ISSN 1563-0315; eISSN 2663-2276

ӘЛ-ФАРАБИ атындағы ҚАЗАҚ ҰЛТТЫҚ УНИВЕРСИТЕТІ

ХАБАРШЫ

Физика сериясы

КАЗАХСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ имени АЛЬ-ФАРАБИ

ВЕСТНИК

Серия физическая

AL-FARABI KAZAKH NATIONAL UNIVERSITY

RECENT CONTRIBUTIONS TO PHYSICS

№2 (81)

Алматы
«Қазақ университеті»
2022

ISSN 1563-0315; eISSN 2663-2276

KazNU Science • ҚазҰУ Ғылымы • Наука КазНУ

ХАБАРШЫ

ФИЗИКА СЕРИЯСЫ №2 (81) маусым

04.05.2017 ж. Қазақстан Республикасының Ақпарат және коммуникация министрлігінде тіркелген

Куәлік № 14498-Ж

Журнал жылына 4 рет жарыққа шығады
(наурыз, маусым, қыркүйек, желтоқсан)

ЖАУАПТЫ ХАТШЫ
Иманбаева А.К., ф.-м.ғ.к. *(Қазақстан)*
Телефон: +7(727) 377-33-46
E-mail: physicskaz@gmail.com

РЕДАКЦИЯ АЛҚАСЫ:
Давлетов А.Е., ф.-м.ғ.д., профессор – ғылыми редактор *(Қазақстан)*
Лаврищев О.А., ф.-м.ғ.к. – ғылыми редактордың орынбасары *(Қазақстан)*
Әбишев М.Е., ф.-м.ғ.д., профессор *(Қазақстан)*
Асқарова Ә.С., ф.-м.ғ.д., профессор *(Қазақстан)*
Буртебаев Н., ф.-м.ғ.д., профессор (*Қазақстан*)
Алдияров А.У., ф.-м.ғ.д., профессор *(Қазақстан)*
Жаңабаев З.Ж., ф.-м.ғ.д., профессор *(Қазақстан)*
Косов В.Н., ф.-м.ғ.д., профессор (*Қазақстан*)
Буфенди Лайфа, профессор *(Франция)*
Иващук В.Д., ф.-м.ғ.д., профессор (*Ресей*)
Ишицука Эцуо, доктор (*Жапония*)
Лунарска Элина, профессор (*Польша*)
Сафарик П., доктор (*Чехия*)
Тимошенко В.Ю., ф.-м.ғ.д., профессор (*Ресей*)
Кеведо Эрнандо, профессор (*Мексика*)

ТЕХНИКАЛЫҚ ХАТШЫ
Дьячков В.В., ф.-м.ғ.к. (*Қазақстан*)

Физика сериясы – физика саласындағы іргелі және қолданбалы зерттеулер бойынша бірегей ғылыми және шолу мақалаларды жариялайтын ғылыми басылым.

ҚАЗАҚ УНИВЕРСИТЕТІ
БАСПА ҮЙІ

Жоба менеджері
Гульмира Шаккозова
Телефон: +7 701 724 2911
E-mail: Gulmira.Shakkozova@kaznu.kz

Авторлық редакциямен жарыққа шықты

Пішімі 60x84/8. Көлемі 8,0 б.т.
Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университетінің «Қазақ университеті» баспа үйі.
050040, Алматы қаласы, әл-Фараби даңғылы, 71.
«Қазақ университеті» баспа үйінің баспаханасында басылды.

© Әл-Фараби атындағы ҚазҰУ, 2022

1-бөлім

ТЕОРИЯЛЫҚ ФИЗИКА. ЯДРО ЖӘНЕ ЭЛЕМЕНТАР БӨЛШЕКТЕР ФИЗИКАСЫ. АСТРОФИЗИКА

Section 1

THEORETICAL PHYSICS. NUCLEAR AND ELEMENTARY PARTICLE PHYSICS. ASTROPHYSICS

Раздел 1

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА. ФИЗИКА ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ. АСТРОФИЗИКА

IRSTI 14.35.09 https://doi.org/10.26577/RCPh.2022.v80.i1.01

M.A. Zhusupov[1], K.A. Zhaksybekova[1], R.S. Kabatayeva[1,2]*, A.S. Kopenbayeva[1], E.E. Dadanbekov[1]

[1]Al-Farabi Kazakh National University, IETP, Kazakhstan, Almaty
[2]International Information Technology University, Kazakhstan, Almaty
*e-mail: raushan.kabatayeva@gmail.com

SPECIFIC FEATURES OF CAPTURE REACTIONS OF REAL AND VIRTUAL *a*-PARTICLES BY ^{6}LI AND ^{7}LI ISOTOPES

The article examines the features of the interaction of virtual and real α-particles with isotopes ^{6}Li and ^{7}Li with the formation of the ground and excited states of ^{10}B and ^{11}B nuclei. The multiparticle shell model is used to describe the structures of nuclei. The significant difference in the excitation spectra of ^{10}B and ^{11}B nuclei in the capture of real and virtual α-particles is explained by the structural features of these nuclei and different mechanisms of capture of α-particles. Real α-particles are captured in reactions (α, γ), and virtual ones – in lithium cluster transfer reactions. In both boron isotopes, the first decay channel is the α-particle, then there is an energy range of several MeV until the next decay channel with the emission of particles. Moreover, in this energy range, the S-factors are anomalously small. If the excited levels lie above the threshold for the breakup of the nucleus with the emission of certain particles α, then the S-factors turn out to be related to the partial widths of the decay Γ_{α}. In contrast to spectroscopic factors, which do not depend on energy and are determined only by the structure of the initial and final states, the partial Γ-widths depend on the energy which the particles are emitted with. It is shown that, in a narrow energy range from the first threshold for the emission of particles to the second threshold, the cross sections for the excitation of residual nuclei by real and virtual α-particles differ significantly. Narrow beams of γ-quanta formed with large cross sections in reactions of radiative α-capture can be used for diagnostics of thermonuclear plasma.

Keywords: virtual and real α-particles, excitation spectra of ^{6}Li and ^{7}Li, ^{10}B and ^{11}B nuclei, radiative capture, lithium transfer reactions.

М.А. Жусупов[1], К.А. Жаксыбекова[1], Р.С. Кабатаева[1,2,*], А.С. Копенбаева[1], Е.Е. Даданбеков[1]

[1]Казахский национальный университет им. аль-Фараби, НИИЭТФ, Казахстан, г. Алматы
[2]Международный университет информационных технологий, Казахстан, г. Алматы
*e-mail: raushan.kabatayeva@gmail.com

Особенности реакций захвата реальных и виртуальных α-частиц изотопами ^{6}Li и ^{7}Li

В статье рассматриваются особенности взаимодействия виртуальных и реальных α-частиц с изотопами ^{6}Li и ^{7}Li с образованием основных и возбужденных состояний ядер ^{10}B и ^{11}B. Для описания структуры ядер используется многочастичная модель оболочек. Существенное различие в спектрах возбуждения ядер ^{10}B и ^{11}B при захвате реальных и виртуальных α-частиц объясняется структурными особенностями этих ядер и разными механизмами захвата α-частиц. Реальные α-частицы захватываются в реакциях (α,γ), а виртуальные – в литиевых реакциях передачи кластеров. В обоих изотопах бора первым каналом распада является α-частичный, затем имеется область энергий в несколько МэВ до следующего канала распада с вылетом частиц. При этом в данном промежутке энергий S-факторы являются аномально малыми. Если возбуждаемые уровни лежат выше порога развала ядра с вылетом определенных частиц α, то S-факторы оказываются связанными с парциальными ширинами распада Γ_{α}. В отличие от спектроскопических факторов, не зависящих от энергии и определяемых только структурой начального и конечного состояний, парциальные Г-ширины зависят от энергии, с которой вылетают частицы. Показано, что в узкой области энергий от первого порога для вылета частиц до второго порога сечения возбуждения остаточных ядер реальными и виртуальными α-частицами отличаются существенным образом. Узкие пучки γ-квантов, образующихся с большими сечениями в реакциях радиационного α-захвата, могут быть использованы для диагностики термоядерной плазмы.

Ключевые слова: виртуальные и реальные α-частицы, спектры возбуждения, ядра ^{6}Li и ^{7}Li, ^{10}B и ^{11}B, радиационный захват, литиевые реакции передачи.

 © 2022 Al-Farabi Kazakh National University

М.Ә. Жүсіпов[1], К.А. Жақсыбекова[1], Р.С. Қабатаева[1, 2, *],
А.С. Көпенбаева[1], Е.Е. Даданбеков [1]

[1]Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, ЭТФҒЗИ, Қазақстан, Алматы қ.
[2]Халықаралық ақпараттық технологиялар университеті, Қазақстан, Алматы қ.
*e-mail: raushan.kabatayeva@gmail.com

^{6}Li және ^{7}Li изотоптарында нақты және виртуалды α-бөлшектерінің қарпу реакцияларының ерекшеліктері

Мақалада виртуалды және нақты α-бөлшектердің ^{6}Li және ^{7}Li изотоптарымен ^{10}B және ^{11}B ядроларының негізгі және қозған күйлерін түзумен өзара әрекеттесуінің ерекшеліктері қарастырылған. Ядроның құрылымын сипаттау үшін көпбөлшекті қабықша моделі қолданылады. Нақты және виртуалды α-бөлшектерді ұстау кезінде ^{10}B және ^{11}B ядроларының қозу спектрлеріндегі айтарлықтай айырмашылық осы ядролардың құрылымдық ерекшеліктерімен және α-бөлшектерді ұстаудың әр түрлі механизмдерімен түсіндіріледі. Нақты α-бөлшектер реакцияларда (α, γ), ал виртуалды – литий кластерінің берілу реакцияларында ұсталады. Бор изотоптарының екеуінде де алғашқы ыдырау арнасы – α-бөлшек, содан кейін бөлшектердің бөлінуімен келесі ыдырау каналына дейін бірнеше МэВ энергия диапазоны болады. Бұл жағдайда осы энергетикалық диапазонда S-факторлары аномальды түрде аз болады. Егер қоздырылған деңгейлер белгілі бір α бөлшектерінің шығуы кезінде ядроның ыдырау шегінен жоғары тұрса, онда S факторлары парциалдық ыдырау ендеріне Γ_{α} – мен байланысты боп шығады. Энергияға тәуелді емес және тек бастапқы және соңғы күйлер құрылымымен анықталатын спектроскопиялық факторларға қарағанда парциалдың Г ені бөлшектер шығаратын энергияға тәуелді. Энергияның тар аймағында, бөлшектер шығарудың бірінші табалдырығынан екінші табалдырыққа дейінгі диапазонда қалдық ядролардың қоздыру қималары нақты және виртуалды α-бөлшектермен айтарлықтай ерекшеленетіні көрсетілген. Радиациялық α-қарпу реакцияларындағы үлкен қималарында пайда болған γ-кванттары термоядролық плазма үшін қолданылуы мүмкін.

Түйін сөздер: виртуалды және нақты α-бөлшектер, ^{6}Li және ^{7}Li, ^{10}B және ^{11}B ядроларының қозу спектрлері, радиациялық түсіру, литий беру реакциялары.

Introduction

The concepts of virtual particles, virtual processes, etc. are firmly embedded in modern physics. So, it is believed that the electrons interact with each other, exchanging virtual photons (γ - quanta). Similarly, according to Yukawa theory, nucleons interact by exchanging virtual π-mesons. It is known that real photons differ from virtual ones. In particular, real photons have only transverse polarization, while virtual photons have both transverse and longitudinal polarization.

The question arises whether there will be a difference in the interaction of real and virtual nuclear particles with nuclei.

To study this question, the cross sections of the capture of real and virtual α-particles by the ^{6}Li and ^{7}Li nuclei with the formation of different excited states of the ^{10}B and ^{11}B nuclei are compared. In this case, real α-particles are observed in radiation (α, γ) – capture reactions on lithium isotopes, and virtual α-particles are observed in lithium transfer reactions on the same targets.

Study of α-cluster structure of ^{11}B nucleus

The nucleus ^{11}B is located in the middle of the 1*p*-shell and its structure is well transmitted by the multiparticle shell model [1] .The wave functions of the levels of this nucleus with certain values of the total moment, parity, and isotopic spin (J^{π}, T) and within the $(1s)^4(1p)^7$ -shells are multi-component. The individual components are characterized by the orbital moment L, the spin moment S and form a complete set of states and satisfy the requirements of fermionic statistics. Due to this, in the multiparticle shell model, based on a single wave function, both nucleon and various cluster degrees of freedom can be considered. The permutation symmetry of the individual components of the wave function is characterized by the Young scheme $\{f\}$. The wave function of the ground state of the ^{11}B nucleus contains 13 components [1]. The total weight of the two main components with the Young scheme {43} is 72 %, the weight of the components with the Young scheme {421} is 22 %, and the remaining components with the Young schemes {331} and {322} account for only 6 %.

If in the atomic nucleus a certain state, ground or excited, is characterized by large values of spectroscopic *S*-factors for the separation or addition of deuterons, tritons, and α-particles, then this state is said to have a corresponding cluster structure.

It is possible that a certain level can simultaneously have large values of *S*-factors for the separation of several clusters; in this case we can talk about the multicluster structure of this state. Thus, the nuclei can have a cluster or multicluster structure not only in the ground, but also in the excited states [2].

Here we study the cluster structure of the nucleus ^{11}B. For this purpose, the cluster spectroscopic factors in the (^{7}Li + α) channels leading to the ground and excited states of the ^{11}B nucleus are calculated in the framework of the multiparticle shell model.

In an experiment, the possibility of establishing the cluster structure of the nucleus is available in the study of lithium reactions of the type (^{6}Li, α), (^{6}Li, *d*), (^{7}Li, *t*) and (^{7}Li, α). Due to the low binding energy of the nucleus of ^{6}Li in the α*d* –channel (ε = 1.4750 MeV) and ^{7}Li in the α*t* -channel (ε = 2.4678 MeV) [3], the main mechanism in these processes is the transfer of deuterons, α-particles and tritons, respectively [4]. Triton spectroscopic factors have not been studied, since the ^{8}Be nucleus is not stable and cannot serve as a target. Note that the binding energy of the proton and deuteron in the ^{7}Li nucleus is much greater: ε_p = 9.975 MeV и ε_d = 9.62 MeV. The same situation is in the case of the ^{6}Li nucleus, in which the binding energies of the channels with the escape of protons and tritons are much greater than the binding energy in the α*d* -channel [4].

In the cross-section σ of transfer reactions, the excitations of the residual core levels (in this case ^{11}B) can be represented, assuming a direct mechanism, by the expression $\sigma \sim (2J+1)\,\Sigma_L\, S_L \cdot \Phi$ [5], here S_L – is the corresponding spectroscopic factors, and Φ – is a factor depending on the kinematic characteristics. If we assume that Φ is a more or less smooth value depending on the energy, then the maxima observed in the cross sections must be related to the maxima in the energy distribution of the spectroscopic factors.

