanced Radiation Resistance, *Advanced Theory and Simulations* **5**, 2100436 (2022). <https://doi.org/10.1002/adts.202100436>.
7. N.M. Yitzhak, O. Girshevitz, A. Haran, A. Butenko, M. Kaveh, I. Shlimak, Evidence of structural changes in ion-irradiated graphene independent of the incident ions mass, *Applied Surface Science* **597**, 153701 (2022). <https://doi.org/10.1016/j.apsusc.2022.153701>.
8. Z. Peng, X. Liu, W. Zhang, Z. Zeng, Z. Liu, C. Zhang, Y. Liu, B. Shao, Q. Liang, W. Tang, X. Yuan, Advances in the application, toxicity and degradation of carbon nanomaterials in environment: A review, *Environment International* **134**, 105298 (2020). <https://doi.org/10.1016/j.envint.2019.105298>.
9. Y. He, C. Hu, Z. Li, C. Wu, Y. Zeng, C. Peng, Multifunctional carbon nanomaterials for diagnostic applications in infectious diseases and tumors, *Materials Today Bio* **14**, 100231 (2022). <https://doi.org/10.1016/j.mtbio.2022.100231>.
10. J. Narayan, P. Joshi, J. Smith, W. Gao, W.J. Weber, R.J. Narayan, Q-carbon as a new radiation-resistant material, *Carbon* **186**, 253–261 (2022). <https://doi.org/10.1016/j.carbon.2021.10.006>.
11. W. Wang, S. Wang, S. Zhang, W. Wang, X. Ji, C. Li, Effects of substrates on proton irradiation damage of graphene, *RSC Advances* **10**, 12060–12067 (2020). <https://doi.org/10.1039/C9RA08905E>.
12. A. Jagodar, J. Berndt, E. von Wahl, T. Strunskus, T. Lecas, E. Kovacevic, P. Brault, Nitrogen incorporation in graphene nanowalls via plasma processes: Experiments and simulations, *Applied Surface Science* **591**, 153165 (2022). <https://doi.org/10.1016/j.apsusc.2022.153165>.
13. Y. Yerlanuly, R. Zhumadilov, R. Nemkayeva, B. Uzakbaiuly, A.R. Beisenbayev, Z. Bakenov, T. Ramazanov, M. Gabdullin, A. Ng, V. V. Brus, A.N. Jumabekov, Physical properties of carbon nanowalls synthesized by the ICP-PECVD method vs. the growth time, *Scientific Reports* **11**, 19287 (2021). <https://doi.org/10.1038/s41598-021-97997-8>.
14. Y. Yerlanuly, D. Christy, N. Van Nong, H. Kondo, B. Alpysbayeva, R. Nemkayeva, M. Kadyr, T. Ramazanov, M. Gabdullin, D. Batryshev, M. Hori, Synthesis of carbon nanowalls on the surface of nanoporous alumina membranes by RI-PECVD method, *Applied Surface Science* **523**, 146533 (2020). <https://doi.org/10.1016/j.apsusc.2020.146533>.
15. R.Ye. Zhumadiyov, R.R. Nemkayeva R.R., Ye. Yerlanuly, M.T. Gabdullin, IN SITU Raman analysis of electrochemical phenomena in carbon nanowalls, *Recent Contributions to Physics* **88**, 57-63 (2024). <https://doi.org/10.26577/RCPH.2024v88i1a08>.
16. B.Y. Zhumadilov, R.Y. Zhumadilov, R.R. Nemkayeva, A.A. Markhabayeva, M.T. Gabdullin, Y. Yerlanuly, Role of synthesis time in shaping the morphology and structure of carbon nanowalls, *Recent Contributions to Physics* **94**, 80-86 (2025). <https://doi.org/10.26577/RCPH20259438>.
17. D.J. Cott, M. Verheijen, O. Richard, I. Radu, S. De Gendt, S. van Elshocht, P.M. Vereecken, Synthesis of large area carbon nanosheets for energy storage applications, *Carbon* **58**, 59–65 (2013). <https://doi.org/10.1016/j.carbon.2013.02.030>.
18. C.-T. Pan, J.A. Hinks, Q.M. Ramasse, G. Greaves, U. Bangert, S.E. Donnelly, S.J. Haigh, In-situ observation and atomic resolution imaging of the ion irradiation induced amorphisation of graphene, *Scientific Reports* **4**, 6334 (2014). <https://doi.org/10.1038/srep06334>.
19. A. Hudson, S. Hubbard, B.-C. Juang, B. Liang, M. Debnath, W. Lotshaw, Electron radiation effects on carrier relaxation in molecular beam and vapor deposition grown GaAs test structures, *Journal of Applied Physics* **131**, (2022). <https://doi.org/10.1063/5.0076752>.
20. Z. Wang, D. Shen, C. Wu, S. Gu, State-of-the-art on the production and application of carbon nanomaterials from biomass, *Green Chemistry* **20**, 5031–5057 (2018). <https://doi.org/10.1039/C8GC01748D>.
21. Y. Yerlanuly, R.Y. Zhumadilov, I.V. Danko, D.M. Janseitov, R.R. Nemkayeva, A. V. Kireyev, A.B. Arystan, G. Akhtanova, J. Vollbrecht, N. Schopp, A. Nurmukhanbetova, T.S. Ramazanov, A.N. Jumabekov, P.A. Oreshkin, T.K. Zholdybayev, M.T. Gabdullin, V.V. Brus, Effect of Electron and Proton Irradiation on Structural and Electronic

Properties of Carbon Nanowalls, *ACS Omega* **7**, 48467–48475 (2022). <https://doi.org/10.1021/acsomega.2c06735>.

22. Y. Yerlanuly, H.P. Parkhomenko, R.Y. Zhumadilov, R.R. Nemkayeva, G. Akhtanova, M.M. Solovan, A.I. Mostovyi, S.A. Orazbayev, A.U. Utegenov, T.S. Ramazanov, M.T. Gabdullin, A.N. Jumabekov, V. V. Brus, Achieving stable photodiode characteristics under ionizing radiation with a self-adaptive nanostructured heterojunction CNWs/CdZnTe, *Carbon* **215**, 118488 (2023). <https://doi.org/10.1016/j.carbon.2023.118488>.

23. M. Kaikanov, D. Nauruzbayev, A. Abduvalov, K. Baigarin, Investigation of intense pulsed ion beam generation by a magnetically insulated ion diode at a reduced impedance, *Vacuum* **217**, 112496 (2023). <https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2023.112496>.

24. K. Ishikawa, Effects of Plasma Ions/Radicals on Kinetic Interactions in Nanowall Deposition: A Review, *Advanced Engineering Materials* **26**, (2024). <https://doi.org/10.1002/adem.202400679>.

Information about author:

Yerassyl Yerlanuly – PhD, Senior Researcher, Institute of Applied Sciences and Information Technologies Kazakh-British Technical University (Almaty, Kazakhstan, email: yerlanuly@physics.kz).

Автор туралы ақпарат:

Ерасыл Ерланұлы – PhD, аға ғылыми қызметкер, Қолданбалы ғылымдар және ақпараттық технологиялар институты, Қазақ-Британ техникалық университеті (Алматы, Қазақстан, email: yerlanuly@physics.kz).

Информация об авторе:

Ерасыл Ерланулы – PhD, старший научный сотрудник Института прикладных наук и информационных технологий Казахско-британского технического университета (Алматы, Казахстан, email: yerlanuly@physics.kz).

Article history: received: 9 January 2026; accepted: 26 February 2026.








Мақала тарихы: түсті: 9 қантар 2025; қабылданды: 26 ақпан 2026.

История статьи: поступила: 9 января 2025; принята: 26 февраля 2026.

Жоғары мектепте физика пәнін оқыту әдістемесі

Methods of teaching high school physics

Методика преподавания физики в высшей школе

Б.С. Желдыбаева¹ , Г.Р. Кошанова² , А.Г. Амангосова³ ,
 Б.А. Джугембаева³ , Г.Б. Туребаева⁴ , А.Қ. Қасымханова⁴ ,
 Ш.Ж. Сырбаева³ , Л.С. Каинбаева⁵ , Б.А. Мүкүшев^{6*} 

¹Семей қаласындағы Шәкәрім атындағы мемлекеттік университет, Семей, Қазақстан

²Ш.Есенов атындағы Каспий технологиялар және инжиниринг университеті, Ақтау, Қазақстан

³Х. Досмұхамедов атындағы Атырау университеті, Атырау, Қазақстан

⁴Ә. Сағынов атындағы Қарағанды техникалық университеті, Қарағанды, Қазақстан

⁵Қорқыт Ата атындағы Қызылорда университетін, Қызылорда, Қазақстан

⁶С.Сейфуллин атындағы Қазақ агротехникалық зерттеу университеті, Астана, Қазақстан

*e-mail: mba-55@mail.ru

МATHCAD ПАКЕТІ КӨМЕГІМЕН ПЕРИОДТЫ ЭЛЕКТРЛІК СИГНАЛДАРҒА ГАРМОНИКАЛЫҚ ТАЛДАУ ЖАСАУ

Мақалада гармониялық емес периодты электрлік тербелістерін Фурье қатарына жіктеу әдісімен жасалған талдаулар қарастырылған. Тербелмелі процестерді сипаттайтын жұп және тақ функциялардың жіктелу ерекшеліктері жан-жақты талданды. Функцияны Фурье қатарына жіктеу процедураларының кезеңдерінің көрнекілігін қамтамасыз ету үшін математикаға қатысты мысалдар келтірілген. Қарастырылған мысалдар Mathcad қолданбалы бағдарламалар пакеті көмегімен графикалық және сандық түрде зерттелген.

Mathcad қолданбалы бағдарламалар пакеті арқылы периодты гармониялық емес электр тогының немесе сигналдардың Фурье қатарына жіктеуге арналған мысалдары қарастырылады. Есептеу эксперименттері көмегімен гармониялық емес периодты токтың немесе сигналдардың графикалық, сандық және аналитикалық шешімдері алынды. Бірнеше кезеңнен тұратын гармониялық емес периодты сигналдар үшін Фурье қатарының мүшелерінің қосындысын есептеу әдістері ұсынылған.

Синусоидалы (немесе косинусоидалы) емес периодты токтың сипаттайтын күрделі жұп және тақ функциялардың сол токтың жиілік спектрін құрайтын қарапайым гармониялық электр тербелістерінің қосындысынан тұратыны көрсетілді. Периодты сигналдардың жуықтау (аппроксимация) нәтижелері $(-\pi, \pi)$ интервалында Фурье қатары түрінде берілген. Электрлік сигналдардың Фурье қатарына жіктелген және осы қатардың алғашқы екі және төрт мүшесінің қосындысы алынған. Сигналдардың қатарға жіктелген мүшелерінің саны көп болған сайын осы мүшелер зерттеліп отырған сигналды нақтырақ сипаттайтыны дәлелденді.

Түйін сөздер: Фурье қатары, жұп және тақ функциялар, mathcad қолданбалы бағдарламалар пакеті, гармониялық емес электрлік сигналдар, есептеу эксперименті, аппроксимация, графикалық, сандық және аналитикалық шешімдер.

B.S. Zheldybayeva¹, G.R. Koshchanova², A.G. Amangosova³,
 B.A. Dzhugembayeva³, G.B. Turebayeva⁴, A.K. Kasymkhanova⁴,
 Sh.J. Syrbaeva³, L.S. Kainbayeva⁵, B.A. Mukushev^{6*}

¹Shakarim state university, Semey, Kazakhstan

²Sh. Yesenov Caspian university of technology and engineering, Aktau, Kazakhstan

³Kh. Dosmukhamedov Atyrau university, Atyrau, Kazakhstan

⁴A.Saginov Karaganda technical university, Karaganda, Kazakhstan

⁵Korkyt Ata Kyzylorda university, Kyzylorda, Kazakhstan

⁶S. Seifullin Kazakh agrotechnical research university, Astana, Kazakhstan

*e-mail: mba-55@mail.ru

Harmonic analysis of a periodic electrical signal using the Mathcad package

The article considers the harmonic analysis of periodic non-sinusoidal oscillations by Fourier series expansion. The features of decomposition of even and odd functions are revealed. Based on the symbolic method, the Fourier series was presented in a complex form. Examples are presented to provide clarity of the steps of the procedures for decomposing a function into a Fourier series.

Examples of Fourier series decomposition of periodic non-sinusoidal electric currents or signals using the Mathcad application software package are considered. Graphical, numerical, and analytical solutions of non-sinusoidal periodic currents or signals have been obtained using computational experiments. Methods for calculating the sum of the terms of the Fourier series for non-sinusoidal periodic signals, which consist of several stages, are presented.

It has been proven that complex even and odd functions describing periodic currents that are not sinusoidal (or cosine-shaped) consist of the sum of simple harmonic electrical oscillations. These fluctuations make up the frequency spectrum of these currents. The results of the approximation of periodic signals are presented as a Fourier series over the interval $(-\pi, \pi)$. Electrical signals are classified into a Fourier series, and the sum of the first two and four terms of this series is obtained. It has been shown that the more members of the signals classified in a row, these members more accurately describe the signal under study.

Keywords: Fourier series, even and odd functions, Mathcad application software package, inharmonic electrical signals, computational experiment, approximation, graphical, numerical and analytical solutions.

Б.С. Желдыбаева¹, Г.Р. Коцанова², А.Г. Амангосова³, Б.А. Джугембаева³, Г.Б. Туребаева⁴,
А.К. Касымханова⁴, Ш.Ж. Сырбаева³, Л.С. Каинбаева⁵, Б.А. Мукушев^{6*}

¹Государственный университет имени Шакарима, Семей, Казахстан

²Каспийский университет технологий и инжиниринга имени Ш. Есенова, Актау, Казахстан

³Атырауский университет им. Х. Досмухамедова, Атырау, Казахстан

⁴Карагандинский технический университет имени А. Сагинова, Караганда, Казахстан

⁵Кызылординский университет имени КORKYT Ата, Кызылорда, Казахстан

⁶Казахский агротехнический исследовательский университет имени С.Сейфуллина, Астана, Казахстан

*e-mail: mba-55@mail.ru

Гармонический анализ периодического электрического сигнала с помощью пакета Mathcad

В статье рассмотрен гармонический анализ периодических несинусоидальных колебаний путем разложения в ряд Фурье. Раскрыты особенности разложения четных и нечетных функций. На основе символического метода ряд Фурье был представлен в комплексной форме. Представлены примеры для обеспечения наглядности этапов процедур разложения функции в ряд Фурье.

Рассмотрены примеры на разложение в ряд Фурье периодических несинусоидальных электрических токов или сигналов с помощью пакета прикладных программ Mathcad. Получены графические, численные и аналитические решения несинусоидальных периодических токов или сигналов с помощью вычислительных экспериментов. Представлены методы расчета суммы членов ряда Фурье для несинусоидальных периодических сигналов, которые состоят из нескольких этапов.