Of particular interest is the comparison of the results of calculations of cross-sections in lithium transfer reactions of α-particles with the results of calculations of cross-sections of radiation capture reactions (α, γ) on the ^{7}Li nucleus, especially in the near-threshold region, in which the latter have a resonant character.

Results and discussion

Excitation spectra of ^{11}B nucleus in lithium α-particle transfer reactions

Figure 1 shows the spectroscopic factors for joining of α-particles in (^{6}Li, *d*) reaction to form the ground and excited states of the ^{11}B nucleus. The presented excitation spectra in lithium reactions are obtained by summing these spectroscopic factors in the energy range of 1 MeV and taking into account the multiplier $(2J_i + 1)$, where J_i are the spins of the excited states.

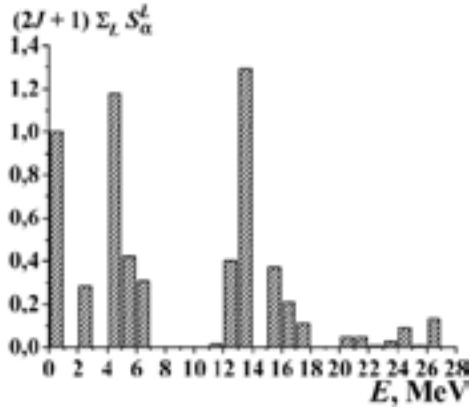


Figure 1 – The excitation spectrum of ^{11}B nucleus in lithium transfer reactions of virtual α-clusters in the ^{7}Li(^{6}Li, d)^{11}B process

To calculate the cross sections of the radiation capture reaction of α-particles, we use the Breit-Wigner formula for a single resonance, since in the case under consideration, the distance between neighboring levels in this energy region is much greater than the total widths of these levels [6]:

$$\sigma = \frac{4\pi}{k^2}\frac{\Gamma\omega_\gamma}{4(E-E_0)^2+\Gamma^2}, \qquad (1)$$

where $k = \frac{\sqrt{2\mu E_\alpha}}{\hbar}$ is the wave number, μ is the reduced mass in the system α-particle is target nucleus, $\omega_\gamma = g\frac{\Gamma_\gamma\Gamma_\alpha}{\Gamma}$ is the strength of resonance, Γ_α и Γ_γ are partial widths for the initial and final channels respectively; $\Gamma = \Gamma_\alpha + \Gamma_\gamma$ is the total width of the level, E_0 is the resonance energy, $g = \frac{2J+1}{(2J_1+1)(2J_2+1)}$ is a factor that takes into

account the spins of the particles; J is the spin of the resonance excited in the reaction, J_1 and J_2 are the spins of the interacting particles.

The total cross section in the resonance ($E = E_0$) is determined by the expression:

$$\sigma = \frac{4\pi}{k^2}\omega_\gamma \frac{1}{\Gamma}. \quad (2)$$

Hence, it can be seen that the cross-section for the escaping of γ-quanta during the excitation of resonant states will be the larger the smaller the total width is. This condition will be satisfied if the widths for the α-particles are of the same order as the radiation widths. Note that the partial widths for particle escape are usually several orders of magnitude larger than the radiation widths.

The ^{11}B nucleus has a peculiar structure. For it, as for other strongly clustered nuclei of the type ^{6,7}Li, ^{8}Be, ^{10}B, ^{12}C, cluster decay channels are first opened – namely, α-partial, and other channels lie slightly higher in energy. For example, for ^{11}B nucleus the α-partial threshold is 8.665 MeV, and the next, proton threshold is almost 3 MeV higher [6]. At the same time, in the reaction ^{7}Li(α, γ)^{11}B the α-particles up to 3 MeV lead to the excitation of near-threshold levels of ^{11}B with quantum numbers $J^\pi = 5/2^-$ at an energy of 8.920 MeV, $J^\pi = 7/2^+$ at an energy of 9.185 MeV and $J^\pi = 5/2^+$ at E = 9.275 MeV [6]. In this case, monochromatic γ-quanta with energies of 8.920, 9.185 and 9.275 MeV, as well as with energy E_γ = 4.740 MeV, are formed from the transition $7/2^+ \rightarrow 5/2^-$ (E = 4.445 MeV). It was shown in [7, 8] that the cross sections of the formation of these γ-quanta are resonant and are abnormally large. For all these levels, only 2 decay channels are open: α-partial and radiation. Usually, the widths of the channels with the escape of particles are several orders of magnitude larger than the radiation ones. The full widths for these states are $\Gamma = \Gamma_\gamma + \Gamma_\alpha$.

The Breit-Wigner formulas show that the cross-sections for the escape of the γ-quanta during the excitation of the resonant states will be the larger the smaller the total width Γ of the level is. This condition will be satisfied if the widths for the escape of the α-particles Γ_α are comparable to the radiation widths Γ_γ. Thus, the feature of the γ-transition from the level of ^{11}B at E = 8.920 MeV to the ground state of the ^{11}B nucleus ($5/2^- \rightarrow 3/2^-$) is a very small partial width Γ_α. In this case, the total width of the level is $\Gamma = \Gamma_\gamma + \Gamma_\alpha$ = 4.37 eV and almost completely coincides with the radiation width. The α-width Γ_α calculated by us in the framework of the multiparticle shell model is ≈ 0.006 eV [8]. The smallness of the partial width for this transition is related to the smallness of the spectroscopic factor S_α proportional to it for this case. This is clearly seen in figure 1. In the region of excitation energies from 8 to 12 MeV, there are generally no levels with large values of α-partial spectroscopic factors. The main components of the wave function of the level $5/2^-$ [1], whose experimental energy is 8.920 MeV, have a permutation symmetry of the spatial part of the wave function with the Young scheme {4421}. The contribution of the latter is 92 % to the total wave function of this state. The wave function of the ground state of the ^{7}Li nucleus has a Young scheme {43}, and its weight is 98 %. According to the quantum selection rules [9], the escape of an α-particle (having symmetry [4]) from the states with the Young scheme {4421} to the ground state of the ^{7}Li nucleus is shown to be strongly suppressed and the transition is possible only due to the small components of the wave function of ^{7}Li with the Young scheme {421}, which leads to the smallness of the spectroscopic factor and the partial width Γ_α proportional to it and, ultimately, the total width Γ.

As can be seen from table 1, the cross-section for the escape of γ-quanta with energy E_γ = 8.920 MeV is relatively large and equal to σ = 5.2 mb. Even more intense was the transition from the level of E = 9.185 MeV to the level of ^{11}B at E = 4.445 MeV ($7/2^+ \rightarrow 5/2^-$). The smallness of the total width Γ of the level, equal to about 3 eV, leads to a large cross-section of the process, equal to $\sigma = 1.3 \cdot 10^5$ μb (130 mb) for the escape of photons with E_γ = 4.740 MeV. Due to the smallness of the total width of this level, the cross-section of the escape of γ-quanta with E_γ = 9.185 MeV (for the ground state of ^{11}B) is also significant ($\sigma = 1.3 \cdot 10^3$ μb). An abnormally small value of the α-width for a level with positive parity is also associated with the smallness of the spectroscopic factor. Low-lying levels of positive parity in the ^{11}B nucleus are obtained by transiting of the 1p-nucleon into the next 2s–2d shells. As the calculations in the shell model show, if the cluster is formed by nucleons from different shells, the spectroscopic factor for α-particles in this case is suppressed in comparison with the case when they are formed by nucleons of only one shell [10, 11]. This is what leads to small Γ_α values for these levels.

According to table 1, the cross section of the reaction (α, γ) on the ^{7}Li nucleus for the $7/2^+ \rightarrow 5/2^-$ transition is exactly 2 orders of magnitude larger

than the cross section of the $7/2^+ \rightarrow 3/2^-$–transition. The orbital moment of the radiated γ-quantum is determined by the ratio $|J_i - J_f| \le L_\gamma \le J_i + J_f$. In the transition to the ground state $7/2^+ \rightarrow 3/2^-$ according to the rules of spin and parity selection, *E*3 and *M*2-multipoles are dominant. In the $7/2^+ \rightarrow 5/2^-$ transition, *E*1 and *M*2 multipoles are dominant. As is known, in light nuclei, the electric dipole multipole is the most intense. The next level of $5/2^+$ considered by us at the energy E = 9.275 MeV at the gamma-decay into the ground and excited state with the energy E = 4.445 MeV leads to the appearance of resonant photons with the energy E_γ = 9.275 MeV and E_γ = 4.835 MeV, respectively. Since the total width of Γ = 4 keV and is much larger than the radiation one, the cross-section of the formation of γ-quanta for both transitions is somewhat smaller.

Table 1 – Experimental characteristics and cross sections of the formation of resonant γ-quanta in the reaction ^{7}Li(α, γ)^{11}B

№	$E_{\alpha\,(res.)}^{lab.}$, MeV ($E_{\alpha\,(res.)}^{c.m.}$, MeV)	$J_i^\pi;T_i \rightarrow J_f^\pi;T_f$, $E_i \rightarrow E_f$	Multipoles of dominant transitions	E_γ, MeV	ω$_\gamma$, eV	Γ, eV	σ$_{reaction}$, μb
1	0.401 (0.255)	$5/2^- \rightarrow 3/2^-$, 8.920 → g.s.	*E*2, *M*1	8.920	$8.8\cdot10^{-3}$	4.37	$5.2\cdot10^{3}$
2	0.819 (0.518)	$7/2^+ \rightarrow 5/2^-$, 9.185→4.445	*E*1, *M*2	4.740	$3.1\cdot10^{-1}$	3	$1.3\cdot10^{5}$
3	0.819 (0.518)	$7/2^+ \rightarrow 3/2^-$, 9.185 → g.s.	*M*2, *E*3	9.185	$3.1\cdot10^{-3}$	3	$1.3\cdot10^{3}$
4	0.958 (0.607)	$5/2^+ \rightarrow 3/2^-$, 9.275 → g.s.	*E*1, *M*2	9.275	$2.9\cdot10^{-1}$	$4\cdot10^{3}$	$7.7\cdot10^{1}$
5	0.958 (0.607)	$5/2^+ \rightarrow 5/2^-$, 9.275 → 4.445	*E*1, *M*2	4.835	1.2	$4\cdot10^{3}$	$3.21\cdot10^{2}$

Figure 2 shows the full cross-sections of the radiation capture reaction as a function of the energy of the incident α-particles. Comparing figures 1 and 2, we can see that the resonances in the reactions of radiation capture of α-particles by lithium ^{7}Li isotopes with the formation of the ground and excited states of ^{11}B isotopes and the escape of monochromatic γ-quanta are observed precisely at those energies at which the corresponding α-partial *S*-factor is very small, since the spectroscopic *S*-factor is included as a multiplier in the formula for the partial level width.

Thus, here we have calculated the excitation spectra of the ^{11}B nucleus in lithium reactions of the transfer of α-particles to the ^{7}Li nucleus. A comparison is made with the spectra in the radiation capture reactions (α, γ) at ^{7}Li. The comparison shows that the excitation spectra in these cases are completely different, especially in the near-threshold region. If in the case when real α-particles are joined in (α, γ)-processes in the energy range from the threshold and up to energies of 10 MeV, the excitation spectra have clearly expressed maxima, then in the case of lithium reactions, when virtual α-particles are transferred, for example, from the process (^{6}Li, *d*), no maxima are observed in the spectra. This is due to the structural features of the states located here. The results indicate a high yield of monochromatic γ-quanta with energies E_γ = 4.835, 8.920, 9.185 and 9.275 MeV in the radiation capture reaction ^{7}Li(α, γ)^{11}B and confirm the possibility of their use for the diagnosis of thermonuclear *dt* -plasma [7, 12] by adding a small amount of lithium isotopes to it.

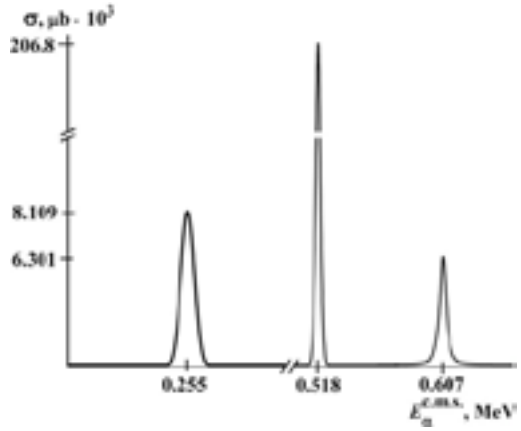


Figure 2 – Energy dependence of the total cross sections of the reaction ^{7}Li(α, γ)^{11}B

Cluster α-structure of ^{10}B nucleus levels

Figure 3 shows the excitation spectrum of the ^{10}B nucleus in the ^{7}Li(^{6}Li, d)^{10}B reaction, the main mechanism of which is the transfer of the α-cluster.

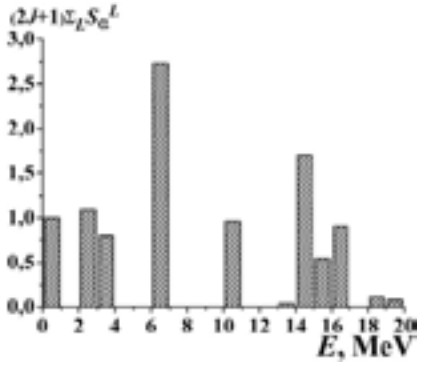


Figure 3 – Excitation spectrum of the ^{10}B nucleus in lithium α-clusters transfer reactions

The figure shows that in the energy range from 4,5 MeV to 6 MeV, in which the only α- partial decay channel is open (the threshold for α-decay is 4,46 MeV in ^{10}B), and the next threshold – the deuteron one is located at E=6,027 MeV [4]), there are no excited levels in the reactions of virtual α-particles.

The Breit-Wigner formula (1) is used to calculate the cross sections of the γ-quanta when capturing real α-particles, for a single resonance, since the distances between adjacent levels in this energy region are greater than the total widths of these levels. The total cross section in the resonance ($E = E_0$) is determined by the expression (2).

Table 2 shows the total cross-sections of the radiation capture reactions ^{6}Li(α, γ)^{10}B (capture of real α-particles), the designations are the same as in the table for the reaction ^{7}Li(α, γ)^{11}B.