Было показано, что сложные четные и нечетные функции, описывающие периодические токи, которые не являются синусоидальными (или косинусоидальными), состоят из суммы простых гармонических электрических колебаний. Эти колебания составляют частотный спектр этих токов. Результаты аппроксимации периодических сигналов представлены в виде ряда Фурье на интервале $(-\pi, \pi)$. Электрические сигналы классифицируются в ряд Фурье, и получается сумма первых двух и четырех членов этого

ряда. Было показано, что чем больше членов сигналов, классифицированных в ряд, эти члены точнее описывают исследуемый сигнал.

Ключевые слова: ряд Фурье, четные и нечетные функции, пакет прикладных программ Mathcad, негармонические электрические сигналы, вычислительный эксперимент, аппроксимация, графические, численные и аналитические решения.

Кіріспе

Қарапайым гармоникалық тербелістер келесі функциямен сипатталады

$$s = A \sin(\omega_0 t + \varphi_0),$$

мұнда гармониялық тербелістердің негізгі параметрлері: s – тербелмелі материалдық нүктенің тепе - теңдік күйінен ауытқуы, t - уақыт, A – гармоникалық тербелістердің амплитудасы, ω – циклдік жиілік және φ_0 – нүктенің бастапқы фазасы. Тербеліс периоды $T = \frac{2\pi}{\omega}$ формуласы бойынша анықталады.

$A \sin(\omega_0 t + \varphi_0)$ функциясы қарапайым гармоника деп аталады. Бірнеше қарапайым гармониялық тербелістердің қабаттасуынан туындайтын тербелістер күрделі тербелістер деп аталады. Әр түрлі параметрлері бар бірнеше қарапайым гармониялық тербелістердің қабаттасуы гармоникалық тербелістерге ұқсамайтын периодты тербелмелі қозғалыстар тудыратыны

Периодты функцияларды Фурье қатарына жіктеу

$(-\pi, \pi)$ интервалда берілген периодты $f(x)$ қарастырмыз. Бұл функция Дирихле шарттарын қанағаттандырсын. Демек, бұл функция шектеулі және бір период интервалында экстремумдар мен үзілістердің шектеулі санына ие болады. Фурье теоремасына сәйкес, қарастырылып отырған функция Фурье қатары деп аталатын тригонометриялық қатар түрінде болады [1, 2]:

$$f(x) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} (a_n \cos(nx) + b_n \sin(nx)). \quad (1)$$

(1)-теңдеуді мына түрде жаза аламыз:

$$f(x) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos(nx - \varphi_n), \quad (2)$$

мұнда $A_n = \sqrt{a_n^2 + b_n^2}$ – n -ші гармоника амплитудасының модулі және $\varphi_n = \operatorname{arctg} \frac{b_n}{a_n}$ – n -ші гармоника фазасы.

белгілі. Мұнда келесі мазмұндағы кері мәселе туындайды: нүктенің периодты түрдегі қозғалысын күрделі гармоникалық тербеліс ретінде елестетуге болады ма?

Математикалық есептеулер бұл жағдайдың қарапайым гармониканың шектеулі жиынтығында мүмкін еместігін дәлелдеді. Қарапайым гармоникалардың шексіз қосындыларын талдау кезінде кез-келген периодты функцияны қарапайым гармоникаға бөлуге болатындығы белгілі болды. Бұл мәселені француз математигі және физигі Дж. Б. Фурье шешті (1768-1830). Ғалым белгілі бір уақытқа тәуелді функцияның кез-келген өзгерісті бірқатар гармоникалық тербелістердің шекті немесе шексіз қосындысы ретінде ұсынуға болатындығын дәлелдеді. Бұл тербелістердің амплитудасы, жиілігі және бастапқы фазалары әртүрлі болады. Осылайша, нүктенің күрделі периодты тербелістерін гармоникалық тербелістер жиынтығы ретінде ұсынуға болады.

Косинусидалы компоненттердің коэффициенттері:

$$a_n = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} f(x) \cos(nx) dx. \quad (3)$$

Синусидалы компоненттердің коэффициенттері:

$$b_n = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} f(x) \sin(nx) dx, \quad (4)$$

функцияның бір период интервалындағы орташа мәні (тұрақты компонент):

$$a_0 = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} f(x) dx. \quad (5)$$

Бұл қатарлардың жеке мүшелері гармоника деп аталады. Мұнда n саны гармоника нөмірі болады. (2) қатардағы A_n шамаларының жиыны

амплитудалық спектр деп аталады, ал шамалар жиыны φ_n – фазалық спектр деп аталады. Егер $f(x)$ функциясы жұп болса, онда (1) қатар қосындысы тек косинусидалы компоненттерден тұрады. Егер $f(x)$ тақ функция болса, онда қосындыда тек синусидалы компоненттер ғана болады.

Mathcad пакетін қолдана отырып, периодты функцияларды Фурье қатарына ыдырату процедурасын көрсететін математикаға қатысты мысалдарды қарастырамыз.

Мысал 1. Біз $(-\pi, \pi)$ интервалында анықталған $f(x)$ функциясын Фурье қатарына жіктейміз:

$$f(x) = \begin{cases} -1, & -\pi < x < 0 \\ 1, & 0 < x < \pi \end{cases}$$

Бұл функцияның графигі 1-суретте көрсетілген.

Функция тақ болғандықтан барлық $a_n = 0$. Біз b_n коэффициентін табамыз. (4)-тендеуге сәйкес

$$b_n = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} f(x) \sin(nx) dx = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} f(x) \sin(nx) dx$$

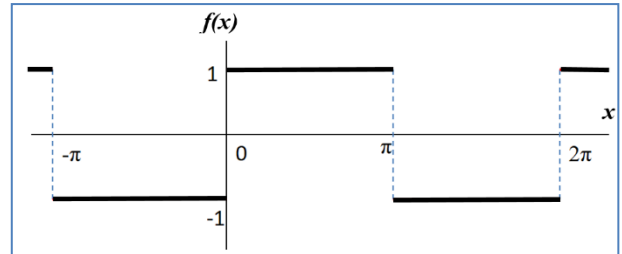
$$= \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} 1 \cdot \sin(nx) dx = -\frac{2}{\pi n} \cos nx \Big|_0^{\pi} = \frac{2}{\pi n} (1 - \cos \pi n)$$

$\cos \pi n = (-1)^n, n = 1, 2, 3, \dots$, болғандықтан

$$b_1 = \frac{4}{\pi}, b_2 = 0, b_3 = \frac{4}{3\pi}, b_4 = 0, b_5 = \frac{4}{5\pi} \text{ және т.б.}$$

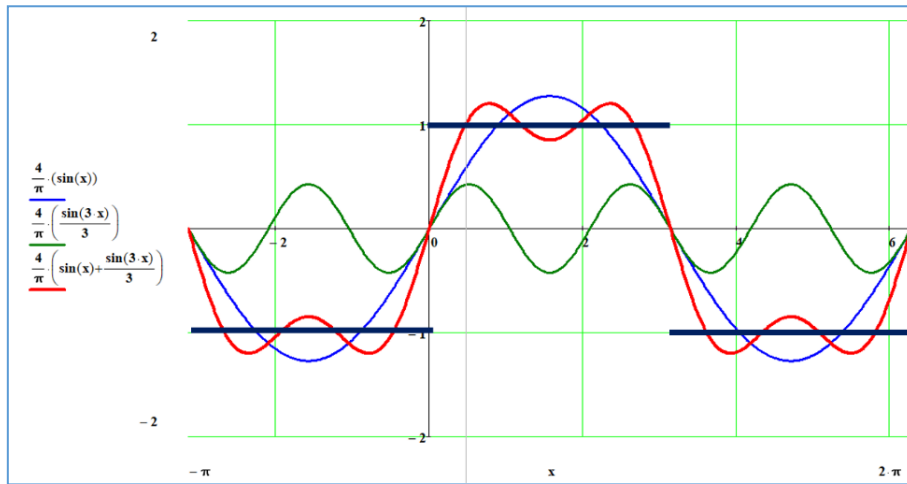
Сонымен,

$$f(x) = \frac{4}{\pi} \left(\sin x + \frac{1}{3} \sin 3x + \frac{1}{5} \sin 5x + \dots \right)$$



1-сурет. Периодты бірлік функция

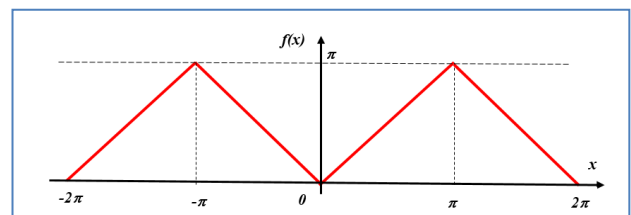
2-суретте $\frac{4}{\pi} \sin x, \frac{4}{3\pi} \sin 3x$ және $\frac{4}{\pi} \left(\sin x + \frac{1}{3} \sin 3x \right)$ функциялардың графиктері берілген. Қарапайым гармоникалардың неғұрлым көп қосындысын алсақ, соғұрлым алынған қосынды гармоника $f(x)$ функциясын толығырақ сипаттайды.



2-сурет. $\frac{4}{\pi} \sin x, \frac{4}{3\pi} \sin 3x$ және $\frac{4}{\pi} \left(\sin x + \frac{1}{3} \sin 3x \right)$ функциялардың графиктері

Мысал 2. $f(x) = |x|, -\pi < x < \pi$ функциясын Фурье қатарына жіктеу керек. Бұл функцияның графигінің бөлігі 3-суретте көрсетілген.

$f(x)$ функциясы жұп екені белгілі, демек барлық коэффициенттер $b_n = 0$.



3-сурет. $f(x) = |x|$, функциясын графигі (5)-формула бойынша:

$$a_0 = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} f(x) dx = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} f(x) dx = \\ = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} x dx = \frac{2}{\pi} \left. \frac{x^2}{2} \right|_0^{\pi} = \pi.$$

$$a_1 = -\frac{4}{\pi}, a_2 = 0, \quad a_3 = \frac{4}{3^2\pi}, a_4 = 0, \\ a_5 = \frac{4}{5^2\pi} \text{ және т.б.}$$

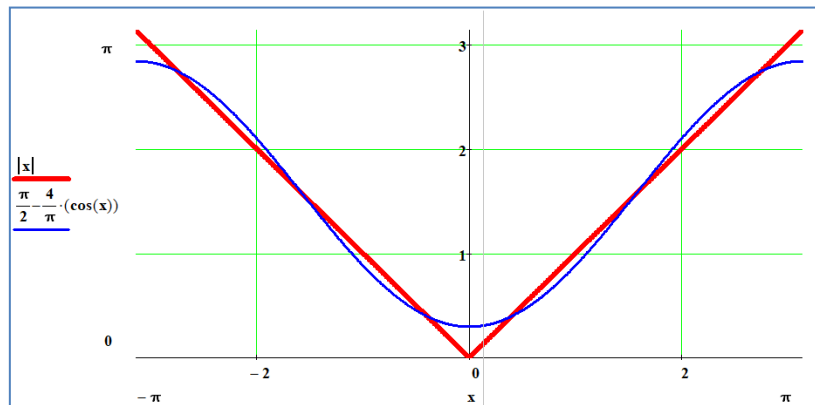
$a_n = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} x \cos nx dx$. Бөліктер бойынша интегралдай отырып:

$$a_n = \frac{2}{\pi} \left[\frac{x \sin nx}{n} \Big|_0^{\pi} - \int_0^{\pi} \frac{\sin nx}{n} dx \right] = \\ = \frac{2}{\pi n^2} \cos nx \Big|_0^{\pi} = \frac{2}{\pi n^2} (\cos n\pi - 1).$$

Бұдан

Сонымен, $f(x) = \frac{\pi}{2} - \frac{4}{\pi} \left(\cos x + \frac{1}{3^2} \cos 3x + \frac{1}{5^2} \cos 5x + \dots \right)$.

$f(x)$ функциясының Фурье қатарына жіктеу кезіндегі алынған бірінші функциясының графигі 4-суретте көрсетілген (көк сызық).



4-сурет. $f(x) = |x|, -\pi < x < \pi$ ункциясының Фурье қатарына жіктеу функциясының графигі

Күрделі периодты функцияны қарапайым гармоникаға Фурье қатары арқылы жіктеудің бірқатар қолданбалы бағыттары бар. Біз төменде Фурье қатарын қолдана отырып, периодты

гармониялық емес электр сигналдарының (токтар мен кернеулер) гармоникалық талдауын қарастырмаз.

Mathcad пакетін пайдаланып периодты гармониялық емес токтардың параметрлерін зерттеу

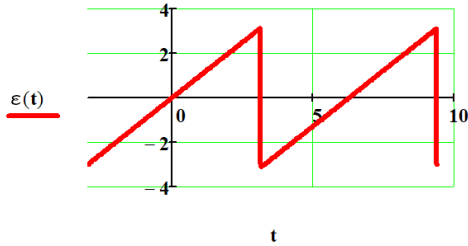
Физика курсында уақыт бойынша ток күші (немесе кернеуі) гармониялық, яғни синусоида (немесе косинусоида) заңы бойынша өзгертін айнымалы токтар қарастырылады. Алайда, компьютерлік техникада, электротехникада және радиотехникада гармониялық электрлік тербелістер болып табылмайтын периодты электр сигналдары, импульстік токтар мен кернеулер кеңінен қолданылады [1-3].

Үздіксіз периодтық функция тригонометриялық қатармен, яғни гармониялық функциялардың қосындысымен сипатталатыны белгілі. Осылайша, күрделі периодты электрлік тербелістерді (әр түрлі периодты электрлік сигналдар) гармониялық тербелістер жиынтығы ретінде ұсынуға болады [4-7].

Синусоидалы (немесе косинусоидалы) емес периодты токтардың гармоникалық талдауы Фурье қатарына жіктеуге негізделген және электр тогының осы түрін сипаттайтын күрделі функциясын сол токтың жиілік спектрін құрайтын қарапайым гармониялық электр тербелістерінің қосындысынан тұрады.

Функцияның тақ (3-мысал) және жұп (4-мысал) түрлерімен сипатталатын периодты гармониялық емес токтарды қарастырамыз.

Мысал 3. 5-суретте осциллографтың горизонталь ауытқу пластиналарына берілетін уақытқа тәуелді кернеу графигі көрсетілген. 6-суретте осы графигі құруға қажет Mathcad бағдарламасы берілген [8-12].



5-сурет. Кернеудің уақытқа тәуелді графигі

$$\tau := \pi \quad \underline{\underline{\varepsilon(t)}} := \begin{cases} t & \text{if } -\tau < t \leq 0.99\tau \\ -3 & \text{if } 0.99\tau < t \leq \tau \\ (t - 2 \cdot \tau) & \text{if } \tau < t \leq 2.99\tau \\ (-3) & \text{if } 2.99\tau < t \leq 3\tau \end{cases}$$

$$\underline{\underline{T}} := 2\tau$$

6-сурет. Mathcad ортасындағы бағдарлама

а) Фурье қатарының алғашқы екі және алғашқы жеті мүшесінің қосындысы түріндегі кернеуді $\varepsilon(t)$ табу керек;

б) қатардың осы мүшелерінің қосындыларын графикалық түрде беру керек.

Талдау: а) бірнеше кезеңнен тұратын периодты гармониялық емес сигналдар үшін Фурье қатарының мүшелерінің қосындысын есептеу әдісін ұсынамыз.