Table 2 – Experimental characteristics and cross sections of the formation of resonant γ-quanta in the reaction ^{6}Li(α, γ)^{10}B

№	$E_{\alpha\,(\text{res.})}^{\text{lab.}}$, MeV ($E_{\alpha\,(\text{res.})}^{\text{c.m.}}$, MeV)	$J_i^{\pi};T_i \to J_f^{\pi};T_f$, $E_i \to E_f$	Multipoles of dominant transitions	E_γ, MeV	ω_γ, eV	Γ, eV	σ_{reaction}, μb
1	1.085 (0.651)	$2^-;0 \to 3^+;0$, 5.1103 → g.s.	$E1$, $M2$	5.1103	$0.6\cdot10^{-1}$	$1.63\cdot10^{3}$	$3.6\cdot10^{1}$
2	1.173 (0.704)	$2^+;1 \to 3^+;0$, 5.1639 → g.s.	$M1$, $E2$	5.1639	$0.2\cdot10^{-1}$	2.868	$5.78\cdot10^{3}$
3	2.433 (1.459)	$2^+;0 \to 3^+;0$, 5.9195 → g.s.	$M1$, $E2$	5.9195	$1.9\cdot10^{-1}$	$1\cdot10^{4}$	8.42
4	2.609 (1.565)	$4^+;0 \to 3^+;0$, 6.0250 → g.s.	$M1$, $E2$	6.0250	$3.4\cdot10^{-1}$	$8\cdot10^{1}$	$1.76\cdot10^{3}$
5	4.022 (2.413)	$1^-;0+1 \to 3^+;0$, 6.873 → g.s.	$M2$, $E3$	6.8730	$4.8\cdot10^{-1}$	$2\cdot10^{5}$	$6.45\cdot10^{-1}$

For the reaction ^{6}Li(α, γ)^{10}B, four resonances are observed. However, in this case, the total Γ widths are usually much larger than in the radiation capture on the ^{7}Li nucleus [4]. The exception is γ-decay from the level (2^+, 1) at E = 5.1639 MeV to the ground state. In this case, the smallness of Γ_α and, consequently, the total Γ is related to the smallness of the spectroscopic factor for the α- decay of this level.

Due to the isospin selection rules, the decay is possible only due to the impurity to the wave function of the level (2^+, 1) of the component with T = 0, which occurs due to the Coulomb mixing of the levels with T = 0 and T = 1 [7]. The structural suppression of the α-decay from the state (4^+, 0) [1] leads to a relatively small value of the total width (line 4 in table 2) and, as a result, to a large cross-section of the departure of γ-quanta with energy E_γ = 6.025 MeV. The structural suppression of the α-decay from the (4^+, 0) state in the ^{10}B nucleus is determined the fact that the main component of the wave function of the ^{10}B nucleus with the Young scheme {442}, which gives 70% of the contribution to the total function {442}^{13}F [1], does not contribute to the S_α-spectroscopic factor for the transition to the main state of the ^{6}Li nucleus, the main component of which has the form {42}^{13}S [1]. The contribution to this transition is given by the {442}^{13}G component in the wave function of the (4^+, 0) state of the ^{10}B nucleus. Due to the large value of the orbital moment of the α-particle L_α = 4, the partial Γ_α-width is strongly suppressed due to the

permeability factor of the centrifugal barrier. The transition from the state with energy E = 6.873 MeV to the ground state (line 5 in table 2) clearly demonstrates how a large value of the total width Γ leads to small cross-section values. In this case, $\Gamma = \Gamma_\gamma + \Gamma_\alpha + \Gamma_d + \Gamma_p$ [13, 14].

Figure 4 [8] shows the full cross-sections of the radiation capture reaction as a function of the energy of the incident α-particles.

Comparing figures 3 and 4, it can be seen that resonances in the reactions of radiation capture of α-particles by lithium ^{6}Li isotopes with the formation of the ground and excited states of ^{10}B isotopes and the escape of monochromatic γ-quanta are observed precisely at those energies at which the corresponding α-partial S-factor is very small, since the spectroscopic S-factor is included as a multiplier into the formula for the partial level width [8].

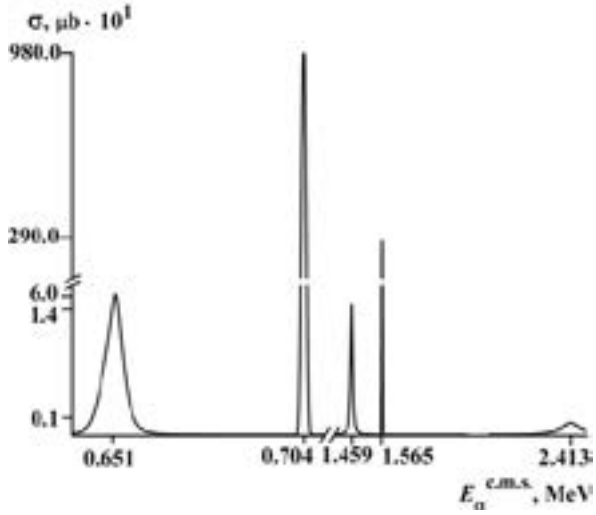


Figure 4 – Energy dependence of the total cross sections of the reaction ^{6}Li(α, γ)^{10}B

Thus, in the reaction (α, γ) on the ^{6}Li nucleus, a resonant cross-section structure is observed. In this case, the resonances are associated with small α-widths of the excited states of the ^{10}B nucleus, which is due to their structural features. So, the cross section for the escape of γ-quanta with energy E_γ = 5.1639 MeV is particularly large here. In this case, a state with quantum numbers (J^π, T) = (2^+, 1) is excited in the process, and the smallness of the α-width is a consequence of the isospin selection rules.

The high yield of resonant monochromatic γ-quanta with E_γ = 5.1639 and 6.025 MeV in the process on the ^{6}Li nucleus confirms the possibility of using this reaction to diagnose thermonuclear plasma by adding a certain amount of lithium isotopes to it [7, 8].

Conclusion

It is shown that in the reactions of capture of virtual and real α-particles by the ^{6}Li and ^{7}Li nuclei with the formation of the ground and excited states of the ^{10}B and ^{11}B nuclei, respectively, the excitation spectra differ significantly. In a narrow energy range from the first, α-threshold of partial decay, to the next threshold of particle escape, and the width of this region is 3 MeV for ^{11}B and 1.5 MeV for ^{10}B – in the case of capture of real α-particles, the cross sections have a resonant character for both nuclei.

This behavior of the cross sections is related to the different mechanisms of these reactions, as well as to the structural features of the levels of the ^{10}B and ^{11}B nuclei in these energy ranges.

Previously, a similar question was raised for reactions under the action of real and virtual photons [14, 15]. It is the experimental cross sections for the two-particle photo disintegration reactions (α,γ) on the target nuclei ^{6}Li and ^{7}Li that were 25-30% higher for virtual photons, and the shape of the curves did not change. We see that for real and virtual α-particles, the cross-sections can differ dramatically.

The work was supported by the grant of the Committee for science of the Ministry of education and science of the Republic of Kazakhstan № AP05132952.

References

1 Boyarkina A.N. The structure of 1p–shell nuclei. – M.: MSU Publishing House, 1973. – 62 p. (in Russ).

2 Lebedev V.M., Neudatchin V.G., Sakharuk A.A. Supermultiplet symmetry and near–threshold levels in systems featuring two or three extremely light clusters // Physics of Atomic Nuclei. – 2000. – T. 63. – P.195–203.

3 Ogloblin A.A. Transfer reactions with lithium ions // ECHAYA. – 1972. – Vol. 3., iss. 4. – P. 936-992 (in Russ).

4 Ajzenberg–Selove F. Energy levels of light nuclei A = 5–10 // Nucl. Phys. A. – 1988. – Vol. 490. – P. 1-255

5 Zhusupov M.A., Kabatayeva R.S. Multicluster structure of the ground and excited states of the ^{9}Be nucleus // Bull. RAS: Phys. – 2012. – Vol. 76. No. 4. – P. 429-432.

6 Ajzenberg–Selove F. Energy levels of light nuclei A = 11–12 // Nucl. Phys. A. 1985. – Vol. 433. – P. 1-158.

7 Cecil F.E. et al. Nuclear reaction diagnostics of fast confined and escaping alpha particles // Rev. Sci. Instrum. – 1988. – Vol. 57, No 8. – P. 1777-1779.

8 Zhusupov M.A., Shestakov V.P. The yield of high–energy γ–quanta in the reaction of radiation capture of α–particles by the ^{7}Li nucleus // Rec.Contr.Phys. – 2002. – No.1. – P. 3-7. (in Russ).

9 Neudachin V.G., Smirnov Yu.F. Nucleon associations in light nuclei. – M.: Nauka, 1969. – 414 p. (in Russ).

10 Zhusupov M.A. et al. Interaction of α–particles with ^{6}Li and ^{7}Li nuclei at low energies // Izv. RAS. Ser. fiz. – 2010. – Vol. 74, No. 6. – P. 925-928. (in Russ).

11 Zhusupov M.A., Lhagva O., Rotter I. Cluster reduced widths for ^{14}N and ^{15}N // Izv. AN SSSR. Ser. fiz. – 1968. – Vol. 32, No. 10. – P. 1714-1718. (in Russ).

12 Voronchev V.T., Kukulin V.I. Nuclear–physical aspects of TCB: Analysis of promising fuels and γ –ray diagnostics of hot plasma // Nuclear Physics. – 2000. – Vol. 63, No. 12. – P. 2147–2162.

13 Burkova N.A., Zhaksybekova K.A., Zhusupov M.A. Potential theory of cluster photo–splitting of light nuclei // Physics of elementary particles and the atomic nucleus. – 2005. – Vol.36, issue 4. – P.821–888. (in Russ).

14 Skopik D.M. et al. Experiment and theory for the reaction ^{7}Li(γ,t)4He // Phys. Rev. C. 20. – 1979. – Vol. 20, No 67. – P. 2025–2031.

15 Junghans G. et al. The photodisintegration of ^{6}Li and^{7}Li // ZeitschriftfürPhysik A Hadrons and nuclei. – 1979. – Vol. 291. – P. 353-365.

References

1 A.N. Boyarkina, The structure of 1p–shell nuclei, (Moscow, MSU Publishing House, 1973), 62 p. (in Russ).

2 V.M. Lebedev, V.G. Neudatchin, A.A. Sakharuk, Physics of Atomic Nuclei, 63, 95-203 (2000).

3 A.A. Ogloblin, ECHAYA, 3 (4), 936-992 (1972). (in Russ).

4 F. Ajzenberg–Selove, Nucl. Phys. A, 490, 1-255, (1988).

5 M.A. Zhusupov, R.S. Kabatayeva, Bull. RAS: Phys., 76 (4), 429-432 (2012).

6 F. Ajzenberg–Selove, Nucl. Phys. A, 433, 1-158 (1985).

7 F.E. Cecil et al., Rev. Sci. Instrum, 57 (8), 1777-1779 (1988).

8 M.A. Zhusupov, V.P. Shestakov, Rec.Contr.Phys., 1, 3-7 (2002). (in Russ).

9 V.G. Neudachin, Yu.F. Smirnov, Nucleon associations in light nuclei, (Moscow, Nauka, 1969), 414 p. (in Russ).

10 M.A. Zhusupov, et al. Izv. RAS. Ser. fiz. – 2010. – Vol.74, No.6. – P.925–928. (in Russ).

11 M.A. Zhusupov, O. Lhagva, I. Rotter, Izv. AN SSSR. Ser. fiz., 32 (10), 1714-1718 (1968). (in Russ).

12 V.T. Voronchev, V.I. Kukulin, Nuclear Physics, 63 (12), 2147-2162 (2000).

13 N.A. Burkova, K.A. Zhaksybekova, M.A. Zhusupov, Physics of elementary particles and the atomic nucleus, 36 (4), 821-888 (2005). (in Russ).

14 D.M. Skopik et al., Phys. Rev. C 20 (67), 2025-2031 (1979).

15 G. Junghans et al. ZeitschriftfürPhysik A Hadrons and nuclei, 291, 353-365 (1979).

МРНТИ 29.05.41 https://doi.org/10.26577/RCPh.2022.v80.i1.02

Д.Ж. Рахатов*, П.Ю. Цыба, О.В. Разина

Евразийский национальный университет имени Л. Н. Гумилева, Казахстан, г. Нур-Султан
*e-mail: godauren@gmail.com

СТЕПЕННЫЕ РЕШЕНИЯ МОДЕЛИ F(G)-ГРАВИТАЦИИ С ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ И СКАЛЯРНЫМ ПОЛЕМ

В данной статье исследована модель гравитации Гаусса-Бонне, действие которой включает в себя инвариант Гаусса-Бонне, максвелловский член $F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$ и скалярное поле. Модель рассматривается в плоской, изотропной и однородой Вселенной Фридмана-Робертсона-Уокера в четырех измерениях на поздних этапах развития Вселенной. Использована метрика Минковского. Для исследуемой модели получена система уравнений движения и решение с масштабным фактором со степенной и модифицированной степенной зависимостью от времени. Для получения решений использовался метод вариации. Аналогичные решения получаются и при использовании уравнения Эйлера-Пуассона и метода понижения порядка производной с последующим применением уравнения Эйлера-Лагранжа. Получены значения $\varphi(t)$, плотности энергии и изотропного давления, графики которых соответствуют современным космологическим данным. В ходе исследования выяснилось, что при масштабном факторе со степенной зависимостью от времени в рамках исследуемой модели параметр уравнения состояния ω равен значению, которое получается при решении модели с модифицированным степенным масштабным фактором. Параметр замедления отрицателен, что подтверждает реалистичность предложенной модели в рамках ускоренно расширяющейся вселенной. При рассмотрении энергетических условий NEC, WEC, SEC и DEC выяснилось, что условия NEC, WEC и DEC соблюдаются в обеих моделях, но не соблюдается энергетическое условие SEC. Показано сравнение значений энергетических условий двух моделей.

Ключевые слова: космология, $f(G)$-гравитация, инфляция, энергетические условия, параметр замедления.

D.Z. Rakhatov*, P.Y. Tsyba, O.V. Razina

L. N. Gumilyov Eurasian national university, Kazakhstan, Nur-Sultan
*e-mail: godauren@gmail.com

Power-law solutions of the $f(G)$ gravity model with electromagnetic and scalar field

In this article, the Gauss-Bonnet model of gravity is investigated, the action of which includes the Gauss-Bonnet invariant, the Maxwell term $F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$ and the scalar field. The model is considered in a flat, isotropic and homogeneous Friedman-Robertson-Walker universe in four dimensions at the late stages of the Universe evolution. The Minkowski metric is used. For the researched model, a system of equations of motion and a solution with a scale factor with a power and modified power dependence on time are found. To find a solution, the method of variation was used. Similar solutions are obtained using the Euler-Poisson equation and the method of lowering the order of the derivative, followed by the usage of the Euler-Lagrange equation. The values of $\varphi(t)$, energy density and isotropic pressure are obtained, the graphs of which correspond to modern cosmological data. In the course of the research, it turned out that for a scale factor with a power-law dependence on time within the framework of the researched model, the parameter of the equation of state is equal to the value obtained when solving a model with a modified power-law scale factor. The deceleration parameter is negative, which confirms the realism of the proposed model within the framework of an accelerated expanding universe. When considering the energy conditions, it turned out that the conditions are fulfilled in both models, but the SEC is not fulfilled. A comparison of the values of the energy conditions of the two models is shown.

Key words: cosmology, $f(G)$ gravity, inflation, energy conditions, deceleration parameter.