Алдымен 5-суретте көрсетілген периодты кернеу үшін Фурье қатарының коэффициенттерін табу керек. Ол үшін Mathcad пакетін пайдалана

отырып арнайы бағдарламалар жасау керек. Бірінші кезең косинусидалы компоненттердегі коэффициенттерді, ал екіншісі синусидалы компоненттерде есептейді (7-сурет).

Үшінші кезең Фурье қатарын тікелей есептейді. Бұл кезең қатардың жіктелу коэффициенттерін есептеудің бұрын жасаған кезеңдерін қамтиды (8-сурет).

Фурье қатарлары символдық түрде есептеледі. Сондықтан, қатар есептелетін жерде айнымалының символдық атауы, ал мәнді есептеу операторы ретінде стрелка көрсетіледі (9-сурет).

$$\text{CFurCoef}(\varepsilon, T, n) := \left| \begin{array}{l} \varepsilon \leftarrow \frac{\int_{-\tau}^{\tau} \varepsilon(t) \cdot \cos\left(\pi \cdot n \cdot \frac{t}{T}\right) dt}{\tau} \\ \varepsilon \end{array} \right|$$

$$\text{SFurCoef}(\varepsilon, T, n) := \left| \begin{array}{l} \varepsilon \leftarrow \frac{\int_{-\tau}^{\tau} \varepsilon(t) \cdot \sin\left(\pi \cdot n \cdot \frac{t}{T}\right) dt}{\tau} \\ \varepsilon \end{array} \right|$$

7-сурет. Mathcad ортасындағы Фурье қатарының коэффициенттерін табу

$$\text{FurSer}(\varepsilon, t, T, n) := \left| \begin{array}{l} \varepsilon \leftarrow \frac{\text{CFurCoef}(\varepsilon, T, 0)}{2} + \sum_{n=1}^n \left(\text{CFurCoef}(\varepsilon, T, n) \cdot \cos\left(\pi \cdot n \cdot \frac{t}{T}\right) + \text{SFurCoef}(\varepsilon, T, n) \cdot \sin\left(\pi \cdot n \cdot \frac{t}{T}\right) \right) \\ \varepsilon \end{array} \right|$$

8-сурет. Mathcad ортасындағы Фурье қатарын жіктелу коэффициенттерін есептеу

$$\underline{\underline{\varepsilon(t)}} := t$$

$$\text{FurSer}(\varepsilon, t, \pi, 2) \rightarrow 2 \cdot \sin(t) - \sin(2 \cdot t)$$

$$\text{FurSer}(\varepsilon, t, \pi, 7) \rightarrow \frac{2 \cdot \sin(3 \cdot t)}{3} - \sin(2 \cdot t) - \frac{\sin(4 \cdot t)}{2} + \frac{2 \cdot \sin(5 \cdot t)}{5} - \frac{\sin(6 \cdot t)}{3} + \frac{2 \cdot \sin(7 \cdot t)}{7} + 2 \cdot \sin(t)$$

9-сурет. Фурье қатарын символдық түрде есептеу

Төменде $\varepsilon(t)$ мәні Фурье қатарының алғашқы екі және алғашқы жеті мүшесінің қосындысы ретінде көрсетілген:

$$\varepsilon(t) \approx 2 \sin t - \sin 2t$$

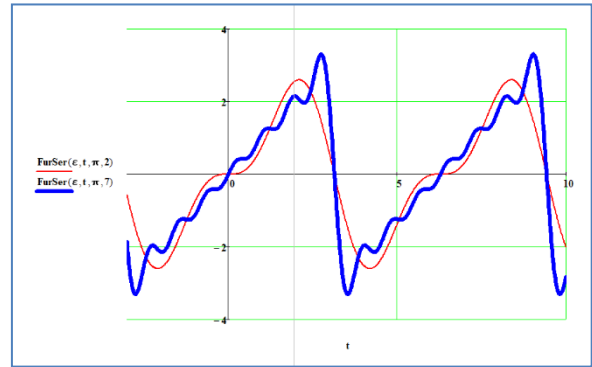
$$\varepsilon(t) \approx 2 \sin t - \sin 2t + \frac{2 \sin 3t}{3} - \frac{\sin 4t}{2} + \frac{2 \sin 5t}{5} - \frac{\sin 6t}{3} + \frac{2 \sin 7t}{7}$$

ә) 10-суретте сызықтық функцияның $\varepsilon(t) = t$ жуықтау (аппроксимация) нәтижелері $(-\pi, \pi)$ интервалында Фурье қатары түрінде берілген. Жуықтау екі (жұқа қызыл сызық) және жеті (қалыңдатылған көк сызық) мүшелерден тұратын қатарларымен берілген. Фурье қатарындағы мүшелер санының артуымен жуықтау дәлдігі жоғарылайтыны белгілі.

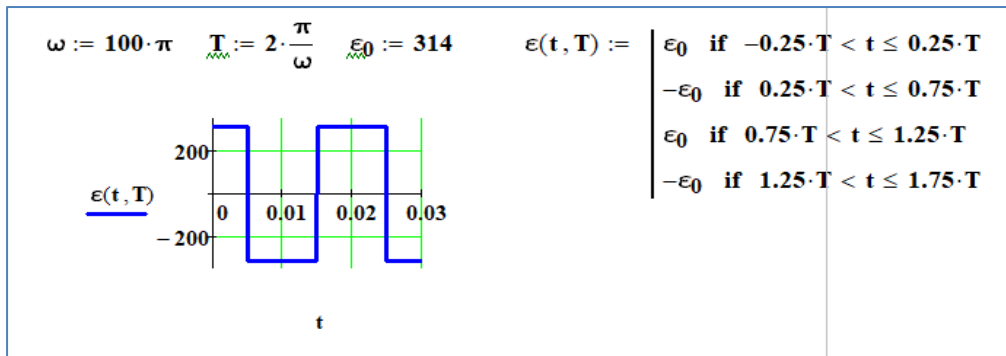
Мысал 4. Электр тізбегіне периодты гармониялық емес кернеу берілген (11-сурет). Электр тізбегінің элементтерінің параметрлері келесі мәндерге тең: $\varepsilon_0 = 314$ В; $\omega = 100\pi$ рад/с.

Берілген электрлік сигналды Фурье қатарына жіктей отырып, алғашқы екі және алғашқы төрт мүшесінің қосындысы түрінде кернеудің

графикалық және сандық шешімін (жуықтауын) табу керек.



10-сурет. $\varepsilon(t) = t$ функциясының графикалық шешімі



11-сурет. Уақытқа байланысты периодты кернеу графигі және оның Mathcad ортасындағы бағдарламасы

Талдау: Ток көзінің кернеуін Фурье қатарына жіктеу үшін біз бағдарламаны Mathcad ортасында жазамыз. Функция $\varepsilon(t)$ жұп болғандықтан Фурье қатарына жіктеу тек косинустарды қамтиды:

$$\varepsilon(t) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} a_n \cos(n\omega t),$$

$$a_0 = \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} \varepsilon(t) dt = 0,$$

$$a_n = \frac{2}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} \varepsilon(t) \cdot \cos n\omega t dt,$$

$$a_n = \frac{4\varepsilon_0}{T} \left[\int_0^{\frac{T}{4}} \cos n\omega t dt + \int_{\frac{T}{4}}^{\frac{T}{2}} (-1) \cos n\omega t dt \right] = \frac{4\varepsilon_0}{n\pi} \sin \frac{n\pi}{2},$$

$$b_n = 0, \quad n = 1, 2, \dots$$

Фурье қатары мынандай түрде болады

$$\varepsilon(t) = \frac{4\varepsilon_0}{\pi} \left(\cos \omega t - \frac{1}{3} \cos 3\omega t + \frac{1}{5} \cos 5\omega t - \dots \right).$$

12-суретте Фурье қатарының бірінші мүшесі график түрінде (қызыл сызық) көрсетілген.

$$\varepsilon(t) = \frac{4\varepsilon_0}{\pi} \cos \omega t \approx 399,797 \cos 100\pi t, \quad a_0 = 0.$$

$N\varepsilon = 4$ шарты бойынша біз келесі қатарды аламыз, онда Фурье қатарының алғашқы екі мүшесінің қосындысы берілген

$$\varepsilon(t) = \frac{4\varepsilon_0}{\pi} \left(\cos \omega t - \frac{\cos 3\omega t}{3} \right), \quad a_0 = 0.$$

Бұл қатар 13-суретте көрсетілген графикке және кестеге сәйкес келеді. Кесте деректерін қолдана отырып, соңғы теңдеуді осы формада жазуға болады:

$$\varepsilon(t) = 399,797 \cos(100\pi t) - 133,266 \cos(300\pi t).$$

13-суретте график түрінде алғашқы екі мүшенің қосындысының графикалық жуықтауы көрсетілген (қызыл сызық). $s(t_m) =$ өрнегінен

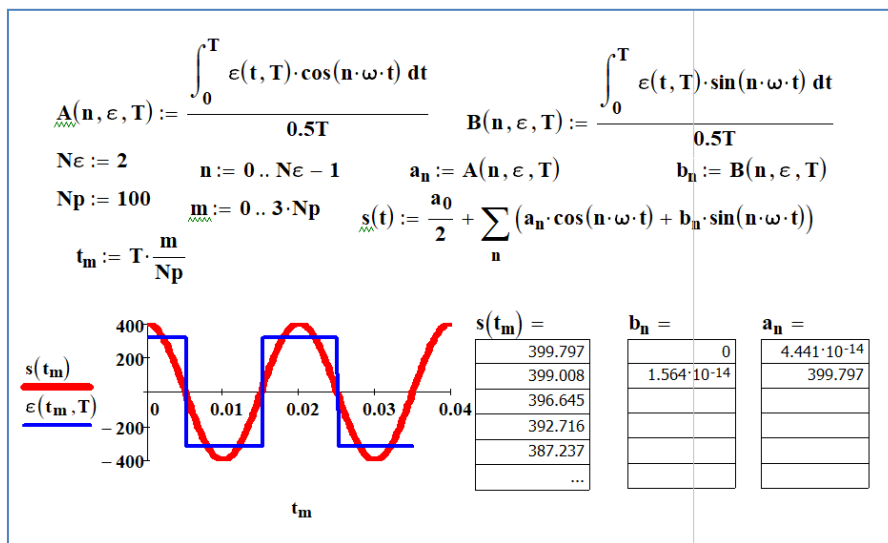
кейінгі кестеде теңдеудің барлық бастапқы 100 нүктесінің ($Np := 100$) сандық мәндері берілген

$$\varepsilon(t) = f(t) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} (a_n \cos(n\omega t) + b_n \sin(n\omega t)).$$

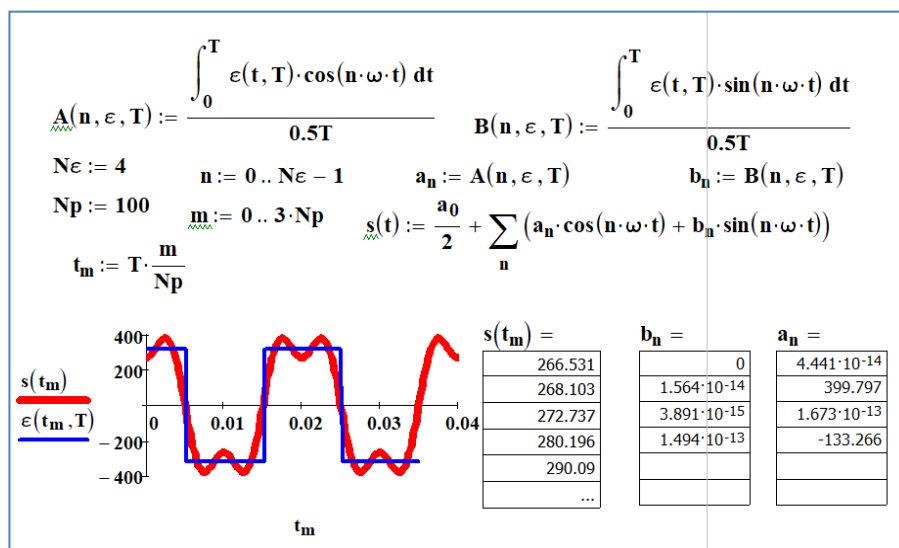
Кестелік мәндер Фурье қатарының алғашқы екі мүшесінің қосындысын жуықтаудың сандық шешімі болады.

14-суретте көрсетілген периодтық кернеу үшін Фурье қатарының мүшелерінің қосындысын есептеу әдісін қолдана отырып, $N\varepsilon = 8$ шарты орындалған жағдай үшін қатардың алғашқы төрт мүшесінің қосындысын табамыз:

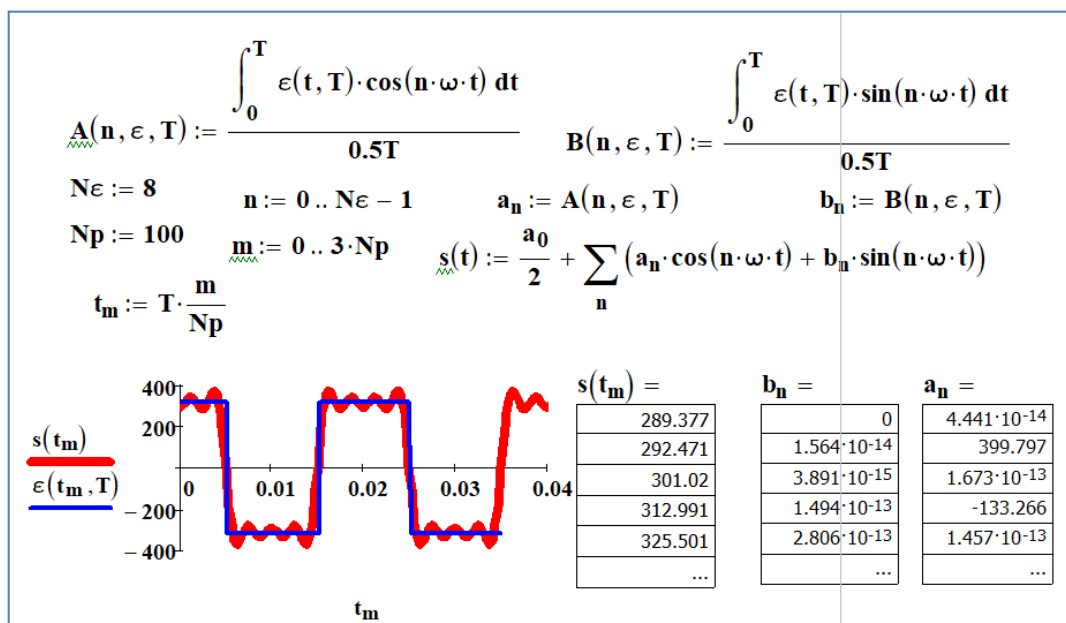
$$\varepsilon(t) = \frac{4\varepsilon_0}{\pi} \left(\cos(\omega t) - \frac{\cos(3\omega t)}{3} + \frac{\cos(5\omega t)}{5} - \frac{\cos(7\omega t)}{7} \right).$$



12-сурет. Фурье қатарының бірінші мүшесінің графикалық және сандық жуықтаулары.