 © 2022 Al-Farabi Kazakh National University

Д.Ж. Рахатов*, П.Ю. Цыба, О.В. Разина
Л.Н. Гумилев атындағы Еуразия ұлттық университеті, Қазақстан, Нұр-Сұлтан қ.
*e-mail: godauren@gmail.com

Электромагниттік және скаляр өрістері бар *f*(*G*) гравитациялық модельдің дәрежелік шешімдер

Бұл мақалада Гаусс-Бонне гравитация моделі зерттелген, оның әрекетіне Гаусс-Бонне инварианты, Максвелл мүшесі $F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$ және скаляр өріс кіреді. Модель Фридман-Робертсон-Уокердің жалпақ, изотропты және біртекті ғаламында ғаламның дамуының кейінгі кезеңдерінде төрт өлшемде зерттелді. Минковский метрикасы қолданылды. Зерттелетін модель үшін қозғалыс теңдеулерінің жүйесі және уақытқа байланысты қуат пен модификацияланған қуат тәуелділігі бар масштабты фактормен шешім алынды. Шешімдерді алу үшін вариация әдісі қолданылды. Ұқсас шешімдер Эйлер-Пуассон теңдеуін және Эйлер-Лагранж теңдеуін қолдана отырып, туынды ретін төмендету әдісін қолдану арқылы алынады. Графиктері қазіргі космологиялық деректерге сәйкес келетін $\varphi(t)$ мәні, энергия тығыздығы және изотропты қысым алынды. Зерттеу барысында зерттеліп отырған модель шеңберіндегі уақытқа байланысты масштабтық фактормен, ω күй теңдеуінің параметрі модификацияланған қуат масштабтық факторы бар модельді шешу кезінде алынған мәнге тең екендігі анықталды. Баяулау параметрі теріс, бұл жеделдетілген кеңейетін ғалам аясында ұсынылған модельдің шынайылығын растайды. NEC, WEC, SEC және DEC энергетикалық жағдайларын қарастырған кезде NEC, WEC және DEC шарттары екі модельде де сақталатыны белгілі болды, бірақ SEC энергетикалық жағдайы сақталмайды. Екі модельдің энергия жағдайларының салыстыру көрсетілген.

Түйін сөздер: космология, *f*(*G*)-гравитация, инфляция, энергетикалық шарттары, баяулау параметрі.

Введение

В современной космологии общепринятой считается концепция ускоренно расширяющейся Вселенной [1, 2]. Динамика ускоренного движения подтверждена наблюдениями [3,4] и в ходе многочисленных независимых экспериментов было выяснено, что большая часть Вселенной состоит из «темной энергии» [5, 6], составляющая примерно 70% ее массы. Остальная масса состоит из «темной материи» и материи в привычном понимании данного слова [7]. Одним из важнейших вопросов в современной космологии является происхождение данного типа материи и его поведение. Для объяснения динамики Вселенной было создано множество моделей [8,9,15]. Основная проблема состоит в том, что на данном этапе практически невозможно осуществить выбор в пользу одной модели из-за сложностей связанных с прямым экспериментальным исследованием в земных и околоземных условиях [10]. Существование той или иной модели может быть в дальнейшем определено более точными астрономическими наблюдениями. Именно поэтому важно иметь большой набор различных моделей для последующего выбора из множества наиболее реалистичных. Одной из актуальных в последнее десятилетие моделей является $f(G)$-гравитация и ее модификации [11, 12] $f(G)$-гравитация, иначе называемая гравитацией Гаусса-Бонне, является модифицированной версией действия, включающей в себя инварианту Гаусса-Бонне или функцию, зависящую от данного параметра [13, 14, 17, 18].

Действие и уравнения движения

Для получения уравнений движения вводится действие, подынтегральные компоненты которого необходимы для описания электромагнитного, гравитационного и скалярного поля и компоненту метрического тензора.

$$S = \int d^n x\sqrt{-g}[f(G) + L_S + L_{EM}],$$

где $f(G)$ – функция, зависящая от инварианта Гаусса-Бонне [19, 20], L_S – функция Лагранжа скалярного поля, L_{EM} – функция Лагранжа электромагнитного поля с тензором электромагнитного поля [8].

$$L_S = \frac{1}{2}g^{\mu\nu}\varphi_\mu\varphi_\nu - V(\varphi), \quad (1)$$

$$L_{EM} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - j^\mu A_\mu. \quad (2)$$

После вариации действия по метрическому тензору $g^{\mu\nu}$ получена запись действия в ковариантном виде [26].

$$2R\nabla_\mu\nabla_\nu f_G - 2g_{\mu\nu}R\,\Box f_G - 4R_i^\lambda\nabla_\lambda\nabla_\mu f_G + 4R_{ik}\,\Box f_G + 4g_{\mu\nu}R^{lm}\nabla_p\nabla_\sigma f_G + \\ +4R_{iklm}\nabla^p\nabla^\sigma f_G + \frac{1}{2}g_{\mu\nu}(f - Gf_G) + \nabla_\mu\varphi\nabla_\nu\varphi + \frac{1}{2}g^{\mu\nu}\nabla_\lambda\varphi\nabla^\lambda\varphi + F_{\mu\alpha}F_\nu^\alpha - \frac{1}{4}g_{\mu\nu}F^2 = T_{\mu\nu}, \quad (3)$$

где $\Box = g_{\mu\nu}\nabla^\mu\nabla^\nu$ – оператор Д'Аламбера, $T_{\mu\nu}$ – тензор энергии-импульса, $f_G = \frac{\partial f}{\partial G}$.

Инвариант Гаусса-Бонне [21, 22] вычисляется по формуле

$$G = R_{iklm}R^{iklm} - 4R_{ik}R^{ik} + R^2, \quad (4)$$

где R_{iklm} – тензоры Римана, R_{ik} – тензор Риччи, R – скалярная кривизна пространства.

Исследуемая модель описывает плоскую, изотропную и однородную Вселенную и рассматривает электромагнитное, гравитационное и скалярное поле. Данная модель рассматривается в рамках метрики Фридмана-Робертсона-Уокера в четырех измерениях с сигнатурой $(-,+,+,+)$. Используется естественная система единиц $8\pi G = \hbar = c = 1$ [5].

$$ds^2 = -dt^2 + a^2(t)(dx^2 + dy^2 + dz^2). \quad (5)$$

После вычисления всех компонент инварианта Гаусса-Бонне и подстановки полученных данных в формулу (4) получаем значение инварианты в четырехмерном случае, интерпретируемое через масштабный фактор, либо через параметр Хаббла $H = \frac{\dot{a}}{a}$.

$$G = 24\frac{\ddot{a}\dot{a}^2}{a^3} = 24H^2\left(\dot{H} + H^2\right). \quad (6)$$

Действие в четырех измерениях будет иметь следующий вид

$$S = \int d^4x\sqrt{-g}\left[\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + f(G) + \frac{\dot{\phi}^2}{2} - V(\phi)\right], \quad (7)$$

где $F_{\mu\nu}$– тензор электромагнитного поля; $f(G)$ – некоторая функция, зависящая от G; $V(\phi)$ – потенциал скалярного поля, G – инвариант Гаусса-Бонне.

Так как значение G получено, следующим компонентом действия является тензор напряженности электромагнитного поля, ковариантный вид которого задается как $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$, где $\partial_\mu, \partial_\nu - \frac{\partial}{\partial x_\mu}, \frac{\partial}{\partial x_\nu}$ соответственно, A – векторный потенциал, принимающий значения $A_\mu = (\Phi, A_1, A_2, A_3)$. В данном исследовании будет использоваться анзац векторного потенциала электромагнитного поля в виде

$$A_\mu = \big(0, A_1(t), A_2(t), A_3(t)\big). \quad (8)$$

Исходя из определения электромагнитного тензора с применением калибровки (8), компоненты тензора электромагнитного поля вычисляются следующим образом.

$$F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} = (F_{\mu\nu})^2 g^{\mu\mu}g^{\nu\nu} = \\ = -(\dot{A}_\mu)^2 a^{-2} = -F_{\nu\mu}F^{\nu\mu}. \quad (9)$$

После подстановки полученных данных, тензоры электромагнитного поля в действии (7) преобразуются в

$$F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} = -a^{-2}\left[(\dot{A}_1)^2 + (\dot{A}_2)^2 + (\dot{A}_3)^2\right]. \quad (10)$$

Если в данном случае принять, что $\varphi = \varphi(t)$, то при подстановке в уравнение Эйлера-Лагранжа и тензор энергии-импульса $T_{\mu\nu}$, будут получены уравнения Фридмана [5,9]

$$3H^2 + 2\dot{H} = -p, \quad (11)$$

$$p = \frac{1}{8H\dot{f}_G}\cdot\left[-\frac{1}{6a^2}\left[(\dot{A}_1)^2 + (\dot{A}_2)^2 + (\dot{A}_3)^2\right] + f - Gf_G + 8H^2\left(\ddot{f}_G - \dot{f}_G\right) + \frac{1}{2}\dot{\phi}^2 - V\right],$$

$$3H^2 = \rho, \quad (12)$$

$$\rho = -\frac{1}{8Hf_{GG}\dot{G}}\left[\frac{1}{2a^2}\left[(\dot{A}_1)^2 + (\dot{A}_2)^2 + (\dot{A}_3)^2\right] - (Gf_G - f) - \frac{1}{2}\dot{\phi}^2 - V\right],$$

$$\dot{\rho} + 3H(\rho + p) = 0. \quad (13)$$

где (13) – уравнение сохранения, характеризующее отсутствие взаимодействия между материей и темной материей.

При использовании того же метода получается уравнение Клейна-Гордона (14) для скалярного поля и обобщенное уравнение Максвелла для электромагнитного поля (15)

$$\ddot{\varphi} + 3H\dot{\varphi} + V_{\varphi} = 0, \tag{14}$$

$$H\dot{A}_{\mu} + \ddot{A}_{\mu} = 0, \qquad \mu = 1,2,3. \tag{15}$$

Модель 1. Масштабный фактор со степенной зависимостью от времени.

Получение решений будет основано на задании масштабных факторов различного вида. Первый масштабный фактор задан в виде степенной функции

$$a(t) = a_0 t^{\alpha}, \tag{16}$$

где a_0, α – постоянные.

Уравнения Фридмана со степенным масштабным фактором имеет решения следующего вида:

$$3\frac{\alpha^2}{t^2} - 2\frac{\alpha}{t^2} = -p, \tag{17}$$

$$p = \frac{3^{1-n}(1-\alpha)^{3-n}\varphi_0^2}{8^{1+n}\alpha^{3n}t^{2+2n-4n}}\left(\alpha^2 + t^2 - \frac{2\alpha^2 V_{10} t^{2\alpha}}{\varphi_0^2(1-\alpha)^2}\right) +$$

$$+\frac{4t - 5 + 7\alpha}{t} - \frac{3\alpha^2(\alpha-1)}{4n\alpha^2} + \frac{96\alpha^4}{t^6}(n-2)(1-\alpha).$$

$$3\frac{\alpha^2}{t^2} = \rho, \tag{18}$$

$$\rho = \frac{3\alpha^2(1-\alpha)}{4nt^2} + \frac{3^{2-n}\varphi_0^2(1-\alpha)^{3-n}}{8^{1+n}t^{2+2\alpha-4n}\alpha^{3n}}\left(t^2 - \alpha^2 - \frac{3\varphi_0^2(1-\alpha)^2 V_{10}}{2\alpha^2 t^{2\alpha}}\right).$$

Учитывая анзац (8) и подстановку в уравнения Максвелла (15) с калибровкой $A_1, A_2, A_3 = \varphi$, получаем обобщенное уравнение Максвелла для трех координат вида

$$3H\dot{\varphi} + 3\ddot{\varphi} = 0. \tag{19}$$

Из данного уравнения найдено значение $\varphi(t)$, имеющее вид

$$\varphi(t) = \varphi_0 t^{1-\alpha} + \varphi_1, \tag{20}$$

где φ_0, φ_1 – произвольные постоянные.

Исходя из найденных в (20) значений из уравнения (14) получаем значение потенциала скалярного поля $V(\varphi) = \varphi_0^2(1-\alpha)t^{-2\alpha} + V_{10}$, где V_{10} – постоянная интегрирования.

Таким образом получены решения заданной модели с масштабным фактором со степенной зависимостью от времени. Исходя из полученных решений, получен параметр уравнения состояния ω

$$\omega = \frac{p}{\rho} = \frac{2}{3\alpha} - 1. \tag{21}$$

Также получен параметр замедления q, который характеризует расширение Вселенной таким образом, что при $q > 0$ расширение Вселенной происходит медленно, при $q < 0$ Вселенная расширяется ускоренно.

$$q = -\frac{\ddot{a}a}{\dot{a}^2} = \frac{1}{\alpha} - 1. \tag{22}$$

Из (22) видно, что расширение Вселенной в рамках исследуемой модели происходит ускоренно, что согласуется с наблюдаемыми данными. Значения остальных космографических параметров приведены ниже.

$$j = 1 - \frac{3}{\alpha} + \frac{2}{\alpha^2}, \tag{23}$$

$$s = 1 - \frac{6}{\alpha} + \frac{11}{\alpha^2} - \frac{6}{\alpha^3}, \tag{24}$$

$$l = 1 - \frac{10}{\alpha} + \frac{35}{\alpha^2} - \frac{50}{\alpha^3} + \frac{24}{\alpha^4}. \tag{25}$$

Космологические модели, описывающие кинематику Вселенной, имеют ряд ограничений, которые в данном случае характеризуются энергетическими условиями [9].

$$NEC: \rho + p \geq 0, \tag{26}$$

$$WEC: \ \rho + p \geq 0, \ \rho \geq 0, \tag{27}$$

$$SEC: \ \rho + p \geq 0, \ \ \rho + 3p \geq 0, \tag{28}$$

$$DEC: \ \rho \geq 0, -\rho \leq p \leq \rho \ . \tag{29}$$

Так как исследуемая модель рассматривается в рамках плоской Вселенной в метрике Фридмана-Робертсона-Уокера, рассматриваемые энергетические параметры можно свести к значению параметра замедления (22). В случае плоской Вселенной в метрике Фридмана-Робертсонна-Уокера энергетическое условие WEC выполняется при любом произвольном вещественном масштабном факторе. Исходя из полученных решений, выяснилось, что в модели с масштабным фактором со степенной зависимостью от времени соблюдаются условия NEC, WEC и DEC, однако не соблюдается условие SEC [27].

Модель 2. Масштабный фактор с модифицированной степенной зависимостью от времени.

Вторая модель имеет отличное от первой решение, так как масштабный фактор задан как модифицированная степенная функция. Такой масштабный фактор имеет вид

$$a(t) = \sigma(t - \alpha\beta)^{\alpha}, \tag{30}$$

где σ, α, β – произвольные постоянные.