13-сурет. Фурье қатарының алғашқы екі мүшесінің қосындысының графикалық және сандық жуықтаулары.



14-сурет. Фурье қатарының алғашқы төрт мүшесінің қосындысының графикалық және сандық жуықтаулары.

Қорытынды

Біз Mathcad қолданбалы бағдарламалар пакеті көмегімен Фурье қатарына жіктеу арқылы периодты гармониялық емес электр тогын немесе сигналдарды гармоникалық талдаудың кейбір мәселелерін зерттедік. Функцияның тақ және жұп түрлерімен сипатталатын синусоидалы (немесе косинусоидалы) емес периодты токтар қарастырылды. Периодты гармониялық емес сигналдарды талдау үшін есептеу эксперименттерін жүргізу кезінде компьютер экранында осы сигналдардың әртүрлі гармоникасы графиктер мен сандық мәндер түрінде көрініс тапты. Mathcad ортасында құрастырылған компьютерлік бағдарламалар қарапайым және тригонометриялық теңдеулердің

жазбаларынан ерекшеленбейді. Бұл оларды периодты гармониялық емес токтар мен кернеулерді зерттеу үшін пайдаланудың ыңғайлылығын қамтамасыз етеді. Периодты электрлік сигналдарды зерттеудің компьютерлік әдісінің пайдалылығы мынада: осы сигналдардың Фурье қатарына жіктеудің компьютерлік шешімі (графикалық және сандық жуықтау) оларды аналитикалық шешу процедурасымен салыстырғанда тез жүзеге асырылады. Гармониялық емес периодты тербелістерді сипаттайтын параметрлерді есептеу эксперименттері көмегімен зерттеудің практикалық маңызы да зор болады.

Авторлардың үлесі

Б.С. Желдыбаева: тұжырымдама жасау, әдістеме әзірлеу, зерттеу жүргізу, қолжазбаның бастапқы нұсқасын дайындау және жазу; **Г.Р. Кошанова:** деректерді өңдеу және басқару, формалды талдау, әдістемені әзірлеу, жобалау, модельдер жасау; **А.Г. Амангосова:** мәтінді редакциялау және толықтыру, мақаланың бастапқы нұсқасын жазу; **Б.А. Джугембаева:** көрнекі материалдар дайындау, мәтінді редакциялау және толықтыру; **Б. Туребаева:** бағдарламалау, бағдарламалық қамтамасыз ету әзірлеу, компьютерлік бағдарламаларды жобалау, бағдарламалық код пен қолдаушы алгоритмдерді іске асыру; **А.Қ. Қасымханова:** бағдарламалау, бағдарламалық қамтамасыз ету әзірлеу, компьютерлік бағдарламаларды жобалау, бағдарламалық код пен қолдаушы алгоритмдерді іске асыру; **Ш.Ж. Сырбаева:** пікір білдіру және түзету, жобалау; модельдер жасау. **Л.С. Каинбаева:** жарияланған жұмысты дайындау, **Б.А. Мүкүшев:** ғылыми жетекшілік, жобаны басқару.

Әдебиеттер References

1 N. Roberts, N. Phillips, R. Weerasekera, A. Adamatzky, Propagation of electrical signals by fungi, *Biosystems* 229, 104933 (2023). <https://doi.org/10.1016/j.biosystems.2023.104933>

- 2 U. Leith, Modeling a Periodic Signal Using Fourier Series, *Journal of Applied Mathematics and Physics* **12** (3), 841-860 (2024). <https://doi.org/10.4238/jamp.2024.123052>
- 3 S. Madgula, V. Veeramsetty, R. Durgam., Signal processing approaches for power quality disturbance classification: A comprehensive review, *Results in Engineering* **25**, , 104569 (2025). <https://doi.org/10.1016/j.rineng.2025.104569>
- 4 Н.Н. Воробьев, Теория рядов. 4 издание, перераб. и доп., (Москва, Наука, 1979), 408 с. [N.N. Vorobyov, *Theory of series. 4th edition, revised. and add., (Moscow, Nauka, 1979), 408 p. (in Russ)*].
- 5 В.В. Жук, Г.И. Натансон, Тригонометрические ряды Фурье и элементы теории аппроксимации, (Ленинград, Изд-во Ленингр. ун-та, 1983), 188 с. [V.V. Zhuk, G.I. Natanson, *Trigonometric Fourier series and elements of approximation theory, (Leningrad, Publishing House of the Leningrad University, 1983), 188 p. (in Russ)*].
- 6 М.Т.Иванов, А.Б.Сергиенко, В.Н. Ушаков, Теоретические основы радиотехники: Учеб. Пособие, (Москва, Высш. шк., 2002), 306 с. [M.T. Ivanov, A.B. Sergienko, V.N. Ushakov, *Theoretical foundations of radio engineering: Textbook, (Moscow, Higher School, 2002). 306 p. (in Russ)*].
- 7 С.И. Баскаков, Радиотехнические цепи и сигналы, (Москва, Высшая школа, 1998), 463 с. [S.I. Baskakov, *Radio engineering circuits and signals, (Moscow, Higher School, 1998), 463 p. (in Russ)*].
- 8 В. Очков, MathCAD 14 для студентов, инженеров и конструкторов, (Санкт-Петербург, 2007), 370 с. [V. Ochkov, *Points in MathCAD 14 for students, engineers and designers, (Saint Petersburg, 2007), 370 p. (in Russ)*].
- 9 Д. Кирьянов, Mathcad 14 в подлинке, (Санкт-Петербург, 2007), 682 с. [D. Kiryanov, *Mathcad 14 in the original, (Saint Petersburg, 2007), 682 p. (in Russ)*].
- 10 Б.А. Мукушев, Изучение физических процессов посредством пакета MathCAD, *Учебная физика* **2**, 45-50 (2022). [B.A. Mukushev, *Studying physical processes using the MathCAD package, Educational Physics* **2**, 45-50 (2022) (in Russ)].
- 11 Б.А. Мукушев, Пакет прикладных программ Mathcad, *Вестник КазАТУ* **2**(113), 197-202 (2022). [B.A. Mukushev, *Mathcad application software package, Bulletin of KazATU* **2**(113), 197-202 (2022) (in Russ)].
- 12 F. Nelson, Using mathcad to simplify uncertainty computations in a laboratory course, *Computer Applications in Engineering Education* **23**(2), P. 250-257 (2014). <https://doi.org/10.1002/cae.21593>

Авторлар туралы ақпарат:

Балғын Желдыбаева – педагогика ғылымдарының кандидаты, Шәкәрім атындағы Семей университеті (Семей, Қазақстан, e-mail: balgun@mail.ru).

Гүлаш Кошанова – педагогика ғылымдарының кандидаты, профессор, Ш.Есенов атындағы Каспий технология және инженерия университеті (Ақтау, Қазақстан, e-mail: koshanova.k@mail.ru).

Ардақ Амангосова – химия ғылымдарының кандидаты, физика және техникалық пәндер кафедрасының доценті, Х. Досмұхамедов ат. Атырау университеті (Атырау, Қазақстан, e-mail: amangosova1961@mail.ru).

Бақытгүл Джугембаева – физика магистрі, физика және техникалық пәндер кафедрасының аға оқытушысы, Х. Досмұхамедов ат. Атырау университеті (Атырау, Қазақстан, e-mail: asbaku@mail.ru).

Гүлнар Түребаева – физика магистрі, физика кафедрасының аға оқытушысы, Әбілқас Сағынов атындағы ҚарТУ (Қарағанды, Қазақстан, e-mail: gulnara83.12.06@mail.ru).