После использования в уравнении Максвелла (15) масштабного фактора (30), получено значение $\varphi(t)$.

$$\varphi(t) = \frac{\varphi_0 (t-\alpha\beta)^{1-\alpha}}{1-\alpha} + \varphi_1, \tag{31}$$

Аналогично предыдущей модели, получив значение (31) можно найти $V(\varphi)$ из уравнения Клейна-Гордона (14)

$$V(\varphi) = \frac{2\alpha\varphi_0^2}{(\alpha-1)(t-\alpha\beta)^{2\alpha}} - \frac{\varphi_1}{(t-\alpha\beta)^{2\alpha+1}} + V_1. \tag{32}$$

Решение уравнений Фридмана с полученными данными имеет вид

$$\frac{\alpha(3\alpha-2)}{(t-\alpha\beta)^2} = -p, \tag{33}$$

$$-p = \frac{5\alpha - \alpha n}{2(t-\alpha\beta)} - \frac{15 + 16\alpha^2}{16(t-\alpha\beta)^2} - \frac{3\alpha^{2-3n}(\alpha-1)^{1-n}}{4 \cdot 24^n \gamma n(n-1)(t-\alpha\beta)^{2-4n}} \cdot$$

$$\cdot \left[\frac{\varphi_0^2}{(t-\alpha\beta)^{2\alpha}} \left(\frac{3\alpha+1}{1-\alpha} - \frac{1}{2\sigma^2(t-\alpha\beta)^{2\alpha}} \right) + \frac{\varphi_1}{(t-\alpha\beta)^{2\alpha+1}} - V_1 \right].$$

$$\frac{3\alpha^2}{(t-\alpha\beta)^2} = \rho, \tag{34}$$

$$\rho = \frac{3\alpha^2(\alpha-1)}{4n(t-\alpha\beta)^2} - \frac{3\alpha^{2-3n}(\alpha-1)^{1-n}}{4 \cdot 24^n \gamma n(n-1)(t-\alpha\beta)^{2-4n}} \cdot$$

$$\cdot \left[\frac{\varphi_0^2}{(t-\alpha\beta)^{2\alpha}} \left(\frac{3}{2\sigma^2(t-\alpha\beta)^{2\alpha}} - \frac{5\alpha-1}{2(\alpha-1)} + \frac{\varphi_1}{\varphi_0^2(t-\alpha\beta)} \right) - V_1 \right],$$

где $\alpha, \beta, \gamma, \sigma, n, \varphi_0, \varphi_1$ – произвольные постоянные, V_1 – постоянная интегрирования.

Исходя из полученных решений, получены значения космографических параметров

$$q = -\frac{\ddot{a}a}{\dot{a}^2} = \frac{1}{\alpha} - 1,$$

$$j = 1 - \frac{3}{\alpha} + \frac{2}{\alpha^2},$$

$$s = 1 - \frac{6}{\alpha} + \frac{11}{\alpha^2} - \frac{6}{\alpha^3},$$

$$l = 1 - \frac{10}{\alpha} + \frac{35}{\alpha^2} - \frac{50}{\alpha^3} + \frac{24}{\alpha^4}.$$

При сравнении космографических параметров видно, что у первой и второй модели они равны друг другу, что говорит о том, что кинематика расширения Вселенной в обеих моделях одинакова. Это также следует и из того, что обе модели содержат масштабный фактор со степенной зависимостью от времени.

$$\omega = -1 + \frac{2}{3\alpha}. \qquad (35)$$

Параметры уравнения состояния ω в двух моделях совпадают. Как и в предыдущей модели, энергетические условия NEC, WEC и DEC соблюдены, но не соблюдается SEC.

Сравнение результатов двух моделей. Обсуждение

Исходя из полученных в (20) результатов для первой модели и в (31) для второй модели, сравним зависимость скалярного поля от времени на рис.1.

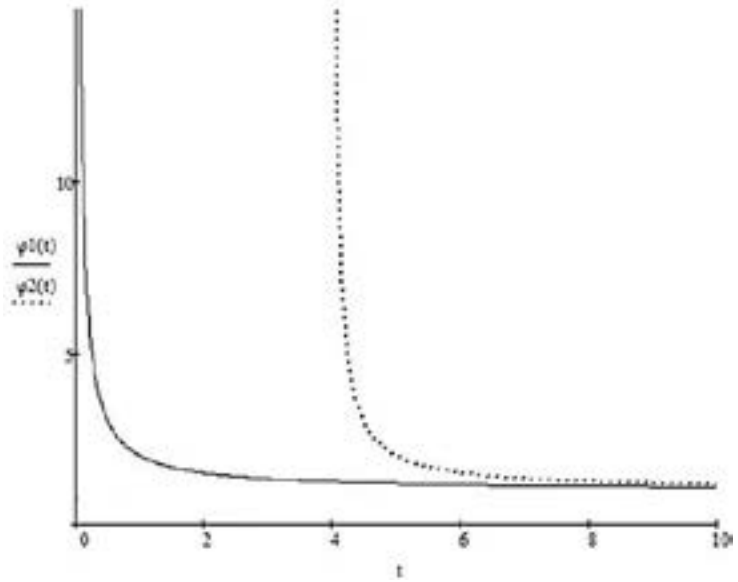


Рисунок 1 – Зависимость скалярного поля $\varphi(t)$ от космологического времени t.

Давление и плотность энергии у моделей различна, для оценки различий приведены графики с зависимостью от времени. На рис.2 показано давление первой и второй моделей. На рис.3 графики плотностей первой и второй моделей.

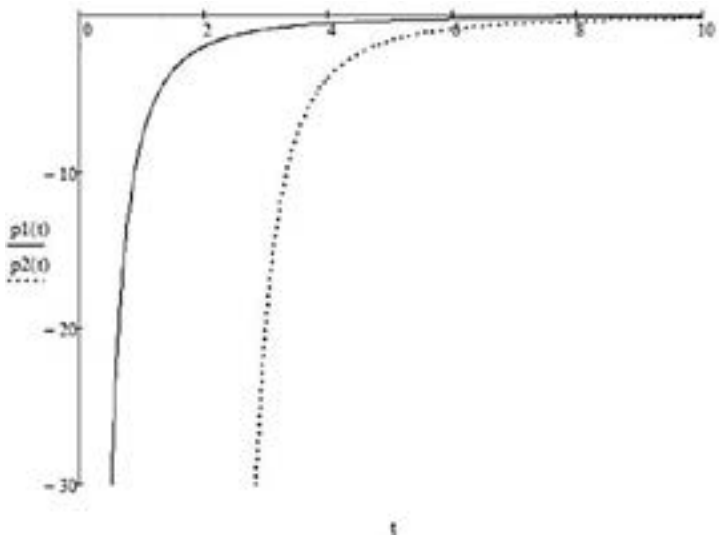


Рисунок 2 – Зависимость давления $p(t)$ от космологического времени t

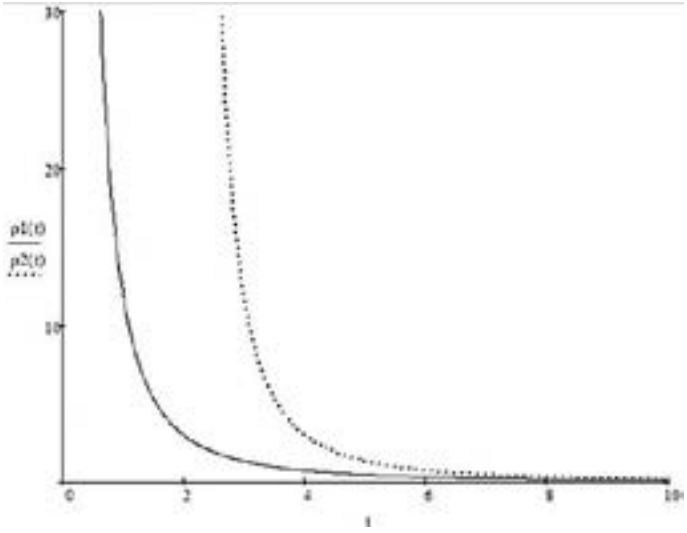


Рисунок 3 – Зависимость плотности энергии $\rho(t)$
от космологического времени t

Как видно на рис.2 давление и первой, и второй модели соответствуют наблюдаемым данным и находятся в отрицательной части координат, что говорит об отрицательном давлении, следовательно, и о расширении Вселенной. Так как давление в обеих моделях со временем стремится к нулю, то есть растет, Вселенная расширяется ускоренно. Давление второй модели отличается от первой сдвигом по оси времени, однако скорость изменения давления у обеих моделей одинаковое, следовательно, расширение в рамках первой модели идентично второй. На рис.3 наблюдается аналогичная картина, плотность энергии в обеих моделях отличаются небольшим сдвигом по оси времени. Уменьшение плотности энергии также говорит об ускорено расширяющейся Вселенной, что подтверждает реалистичность моделей. Положительные значения плотностей энергии показывает частичное соблюдение энергетических условий WEC и DEC. Для сравнения остальных энергетических условий исследуемых моделей используем (26-29), а именно:

1. Неравенство $\rho + p \geq 0$, являющееся первым условием в (26-28).

2. Неравенство $\rho + 3p \geq 0$, являющееся вторым условием для SEC.

Также на графиках показано соблюдение энергетических условий NEC, WEC и DEC, а также несоблюдение условия SEC. На рис.4 показано неравенство $\rho + p \geq 0$ для первой и второй модели, на рис.5 показано неравенство $\rho + 3p \geq 0$.

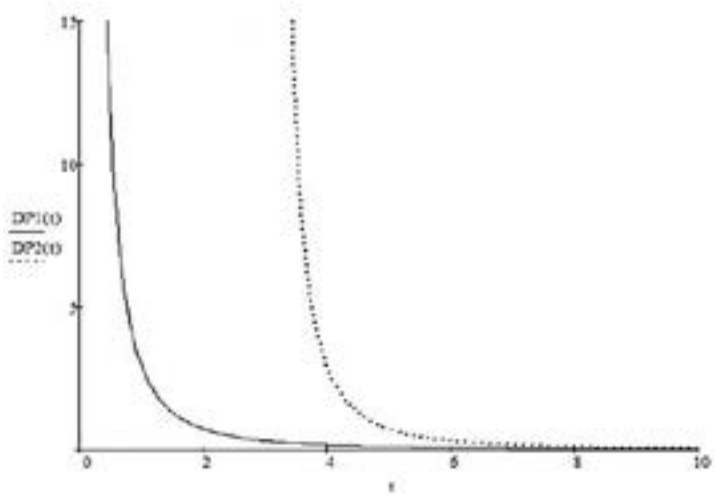


Рисунок 4 – Энергетические условия NEC, WEC и SEC и их соответствие первому неравенству, описанному в (26-28), где DP1(t) и DP2(t) – значения суммы плотности энергии и давления $(\rho + p)$ в зависимости от космологического времени

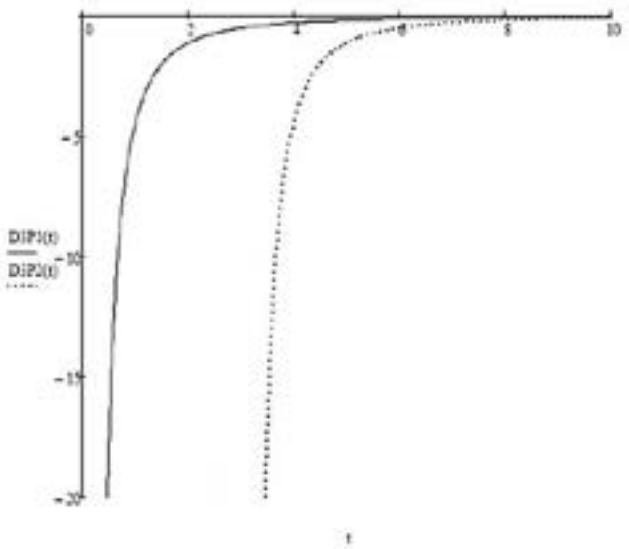


Рисунок 5 – Энергетическое условие SEC (второе неравенство), где D3P1(t) и D3P2(t) – значения суммы плотности энергии и давления $(\rho + 3p)$ в зависимости от космологического времени

Рис.4 явно демонстрирует, что неравенство соблюдаются и сумма давления и плотности энергии больше нуля, что говорит о соответствии энергетическим условиям (26-29), однако уже на рис.5 видно, что второе неравенство энергетического состояния SEC не соблюдается и значения суммы плотности энергии и давления отрицательны. Так как параметр SEC ограничивает компоненты Вселенной с большим значением отрицательной энергии, то в рамках исследуемой модели соблюдаться не должен, так как для ускоренного расширения Вселенной нужны компоненты компоненты с большим отрицательны давлением. Как показано на рис.2

в ранней стадии расширения давление было сильно отрицательным, что говорит о том, что относительно ранняя Вселенная расширялась намного быстрее, нежели нынешняя.

Заключение

В данной статье исследовалась модель $f(G)$ гравитации с компонентами скалярного и электромагнитного поля. Для исследования модели задано действие с соответствующей функцией Лагранжа. Получены уравнения движения в виде уравнений Фридмана (11-13), Максвелла (15) и Клейна-Гордона (14), для которых было найдено решение с двумя различными масштабными факторами. Первая модель включает в себя масштабный фактор со степенной зависимостью от времени (16). Для данной модели найдены решения (17-20) всех вышеуказанных уравнений. Получено значение параметра уравнения состояния (35) и космографических параметров (22-25). Проверено соблюдение энергетических условий (26-29). В ходе проверки соблюдения энергетических условий выяснилось, что NEC, WEC и DEC полностью соблюдаются, но не соблюдается условие SEC. Для модели с модифицированным степенным масштабным фактором получены те же результаты. Все полученные результаты соответствуют экспериментальным данным. Несоблюдение SEC также объясняет ускоренное расширение вселенной и не противоречит современным исследованиям. В ходе сравнения двух моделей выяснилось, что модель с модифицированным степенным масштабным фактором отличается от модели со стандартным степенным масштабным фактором сдвигом по оси времени, однако поведение функций идентично, что объясняется схожей математической природой двух моделей. В моделях полностью совпадают параметры уравнения состояния и космографические параметры, следовательно, влияние модификаций масштабного фактора со схожими зависимостями от времени исключается.

Благодарности

Данное исследование финансируется Комитетом науки Министерства образования и науки Республики Казахстан AP08052034.

Литература

1 Perlmutter S., Aldering G., Goldhaber G., Knop R.A., Nugent P., Castro P.G., Deustua S., Fabbro S., Goobar A., Groom D.E., Hook I. M., Kim A.G., Kim M.Y., Lee J.C., Nunes N.J., Pain R., Pennypacker C.R., Quimby R., Lidman C., Ellis R.S., Irwin M., McMahon R.G., Ruiz-Lapuente P., Walton N., Schaefer B., Boyle B.J., Filippenko A.V., Matheson T., Fruchter A.S., Panagia N., Newberg H.J.M. and Couch W.J. Measurements of and from 42 High-Redshift Supernovae //Astrophysical Journal. – 1999. – Vol. 517, №2. – P.564.

2 Riess A.G., Filippenko A.V., Challis P., Clocchiattia A., Diercks A., Garnavich P.M., Gilliland R.L., Hogan C.J., Jha S., Kirshner R.P., Leibundgut B., Phillips M.M., Reiss D., Schmidt B.P., Schommer R.A., Smith R.Ch., Spyromilio J., Stubbs Ch., Suntzeff N.B. and Tonry J. Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant //Astronomical Journal. – 1998. – Vol. 116, №3. – P. 1009.