Ақнұр Касымханова – физика ғылымдарының магистрі, физика кафедрасының ассистенті, Әбілқас Сағынов атындағы Қарағанды техникалық университеті (Қарағанды, e-mail: aknur.kassymkhanova@mail.ru).

Шара Сырбаева – педагогика ғылымдарының кандидаты, асс. профессор, Х. Досмұхамедов ат. Атырау университеті (Атырау, Қазақстан, e-mail: Syrbaeva@bk.ru).

Лариса Қашинбаева – педагогика ғылымдарының кандидаты Қорқыт Ата ат. Қызылорда университеті (Қызылорда, Қазақстан, e-mail: larissa.kain@mail.ru).

Базарбек Мұқұшев – профессор, педагогика ғылымдарының докторы, Сейфуллин ат. ҚазАТУ (Астана, Қазақстан, e-mail: mba-55@mail.ru).

Information about authors:

Balgyn Zheldybayeva – candidate of pedagogical sciences, Shakarim State University (Semey, Kazakhstan, e-mail: balgun@mail.ru).

Gulash Koshchanova – candidate of pedagogical sciences, professor, Sh. Yesenov Caspian university of technology and engineering (Aktau, Kazakhstan, e-mail: koshanova.k@mail.ru).

Ardak Amangosova – candidate of chemical sciences, assistant professor of the department of physical and technical disciplines, Kh. Dosmukhamedov Atyrau university (Atyrau, Kazakhstan, e-mail: amangosova1961@mail.ru).

Bakytgul Dzhusembayeva – master physicist, senior lecturer of the department of physical and technical disciplines, Kh. Dosmukhamedov Atyrau university (Atyrau, Kazakhstan, e-mail: amangosova1961@mail.ru).

Gulnar Turebayeva – master physicist, senior teacher of the physics department, A.Saginov Karaganda technical university (Karaganda, Kazakhstan, e-mail: gulnara83.12.06@mail.ru).

Aknur Kasymkhanova – master of physics, assistant professor of the department of physics, A.Saginov Karaganda technical university (Karaganda, e-mail: aknur_kassymkhanova@mail.ru).

Shara Syrbaeva – candidate of pedagogical sciences, assistant professor, Kh. Dosmukhamedov Atyrau university (Atyrau, Kazakhstan, e-mail: syrbaeva@bk.ru).

Larisa Kainbayeva – candidate of pedagogical sciences, A.Saginov Karaganda technical university (Kyzyl-Orda, Kazakhstan, e-mail: larissa_kain@mail.ru).

Bazarbek Mukushev – professor, doctor of pedagogical sciences, S. Seifullin Kazakh agrotechnical research university (Astana, Kazakhstan, e-mail: mba-55@mail.ru).

Информация об авторах:

Желдыбаева Балгын Сембаевна – кандидат педагогических наук, Университет имени Шакарима г. Семей (Семей, Казахстан, e-mail: balgun@mail.ru).

Коцанова Гулаш Рахметовна – кандидат педагогических наук, профессор, Каспийский технологический и инженерный университет им. Ш. Есенова (Актау, Казахстан, e-mail: koshanova.k@mail.ru).

Амангосова Ардак Ганибаевна – кандидат химических наук, асс.профессор кафедры физико-технических дисциплин, Атырауский университет Х. Досмухамедова (Атырау, Казахстан, e-mail: amangosova1961@mail.ru).

Джугембаева Бакытгуль Аскарровна – магистр физики, старший преподаватель кафедры физико-технических дисциплин, Атырауский университет Х. Досмухамедова (Атырау, Казахстан, e-mail: amangosova1961@mail.ru).

Туребаева Гульнар Бейсенгазиевна – магистр физики, старший преподаватель кафедры физики КарГУ имени Абилкаса Сагинова (Караганда, Казахстан, e-mail: gulnara83.12.06@mail.ru).

Касымханова Акнур Касымхановна – магистр физики, ассистент кафедры физики Карагандинского технического университета имени А. Сагинова (Караганда, Казахстан, e-mail: aknur_kassymkhanova@mail.ru).

Сырбаева Шара Жеткербаевна – кандидат педагогических наук, асс.профессор, Атырауский университет Х. Досмухамедова (Атырау, Казахстан, e-mail: syrbaeva@bk.ru).

Каинбаева Лариса Сагиджановна – кандидат педагогических наук, Кзыл-ординский университет имени Қорқыт Ата (Кзыл-орда, Казахстан, e-mail: larissa_kain@mail.ru).

Мукушев Базарбек Агзашевич – профессор, доктор педагогических наук, КазАТУ им. Сейфуллина (Астана, Казахстан, e-mail: mba-55@mail.ru).

Мақала тарихы: түсті: 16 қараша 2025; қабылданды: 12 қантар 2026.

Article history: received: 16 November 2025; accepted: 12 January 2026.

История статьи: поступила: 16 ноября 2025; принята: 12 января 2026.

МАЗМУНЫ – CONTENTS – СОДЕРЖАНИЕ

Теориялық физика. Ядро және элементар бөлшектер физикасы. Астрофизика	Theoretical Physics. Nuclear and Elementary Particle Physics. Astrophysics	Теоретическая физика. Физика ядра и элементарных частиц. Астрофизика
<i>T. Konysbayev, Ye. Kurmanov, U. Nurlanbek, G. Rabigulova, M. Adil, B. Bekmurat, G. Tuzen, A. Urazalina</i>		
Quasi-periodic oscillations around compact objects within the Sen spacetime 4		
<i>А.А. Солодовник, Б.М. Усеинов, Т.Б. Касенов, П.Л. Журавлёв, Н.П. Солодовник</i>		
Опыт применения инфракрасной камеры при исследовании астрономических объектов 14		
<i>Zh.M. Moldabekov, A.M. Zhukeshov, A.T. Gabdullina, A.U. Amrenova</i>		
Interrelation of fusion cross-section, reaction rate, and neutron production in a D-D reaction in a plasma focus device 23		
<i>Montasir Salman Tayfor, Mohammed Ismail Adam Saleh</i>		
Quantum-noise-induced limits on information density in confined solid-state systems 32		
Плазма физикасы	Plasma Physics	Физика плазмы
<i>Б.Е. Жумадилов</i>		
Влияние длительности синтеза на морфологию и структуру углеродных наностенок на поверхности углеродной бумаги 39		
<i>D.Ye. Yelubayev, Z.E. Ongaibergenov, A.U. Utegenov, R.Ye. Zhumadilov</i>		
Spectral characteristics of argon and argon-methane plasma obtained in an RF-DBD reactor at low pressure 48		
Конденсирленген күй физикасы және материалтану проблемалары. Наногылым	Condensed Matter Physics and Materials Science Problems. Nanoscience	Физика конденсированного состояния и проблемы материаловедения. Нанонаука
<i>Ж.К. Калкозова, Л.В. Гриценко, Х.А. Абдуллин, Д.Т. Тастайбек, С.Ю. Сарвадий, Ж.У. Палтушева, М.Б. Айтжанов</i>		
Гидротермальный синтез и свойства наноструктур ZnCo ₂ O ₄ 57		
<i>Ye. Yerlanuly</i>		
Investigation of the effect of short-pulsed ion irradiation on the stability of carbon nanowalls 67		
Жоғары мектепте физика пәнін оқыту әдістемесі	Methods of teaching high school physics	Методика преподавания физики в высшей школе
<i>Б.С. Желдыбаева, Г.Р. Коцанова, А.Г. Амангосова, Б.А. Джугембаева, Г.Б. Туребаева, А.Қ. Қасымханова, Ш.Ж. Сырбаева, Л.С. Каинбаева, Б. А. Мұқұшев</i>		
Mathcad пакеті көмегімен периодты электрлік сигналдарға гармоникалық талдау жасау 77		