3 Блинников С.И., Долгов А.Д. Космологическое ускорение //УФН. – 2019. – Т.189 (6). – С.561-602.

4 Рубаков В.А. Темная энергия во Вселенной //УФН. – 2010. – Т.181. – С.4-12.

5 Болотин Ю.Л., Ерохин Д.А., Лемец О.А. Расширяющаяся Вселенная: замедление или ускорение //УФН. – 2012. – Т.18, №9. – С.941-986.

6 Linder E.V. Einstein's Other Gravity and the Acceleration of the Universe //Physical Review D. – 2010. – Vol. 81, No 12. – P.7301.

7 Avsajanishvili O. Cosmological model of dark energy: theory and observations [Электр. ресурс]: view pdf. – Режим доступа: https://arxiv.org/pdf/1909.00366.pdf

8 Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. Серия: «Теоретическая физика» том II. – М., 1998. – 504 с.

9 Nojiri S., Odintsov S.D., Oikonomou V.K. Modified gravity theories on a nutshell: Inflation, bounce and late-time evolution //Physics Reports. – 2017. – Vol.692. – P.1-104.

10 Linder E.V. Einstein's Other Gravity and the Acceleration of the Universe //Physical Review D. – 2010. – Vol. 81, №12. – P.7304.

11 Armendariz-Picon C., Damour T., Mukhanov V.F. k-inflation // Physical Letters B. – 1999. – Vol. 458, №7. – P. 209-218

12 Myrzakulov R., Saez-Gomez D., Tureanu A. On the ΛCDM Universe in $f(G)$ gravity //General Relativity and Gravitation. – 2001. – Vol.43, №6. – P. 1671-1684.

13 Elizalde E., Myrzakulov R., Obukhov V.V., Saez-Gomez D. LambdaCDM epoch reconstruction from $F(R,G)$ and modified Gauss-Bonnet gravities // Classical and Quantum Gravity. – 2010. – Vol.27, №9. – P. 095007.

14 Bamba K., Odintsov S.D., Sebastiani L., ZerbiniS. Finite-time future singularities in modified Gauss–Bonnet and f(R,G) gravity and singularity avoidance // The European Physical Journal C. – 2010. –Vol.67 (1). – P. 295-310.

15 Farias I. S., Moraes P. H.R.S. Cosmography of the f(R,T) gravity theory [Электр. ресурс]: view pdf. – Режим доступа: https://arxiv.org/pdf/2108.09332.pdf

16 Rakhi R., Vijayagovindan G.V., Noble P.A., Indulekha K. A cosmological model with fermionic field and Gauss-Bonnet term // International Journal of Modern Physics A. – 2010. – Vol.25, №6. – P.1267-1278

17 Mahiich E., Amani A., Rampanzour M. A. Extended Bose-Einstein condensate dark matter in viscous Gauss-Bonnet gravity [Электр. ресурс]: view pdf. – Режим доступа: https://arxiv.org/pdf/2107.11827.pdf

18 De A., Loo T., Solanki R., Sahoo P. K. How a conformally flat $(GR)_4$ impacts gauss-Bonnet gravity? [Электр. ресурс]: view pdf. – Режим доступа: https://arxiv.org/pdf/2107.02889.pdf

19 Herrero-Valea M. The shape of Scalar Gauss-Bonnet gravity [Электр. ресурс]: view pdf. – Режим доступа: https://arxiv.org/pdf/2106.08344.pdf

20 Munyeshyaka A., Ntahompagaze J., Mutabazi T. Cosmological perturbations in f(G) gravity [Электр. ресурс]: view pdf. – Режим доступа: https://arxiv.org/pdf/2103.09597.pdf

21 Odintsov S. D., Oikonomou V. K., Fronimos F. P. Late-time cosmology of scalar-coupled f(R,G) gravity [Электр. ресурс]: view pdf. – Режим доступа: https://arxiv.org/pdf/2102.02239.pdf

22 Ilyas M. Compact stars in f(R, G, T) gravity [Электр. ресурс]: view pdf. – Режим доступа: https://arxiv.org/pdf/2012.02587.pdf

23 Martino I., De Laurentis M., Capoziello S. Tracing the cosmic history by Gauss-Bonnet gravity [Электр. ресурс]: view pdf. – Режим доступа: https://arxiv.org/pdf/2008.09856.pdf

24 Shekh S.H. Thermodynamical aspects of realistic hydrodynamics in f(R, G) gravity [Электр. ресурс]: view pdf. – Режим доступа: https://arxiv.org/pdf/1911.13260.pdf

25 Sanyal A.K., Sarkar Ch. The role of cosmological constant in f(R, G) gravity [Электр. ресурс]: view pdf. – Режим доступа: https://arxiv.org/pdf/1908.05680.pdf

26 Francesco Bajardi, Salvatore Capozziello f(G) Noether cosmology [Электр. ресурс]: view pdf. – Режим доступа: https://arxiv.org/abs/2005.08313

27 Sean Caroll. Spacetime and geometry. An introduction to General Relativity, 2004. – 526 с.

References

1 S. Perlmutter, G. Aldering, G. Goldhaber, et al, Astrophysical Journal, 2(517), 564 (1999).

2 A. G. Riess, A. V. Filippenko, et al, Astronomical Journal, 3(116), 1009 (1998).

3 S.I. Blinnikov, A.D. Dolgov, Uspekhi fizicheskikh nauk, 6(189), 561-602 (2019). (in Russ).

4 V.A. Rubakov, Uspekhi fizicheskikh nauk, 181, 4-12 (2010). (in Russ).

5 Yu.L. Bolotin, D.A. Yerokhin, O.A. Lemets, Uspekhi fizicheskikh nauk, 9(8), 941-986 (2012). (in Russ).

6 E.V. Linder, Physical Review D, 12(81), 7301 (2010).

7 O. Avsajanishvili, [Electronic resource]: view pdf. Access mode: https://arxiv.org/pdf/1909.00366.pdf

8 L.D. Landau, Ye.M. Lifshitz, Teoriya polya, Seriya: Teoreticheskaya fizika (Moscow, 1998), p. 504. (in Russ).

9 S. Nojiri, S.D. Odintsov, V. . Oikonomou, Physics Reports, 692, 1-104 (2017).

10 E.V. Linder, Physical Review D., 12(81), 7304 (2010).

11 C. Armendariz-Picon, T. Damour, V. K. Mukhanov, Physical Letters B., 7(458), 209-218 (1998).

12 R. Myrzakulov, D. Saez-Gomez, A. Tureanu, General Relativity and Gravitation, 6(43), 1671-1684 (2001).

13 E. Elizalde, R. Myrzakulov, V.V. Obukhov, D. Saez-Gomez, Classical and Quantom Gravity, 9(27), 295-310 (2010).

14 K. Bamba, S.D. Odintsov, L. Sebastiani, S. Zerbini, The European Physical Journal C., 1(67), 1267-1278 (2010).

15 I.S. Farias, P.H.R.S. Moraes, [Electronic resource]: view pdf. Access mode: https://arxiv.org/pdf/2108.09332.pdf

16 R. Rakhi, G.V. Vijayagovindan, P.A. Noble, K. Indulekha, International Journal of Modern Physics A., 6(25), 1267-1678 (2010).

17 E. Mahiich, A. Amani, M.A. Rampanzour, [Electronic resource]: view pdf. Access mode: https://arxiv.org/pdf/2107.11827.pdf

18 A. De, T. Loo, R. Solanki, P.K. Sahoo, [Electronic resource]: view pdf. Access mode: https://arxiv.org/pdf/2107.02889.pdf

19 M. Herrero-Valea, [Electronic resource]: view pdf. Access mode: https://arxiv.org/pdf/2106.08344.pdf

20 A. Munyeshyaka, J. Ntahompagaze, T. Mutabazi, [Electronic resource]: view pdf. Access mode: https://arxiv.org/pdf/2103.09597.pdf

21 S. D. Odintsov, V. K. Oikonomou, F. P. Fronimos, [Electronic resource]: view pdf. Access mode: https://arxiv.org/pdf/2102.02239.pdf

22 M. Ilyas, [Electronic resource]: view pdf. Access mode: https://arxiv.org/pdf/2012.02587.pdf

23 I. Martino, M. De Laurentis, S. Capoziello, [Electronic resource]: view pdf. Access mode: https://arxiv.org/pdf/2008.09856.pdf

24 S. Shekh, [Electronic resource]: view pdf. Access mode: https://arxiv.org/pdf/1911.13260.pdf

25 A.K. Sanyal, Ch, Sarkar, [Electronic resource]: view pdf. Access mode: https://arxiv.org/pdf/1908.05680.pdf

26 F. Bajardi, S. Capozziello [Electronic resource]: view pdf. – Access mode: https://arxiv.org/abs/2005.08313

27 Sean Caroll Spacetime and geometry, An introduction to General Relativity, 2004, 526 c, ISBN 0-8053-8732-3

МРНТИ 41.29.17; 41.29.33 https://doi.org/10.26577/RCPh.2022.v80.i1.03

А.А. Солодовник, П.И. Леонтьев, Б.М. Усеинов*

Северо-Казахстанский университет им. М. Козыбаева, Казахстан, г. Петропавловск
*e-mail: buseinov@gmail.com

ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ ВСЕЛЕННОЙ, ИСХОДЯ ИЗ СВЯЗИ ИНЕРТНОЙ И ГРАВИТАЦИОННОЙ МАСС

Рассматривается вопрос о физической взаимосвязи понятий инертной и гравитационной масс. Показано отсутствие единого мнения о пути его решения. На основании предположения о природе инертной массы, как результата взаимодействия выделенного тела со всеми объектами Вселенной, в рамках стандартных представлений о её свойствах последовательно оцениваются некоторые общие физические характеристики Мегамира. При этом в соответствии с основными положениями современной космологии применяется представление о равномерном распределении материи в ранней Вселенной, которое в целом сохраняется для текущего её состояния. Кроме этого используется предположение о её сферической симметрии, что допустимо с точки зрения большей части космологических моделей. На основании гипотезы о равенстве полной энергии покоя тела и полной гравитационной энергии его взаимодействия с остальными телами Мегамира предлагается к рассмотрению масштабный фактор, связывающий массу и радиус Вселенной. На основании его применения последовательно оцениваются некоторые общие параметры Вселенной. При этом полученные оценки её массы, количества звёзд и галактик в ней, а также средней плотности вещества во Вселенной вполне согласуются с результатами космологических исследований, выполненных путём анализа наблюдательных данных и с гипотезой «больших чисел Дирака». Предлагаются некоторые пути практического применения полученных результатов.

Ключевые слова: масса инертная, инерция, масса гравитационная, космологические свойства Вселенной, масштабный фактор, масса Вселенной, средняя плотность вещества, число галактик, тёмная материя, гипотеза больших чисел Дирака.

A.A. Solodovnik, P.I. Leontiev, B.M. Useinov*

M. Kozybayev North Kazakhstan university, Kazakhstan, Petropavlovsk
*e-mail: buseinov@gmail.com

Estimation of the Universe parameters based on the relation of inert and gravitational masses

The question of the physical relationship between the concepts of inert and gravitational masses is considered. The lack of a consensus on the way to solve it is shown. Based on the assumption about the nature of the inert mass, as a result of the interaction of the selected body with all objects of the Universe, some general physical characteristics of the Metagalaxy are consistently evaluated within the framework of standard ideas about its properties. At the same time, in accordance with the basic provisions of modern cosmology, the idea of a uniform distribution of matter in the early universe is applied, which is generally preserved for its current state. In addition, the assumption of its spherical symmetry is used, which is acceptable from the point of view of most cosmological models. On the basis of the hypothesis of equality of the total rest energy of the body and the total gravitational energy of its interaction with the rest of the bodies of the Metagalaxy, a scale factor connecting the mass and radius of the Universe is proposed for consideration. Based on its application, some general parameters of the universe are consistently estimated. At the same time, the obtained estimates of its mass, the number of stars and galaxies in it, as well as the average density of matter in the universe are quite consistent with the results of cosmological studies performed by analyzing observational data and with the hypothesis of "large Dirac numbers". Some ways of practical application of the obtained results are suggested.

Key words: inertial mass, inertia, gravitational mass, cosmological properties of the Universe, scale factor, mass of the Universe, average density of matter, number of galaxies, dark matter, Dirac's large-number hypothesis.

 © 2022 Al-Farabi Kazakh National University

А.А. Солодовник, П.И. Леонтьев, Б.М. Усеинов*
М. Қозыбаев атындағы Солтүстік Қазақстан университеті, Қазақстан, Петропавл қ.
*e-mail: buseinov@gmail.com

Инертті және гравитациялық массалардың байланысы негізінде Ғаламның параметрлерін бағалау

Инертті және гравитациялық массалар ұғымдарының физикалық өзара байланысы туралы мәселе қарастырылады. Ол мәселені шешу жолы туралы бірыңғай пікірдің жоқтығы көрсетілген. Бөлінген дененің Ғаламның барлық объектілерімен өзара әрекеттесуінің нәтижесі ретінде инертті массаның табиғаты туралы болжамға сүйене отырып, Мегамирдің кейбір жалпы физикалық сипаттамалары оның қасиеттері туралы стандартты идеялар аясында дәйекті түрде бағаланады. Сонымен қатар, қазіргі космологияның негізгі ережелеріне сәйкес, ерте Ғаламда материяның біркелкі таралу идеясы қолданылады, ол тұтастай алғанда оның қазіргі жағдайы үшін сақталады. Бұдан басқа, космологиялық модельдердің көпшілігі тұрғысынан қолайлы болатын оның сфералық симметриясы туралы болжам қолданылады. Дененің толық тыныштық энергиясының және оның Мегамирдің басқа денелерімен әрекеттесуінің толық гравитациялық энергиясының теңдігі туралы гипотезаға сүйене отырып, Ғаламның массасы мен радиусын байланыстыратын масштабты факторды қарастыру ұсынылады. Оны қолдану негізінде ғаламның кейбір жалпы параметрлері дәйекті түрде бағаланады. Сонымен қатар, оның массасын, ондағы жұлдыздар мен галактикалар санын, сондай-ақ Ғаламдағы заттардың орташа тығыздығын бағалау бақылау деректерін талдау арқылы жасалған космологиялық зерттеулердің нәтижелеріне және «Дирактың үлкен сандар» гипотезасына толық сәйкес келеді. Нәтижелерді практикалық қолданудың кейбір жолдары ұсынылады.

Түйін сөздер: инертті масса, инерция, гравитациялық масса, Ғаламның космологиялық қасиеттері, масштабты фактор, Ғаламның массасы, заттың орташа тығыздығы, галактикалар саны, қараңғы материя, Дирактың үлкен сандар гипотезасы.

Введение

Физическая природа массы всегда привлекала внимание исследователей и по этой причине рассмотрена в значительном числе научных работ. Как известно, постулат эквивалентности гравитационной и инертной масс лежит в основе общей теории относительности. Экспериментально это положение проверено и подтверждено в ряде фундаментальных работ, выполненных как на масштабах микрообъектов, так и в области тел космических масштабов. При этом достигнута очень высокая точность результата (вплоть до 10^{-14}) [1-4], однако, проблема выявления природы связи гравитирующей и инертной массы ещё далека от устраивающего всех решения.

Содержательный обзор по проблематике природы инертной массы приводится в одной из недавних работ N.B. Butto Nader [5], где обсуждаются как исторические аспекты этого вопроса, так и новейшие идеи в этой области. В указанной статье приводится также обоснование новой теории, объясняющей механизм проявления инерции как результат действия сопротивления между движущимися телами и статическим вакуумом. При этом последняя субстанция рассматривается как жидкость с измеримой плотностью, которую способно увлекать любое движущееся тело. Сложность такого подхода состоит в отсутствии единства взглядов представителей физической науки на природу вакуума. Теория, которую рассматривает автор, базируется на представлениях о вакууме как «океане» виртуальных квантовых частиц, восходящих к работам Дирака [6]. При этом «сопротивление» движению материальных тел возникает как результат взаимодействия заряженных частиц «нашего» мира с виртуальными частицами вакуума. Подход автора в определённой мере напоминает теорию увлечения эфира и, конечно же, не может не вызывать ряда вопросов.

Альтернативой такому подходу, согласно мнению ряда авторов [7-9], является трактовка феномена инертной массы (по крайней мере, её численного значения) как результат гравитационного взаимодействия любого тела или частицы со всей Вселенной (всеми составляющими её телами и их системами). Такой подход в наиболее полной форме излагается в физике в рамках известного принципа Маха [9, 10]. В самом деле, любому физику близко, и до очевидности понятно условие равновесия некоторого выделенного тела. Что же тогда есть изменение этого состояния – появление ускорения –

как не нарушение равновесного состояния тела, взаимодействующего со всеми объектами Вселенной. Соответствующие силы противодействия, возникающие при этом, могут восприниматься как инертность тела. Качественной иллюстрацией такой трактовки инерции могут служить силы поверхностного натяжения, только в нашем случае под поверхностью следует скорее понимать некоторое текущее состояние Вселенной во времени. При этом внешнее воздействие, стремящееся изменить положение тела относительно такой гипотетической поверхности, естественным образом предполагает затрату энергии в противовес действию вселенской системы в целом, направленному на сохранение равновесного состояния рассматриваемого объекта. Рассмотрим некоторые любопытные свойства и следствия, которые можно получить, базируясь на таком представлении о природе инертности (и массы) тела.

Методика исследования

Исходя из общих соображений, можно принять за физически справедливый такой подход, что эйнштейновская полная энергия покоя тела может быть увязана с полной гравитационной энергией его взаимодействия со всеми остальными телами Вселенной. Её можно представить для оценочных вычислений в максимально простом виде:

$$m_0 \cdot c^2 = G\frac{m_0 \cdot M}{R}, \qquad (1)$$

где m_0 – масса покоя тела, M и R – масса и радиус Вселенной.

Разумеется, такой упрощённый подход не может не вызывать вопросы. Нам представляется, что основой для применения подобного взгляда можно полагать один неоспоримый научный факт и одно довольно распространённое представление о свойствах Вселенной.

Первое, это высокая степень изотропности реликтового излучения, что космология связывает с равномерностью распределения массы во Вселенной даже на самых ранних стадиях её эволюции, а на масштабах Метагалактики и в настоящее время [11, 12].

Второе и самое сложное представление касается формы Вселенной, о которой у нас нет никаких надёжных сведений. В современных работах по космологии дискуссии на эту тему в самом разгаре, причиной тому недостаток наблюдательных данных. Близко к теме о форме Вселенной (справедливее говорить пока о Метагалактике) звучит вопрос о её геометрии. И здесь часто встречается термин «плоская Вселенная». При этом речь идёт о траектории световых лучей на сравнительно небольшом по сравнению с размером Вселенной расстоянии. В том случае если речь идёт о конечной по размерам Вселенной, то и «плоская Вселенная» имеет форму тороида или бутылки Клейна для воображаемого внешнего наблюдателя. Тем не менее, до тех пор, пока наши наблюдения ограничены только частью целого, мы не можем определить глобальную геометрию целого посредством измерений.

Кроме того, говорить о форме Вселенной в определённый момент времени достаточно наивно с точки зрения современных теорий гравитации. Единственной опорой единому координатно временному базису может быть только реликтовое излучение. В этом плане достаточно наглядна модель Милна [10], в которой для любого заданного момента $t > 0$ координатного времени (при условии, что у Большого взрыва $t = 0$) вся Вселенная ограничена сферой с радиусом равным произведению скорости света на возраст Вселенной. То есть модель расширяющейся Вселенной вполне можно представить широко распространённой иллюстрацией в виде расширяющейся сферической оболочки. Определённый интерес в этой связи представляет работа, посвящённая анализу данных миссии «Планк» в которой сделан вывод о возможной положительной кривизне и замкнутости Вселенной в отличие о плоской геометрии [12]. Таким образом, не будет большим противоречием принять в качестве упрощенной модели представление о сферичности Вселенной или, по крайней мере, Метагалактики. Если принять её в качестве рабочей модели, то формула (1) приобретает достаточную для дальнейших рассуждений обоснованность [14].

Исходя из изложенного выше, нетрудно обосновать предложение о наличии некого масштабного фактора, описывающего наш Мегамир и определяемого соотношением фундаментальных констант:

$$\frac{M}{R} = \frac{c^2}{G} = 1{,}35 \cdot 10^{27}\,\frac{кг}{м}. \qquad (2)$$

Эта величина имеет, скорее всего, универсальный физический характер, а, кроме того,

как будет показано далее, обладает и предсказательным потенциалом. Для иллюстрации этого тезиса можно воспользоваться справочными данными об основных космологических параметрах. К их числу следует отнести оценочный радиус Метагалактики, её массу, среднюю плотность вещества, количество звёзд и галактик. Наиболее точные значения первого параметра получены путём применения закона Хаббла к определению расстояний до объектов с предельно большим красным смещением. Однако, нельзя быть уверенными в том, что современным телескопам доступны объекты, образно говоря, находящиеся «на краю Вселенной». Поэтому оценку размеров Вселенной вполне оправдано связать с её возрастом.

Масса барионного вещества во Вселенной оценивается в фотометрических исследованиях галактик в рамках заданной функции светимости звёзд и галактик. Оценки количество тёмной материи во Вселенной достигнуты применением методов звёздной динамики, распространённых на отдельные галактики и их системы, вплоть до скоплений галактик. При этом остальные из названных выше параметров являются производными результатами исследований в области внегалактической астрономии.

Таблица 1 – Важнейшие космологические параметры Вселенной

Параметр	Численное значение	Ссылки
Расстояние до самых далеких объектов	12,5 – 13,4 млрд. св. лет	14, 15
Возраст Вселенной	13,7 – 13,8 млрд. св. лет	14, 15
Масса Вселенной	$\sim 10^{53}$ кг	14, 15, 20, 21
Количество звёзд во Вселенной	$\sim 10^{22} - 10^{24}$	15, 16, 19, 21
Количество галактик во Вселенной	$\sim 10^{11} – 10^{12}$	15, 20
Средняя плотность Вещества во Вселенной	$\sim 10^{-28}$ кг/м^3	14, 15, 20, 21
Критическая плотность вещество во Вселенной	$9{,}31 \cdot 10^{-27}$ кг/м^3	14, 15, 20, 21

Тогда, задаваясь значением радиуса Вселенной, который согласуется и с её возрастом (примерно 13,7 млрд. световых лет [16-18]), можно оценить массу Вселенной. Следуя формуле (2), она составит около $1{,}75 \cdot 10^{53}$ кг. Если выразить эту величину в массах Солнца, то оценочное количество звёзд во Вселенной составит примерно $8{,}8 \cdot 10^{22}$. Отсюда можно оценить и общее количество галактик во Вселенной, полагая, что в средней галактике содержится около 100 миллиардов звёзд [17]. Скорее эта величина несколько завышена с учётом большого числа карликовых галактик, но в данном случае интересен сам результат, который можно сопоставить с имеющимися космологическими данными.

В итоге получим, что Вселенная может содержать около 10^{12} галактик, что в целом близко к имеющимся в настоящее время оценкам ($10^{11} - 10^{12}$ [17]). Однако, учитывая, что преобладающий вклад в гравитирующую массу Вселенной имеет не вещество, а тёмная материя (не касаясь рассмотрения её природы), в соотношении примерно от 1:5 до 1:6 [19 -21], что отражено на рисунке 1, придётся снизить оценочную величину числа галактик до единиц сотен миллиардов.

Рисунок 1 – Оценочное соотношение известных и гипотетических видов материи во Вселенной

Базируясь на самых общих соображениях, можно попытаться примерно оценить и некоторые другие параметры Вселенной. Так, полагая равенство (с точностью до множителя порядка единиц) энергии вращения Вселенной и её гравитационной энергии (что не противоречит общим физическим соображениям – теореме о вириале [22]), имеем

$$\frac{MR^2\omega^2}{2} = G\frac{M^2}{R}, \quad (3)$$

отсюда

$$\omega = \sqrt{\frac{2GM}{R^3}}. \quad (4)$$

Подставляя указанные выше оценочные значения массы Вселенной и данные о её радиусе Вселенной в полученную формулу угловой скорости вращения Вселенной, получим, что она не может быть более, чем $\omega \sim 2{,}4\cdot10^{-18}$ рад/с. При этом возможный период её вращения составит не менее 83 миллиардов лет. Заметим, что в рамках представления об увлечении физического вакуума (в который может быть погружена наблюдаемая Вселенная) движущимися телами, сама постановка вопроса о наличии вращения Вселенной лишена смысла.

Обсуждение

Нельзя обойти вниманием и такой важнейший космологический параметр как величина средней плотности <ρ> Вселенной. В рамках допущенных предположений она составит примерно $2{,}23\cdot10^{-29}$ кг/м^3. Эта величина оказывается очень близкой к оценкам средней плотности барионного вещества во Вселенной, полученным по астрофизическим данным [23]. В то же время в полученную оценку плотности наряду с обычным барионным веществом (звёзды и газ) включена и тёмная материя. При этом средняя плотность остаётся существенно ниже её критического значения для Вселенной [24]. То есть, в рамках изложенного предположения можно говорить о Вселенной открытого типа, которой предстоит в будущем неограниченно расширяться. Таким образом, в целом можно констатировать неплохое соответствие полученных оценок современным данным космологических исследований.

Ещё один интересный аспект рассматриваемого подхода имеет онтологический характер. Так если выразить массу Вселенной через массу протона, то получится число порядка 10^{80}, то есть величина удивительно близкая ко второй степени «большого числа» Дирака [25]. Разумеется, такой результат нельзя рассматривать как некое доказательство справедливости рассматриваемого предположения. Но этот результат в определённой мере гармонизирует цепочку изложенных выше рассуждений.

Выводы

Подводя итоги изложенного, можно констатировать, что высказанное в нашей работе предположение и полученные на его основе оценочные результаты в определенной степени снимают проблему соотношения гравитирующей и инертной массы. Явление инерции становится лишь следствием общего взаимодействия рассматриваемого тела известной массы со всеми объектами Вселенной (главным образом с тёмной материей), то есть следствием его физически равновесного состояния. В этом свете немногочисленные примеры практически безынерционного движения (типа манёвров летающих объектов неизвестной природы), избегая обсуждения степени их достоверности, в перспективе можно объяснить с позиций временной несвязанности таких объектов с другими телами Вселенной.

Не исключено, что предложенный в работе масштабный фактор (2) в дальнейшем получит более полное физическое истолкование и применение.

Литература

1 Schlamminger S., Choi K.-Y., Wagner T. A., Gundlach J. H., and Adelberger E. G. Test of the Equivalence Principle Using a Rotating Torsion Balance // Phys. Rev. Lett. – 2008. – Vol.100, Iss. 4. – Art.No 041101.

2 Турышев С.Г. Экспериментальные проверки общей теории относительности: недавние успехи и будущие направления исследований //УФН. – 2009. – Т.179, № 1. – С.3-34.

3 Touboul P. et al. The MICROSCOPE mission: first results of a space test of the Equivalence Principle // Phys. Rev. Lett. – 2017. – Vol. 119, Iss. 23. – Art.No 231101.

4 Окунь Л.Б., Понятие массы //Успехи физических наук. – 1989. – Т.158, вып. 3. – С.511-530.

5 Petah-Tikva N.B. The Nature and Origin of Inertia //Journal of High Energy Physics, Gravitation and Cosmology. – 2021. – Vol.7 No.2.

6 Maurice Dirac, P.A. A Theory of Electrons and Protons. Proceedings of the Royal Society of London, Series A. – 1930. – Vol.126. – P.360-365.

7 Raine D.F. Mach's principle in general relativity // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 1975. – Vol.171, Iss.3. – P.507-528.

8 Sciama D.W. On the origin of inertia //Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 1953. – Vol.113, Iss.1. – P.34-42.

9 Владимиров Ю.С., Бабенко И.А. Принцип Маха //Метафизика. – 2016. – № 3 (21). – С.86-99.

10 Raine D.J. Mach's Principle in General Relativity //Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 1975. – Vol.171, Iss3. – P.507-528.

11 Насельский П.Д., Новиков Д.И., Новиков И.Д. Реликтовое излучение Вселенной. – М.: Наука, 2003. – 390 с.

12 Di Valentino E., Melchiorri A., Silk J. Planck evidence for a closed Universe and a possible crisis for cosmology // Nature Astronomy. – 2020. – Vol.4. – P.196–203.

13 Milne E. A. Kinematic Relativity //The Mathematical Gazette. – 1949. –Vol. 33, No. 306. – P.304-306.

14 Bonnet-Bidaud J.M. The Diffuse Light of the Universe – On the Microwave Background Before and After Its Discovery: Open Questions // Foundations of Physics. – 2017. – URL: https://arxiv.org/abs/1701.01017.

15 Ландау Л. ., Лифшиц Е.М. Теория поля. – М.: Физматлит, 2006. – 534 с.

16 Сильченко О.К. Происхождение и эволюция галактик / ред. В. Г. Сурдин. — Фрязино: Век 2, 2017. – 224 с.

17 Галактики /ред.-сост. Сурдин В.Г. – М.: Физматлит, 2013. – 432 с.

18 Звёзды /ред.-сост. Сурдин В.Г. – М.: Физматлит, 2013. – 428 с.

19 Эйнасто Я., Чернин А. Д. Тёмная материя и тёмная энергия. – М.: Век-2, 2018. – 176 с.

20 Bertone G., Tait T. M. P. A new era in the search for dark matter // Nature. – 2018. – Vol. 562. – P.51-56.

21 Christopher J. Conselice, Aaron Wilkinson, Kenneth Duncan, Alice Mortlock. The Evolution of Galaxy Number Density at z < 8 and its Implications // Astrophysics. Astrophysics of Galaxies. – 2016. – URL: https://arxiv.org/abs/1607.03909.

22 Fedosin, S.G. The virial theorem and the kinetic energy of particles of a macroscopic system in the general field concept // Continuum Mechanics and Thermodynamics: journal. — 2016. — Vol. 29, no. 2. – P.361-371.

23 Нагирнер Д.И. Элементы космологии: Учебное пособие. – СПб.: Изд-во С.-Пб. ун-та, 2001. – 55 с.

24 Засов А.В., Постнов К.А. Общая астрофизика. – Фрязино: Век 2, 2016. – 576 с.

25 Unzicker A.A. Look at the Abandoned Contributions to Cosmology of Dirac, Sciama and Dicke // Annalen der Physik. – 2009. – Vol. 18. – № 1. – P.57-70.

References

1 S. Schlamminger, K.-Y. Choi, T.A. Wagner, J.H. Gundlach, and E.G. Adelberger, Phys. Rev. Lett., 100 (4), 041101 (2008).

2 S.G. Turyshev, UFN, 179 (1), 3-34 (2009). (in Russ).

3 Pierre Touboul et al., Phys. Rev. Lett., 119 (23), 231101 (2017).

4 L.B. Okun, UFN, 158 (3), 511-530 (1989). (in Russ).

5 N. Butto, Journal of High Energy Physics, Gravitation and Cosmology, 7 (2), 761-772 (2021).

6 P.A.M. Dirac, Proceedings of the Royal Society of London, Series A, 126 (801), 360-365. (1930). https://doi.org/10.1098/rspa. 1930.0013.

7 D.F. Raine, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 171 (3), 507-528 (1975).

8 D.W. Sciama, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 113 (1), 34-42 (1953).

9 Yu.S. Vladimirov, I.A. Babenko, Metaphysics, 3 (21), 86-99 (2016).

10 D.J. Raine, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 171 (3), 507-528 (1975).

11 P.D. Naselsky, D.I. Novikov, I.D. Novikov, Relic radiation of the Universe, (Moscow, Nauka, 2003), 390 p. (in Russ).

12 E. Di Valentino, A. Melchiorri, J. Silk, Nature Astronomy, 4, 196-203 (2020).

13 E.A. Milne, The Mathematical Gazette, 33 (306), 304-306 (1949).

14 J.M. Bonnet-Bidaud, Foundations of Physics, (2017). https://arxiv.org/abs/1701.01017.

15 L.D. Landau, E.M. Lifshits, Field theory, (Moscow, Fizmatlit, 2006), 534 p. (in Russ).

16 O.K. Silchenko, Origin and evolution of galaxies, Ed. V.G. Surdin, (Fryazino, Century 2, 2017), 224 p. (in Russ).

17 Galaxies, Ed.-comp. V.G. Surdin, (Moscow, Fizmatlit, 2013), 432 p. (in Russ).

18 Stars, Ed.-comp. V.G. Surdin, (Moscow, Fizmatlit, 2013), 428 p. (in Russ).

19 Ya. Einasto, A.D. Chernin, Dark matter and dark energy, (Moscow, Vek-2, 2018), 176 p. (in Russ).

20 G. Bertone, T.M.P. Tait, Nature, 562, 51-56 (2018).

21 C.J. Conselice, A. Wilkinson, K. Duncan, A. Mortlock, Astrophysics. Astrophysics of Galaxies, 2016. https://arxiv.org/abs/1607.03909.

22 S.G. Fedosin, Continuum Mechanics and Thermodynamics, 29 (2), 361-371 (2016).

23 D.I. Nagirner, Elements of Cosmology: A textbook, (St. Petersburg, Publishing House of S.-Pb. University, 2001), 55 p. (in Russ).

24 A.V. Zasov, K.A. Postnov, General astrophysics, (Fryazino, Century 2, 2016), 576 p. (in Russ).

25 A.A. Unzicker, Annalen der Physik, 18 (1), 57-70 (2009).

2-бөлім

КОНДЕНСИРЛЕНГЕН КҮЙ ФИЗИКАСЫ ЖӘНЕ МАТЕРИАЛТАНУ ПРОБЛЕМАЛАРЫ. НАНОҒЫЛЫМ

Section 2

CONDENSED MATTER PHYSICS AND MATERIALS SCIENCE PROBLEMS. NANOSCIENCE

Раздел 2

ФИЗИКА КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ И ПРОБЛЕМЫ МАТЕРИАЛОВЕДЕНИЯ. НАНОНАУКА

МРНТИ 29.19.16 https://doi.org/10.26577/RCPh.2022.v80.i1.04

Д.О. Мурзалинов*, Б.А. Ракыметов,
Б.А. Байтимбетова, А.А. Шайкенова,
Д.А. Муратов

Satbayev University, Физико-технический институт, Казахстан, г.Алматы
*e-mail: dan_collaps@mail.ru

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СВОЙСТВ ПАРАМАГНИТНЫХ ЦЕНТРОВ НИТРИДА КРЕМНИЯ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ УСЛОВИЯХ ТЕРМИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ

Исследование процесса формирования парамагнитных светоизлучающих частиц на основе материала, хорошо интегрированного в планарную кремниевую технологию, является актуальной задачей. Нитрид кремния широко используется в качестве изолирующего и пассивирующего слоя благодаря диэлектрическим свойствам и из-за высокого энергетического барьера на границе раздела сред. Методом PECVD были получены образцы $SiN_x/SiO_2/Si$, в которых обнаружены парамагнитные центры. Особенностью этого метода является осаждение при низких температурах (250-300°C), что приводит к образованию связей с водородом. При дальнейшем отжиге водород испаряется и образуются частицы с оборванными связями. Интересным является факт обнаружения сигнала в слабых полях. Длительный печной отжиг в среде Ar при 800°C не изменяет параметры сигнала между третьей и четвертой компонентой марганца, однако сигнал в слабых полях снижается. Термическая обработка при 1100°C в среде Ar преобразует сигнал между третьей и четвертой компонентой марганца и восстанавливает сигнал в слабых полях. Природа данных сигналов соответствует суперпозиции K и N излучательных центров. В зависимости от температуры отжига образца сигнал в слабых полях существенно уменьшается.

Ключевые слова: метод PECVD, нитрид кремния, термическая обработка, парамагнитные центры, оборванные связи.

D.O. Murzalinov*, B.A. Rakymetov,
B.A. Baitimbetova, A. Shaikenova, D.A. Muratov

Satbayev University, Institute of Physics and Technology, Kazakhstan, Almaty
*e-mail: dan_collaps@mail.ru

Determination of the properties of paramagnetic centers of silicon nitride, under various conditions of heat treatment

Investigation of the process of formation of paramagnetic light-emitting particles based on the material. Silicon nitride is widely used as an insulating and passivating layer due to its dielectric properties **and due to its high interface barrier. The PECVD method was used to obtain SiNx/SiO2/Si samples, in** which paramagnetic centers were found. A feature of this method is deposition at low temperatures (250-300 °C), which leads to the formation of bonds with hydrogen. Upon further annealing, hydrogen evaporates and dangling particles are formed. An interesting fact is the detection of a signal in weak fields. Long-term furnace annealing in Ar at 800 °C does not change the signal parameters between the third and fourth manganese components; however, the signal in weak fields decreases. Heat treatment at 1100 °C in an Ar medium converts the signal between the third and fourth manganese components and restores the signal in weak fields. The nature of the data corresponds to the signals of the superposition of K and N emitting centers. Depending on the sample annealing temperature, the signal in weak fields is insignificant.

Key words: PECVD method, silicon nitride, heat treatment, paramagnetic centers, dangling bonds.

 © 2022 Al-Farabi Kazakh National University

Д.О. Мурзалинов*, Б.А. Рақыметов,
Б.А. Байтімбетова, А. Шайкенова, Д.А. Мұратов
Satbayev University, Физика-техникалық институты, Қазақстан, Алматы қ.
*e-mail: dan_collaps@mail.ru

Термиялық өңдеудің әртүрлі жағдайларында кремний нитридінің парамагниттік орталықтарының қасиеттерін анықтау

Планарлы кремний технологиясына жақсы біріктірілген материал негізінде парамагниттік жарық шығаратын бөлшектерді қалыптастыру процесін зерттеу өзекті мәселе болып табылады. Кремний нитриді диэлектрлік қасиеттеріне байланысты және интерфейстегі энергияның жоғары тосқауылына байланысты оқшаулағыш және пассивті қабат ретінде кеңінен қолданылады. PECVD әдісімен парамагниттік орталықтар табылған SiN_x / SiO_2 / Si үлгілері алынды. Бұл әдістің ерекшелігі-төмен температурада тұндыру (250-300 °C), бұл сутегімен байланыстың пайда болуына әкеледі. Қосымша күйдіру кезінде сутегі буланып, ілінетін бөлшектер пайда болады. Әлсіз өрістерде сигналды анықтау фактісі қызықты. 800°C температурада Ar ортасында ұзақ уақыт пешті тазарту марганецтің үшінші және төртінші компоненті арасындағы сигнал параметрлерін өзгертпейді, бірақ әлсіз өрістердегі сигнал азаяды. Ar ортасында 1100 °C кезінде термиялық өңдеу марганецтің үшінші және төртінші компоненті арасындағы сигналды түрлендіреді және әлсіз өрістерде сигналды қалпына келтіреді. Бұл сигналдардың табиғаты K және N сәулелену орталықтарының суперпозициясына сәйкес келеді. Бұл сигналдардың табиғаты K және N шығаратын орталықтардың суперпозициясына сәйкес келеді. Үлгінің күйдіру температурасына байланысты әлсіз өрістердегі сигнал айтарлықтай төмендейді.

Түйін сөздер: PECVD әдісі, кремний нитрид, термиялық өңдеу, парамагниттік орталықтар, ілулі байланыстар.

Введение

Нитрид кремния широко используется в качестве изолирующего и пассивирующего слоя благодаря диэлектрическим свойствам и из-за высокого энергетического барьера на границе раздела сред [1].

Известно, что Si_3N_4 обладает высокой концентрацией ловушек, которые могут локализовывать инжектированные заряды (как электроны, так и дырки) в течение длительного времени (около 10 лет) при комнатной температуре (300 K). Типичная плотность ловушек в Si_3N_4, составляет 5 *10^{18} $см^{-3}$ [2]. Данный эффект широко используется в устройствах программируемой памяти (EEPROM) [3].

Метод электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) дает возможность определения дефектного состава монокристаллического (c-Si), аморфного (a-Si) кремния, пленок SiOx, а также границ раздела сред в многослойных образцах [4]. Часть из дефектов являются ловушками для заряда.

Плазменно химическое осаждение из паровой фазы (PECVD) – это технология формирования тонких пленок, путем генерации активных радикалов и ионов на подложке через превращение реакционноспособного газа в плазменное состояние. Особенностью этого метода является осаждение при низких температурах (250-300°C), что приводит к образованию связей с водородом. При дальнейшем отжиге водород испаряется и образуются частицы с оборванными связями.

Метод

Нитридный слой в структурах $SiN_x/SiO_2/Si$ получен методом плазменно-активированного газофазного химического осаждения из смеси моносилана (SiH_4) и аммиака (NH_3) [5]. Оксидный слой, выращенный для компенсирования механических напряжений между кремнием и нитридом кремния, также получен методом плазменно-активированного газофазного химического осаждения из смеси тетраэтоксисилана $(C_2H_5O)_4Si$ и кислорода (O_2) [6]. В качестве подложки использовалась термически оксидированная пластина кремния марки КЭФ 4,5 кристаллографической ориентации (100) диаметром 300 мм. Температура подложки при осаждении нитридного слоя составляла 300°C. Толщина и показатель преломления нитридного слоя, измеренные эллипсометрическим методом, составляли 588нм и 1,87 соответственно [7-10].

Из изготовленных структур вырезались образцы 1×1$см^2$, которые затем использовались для оптических и структурных исследований.

Отжиг проходил в течении в среде Ar при температурах 800°C и 1000°C в течении 1 часа [11].

Результаты

На рисунке 1 приведены ЭПР спектры нитрида кремния, полученного методом PECVD. Спектр снят в развертке 150000 mT [12].

Видно, что положение и форма линий между колебаниями марганца симметричны с g – факторами: g=2.11639, g=2.05562, g=2.00858, g=1.94954. Амплитуда модуляции у всех спектров одинакова. Для сигналов с очень узкими линиями высокая частота модуляции может привести к уширению линий [13].

Видно, что положение и форма линий между колебаниями марганца симметричны с g – факторами: g=2.11639, g=2.05562, g=2.00858, g=1.94954. Амплитуда модуляции у всех спектров одинакова. Для сигналов с очень узкими линиями высокая частота модуляции может привести к уширению линий [13].

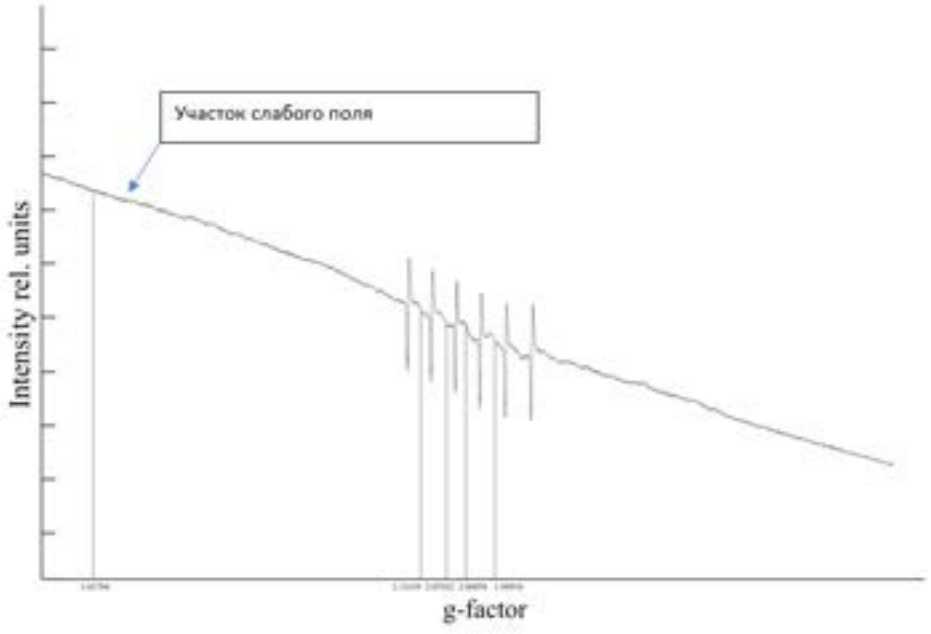


Рисунок 1 – Спектр ЭПР в развертке 150000 mT

Известно, что в нестехиометрическом нитриде кремния существуют дефекты, представляющие собой атомы кремния с оборванной связью (K-центр). Энергетические уровни таких дефектов расположены вблизи середины запрещенной зоны. Логично предположить, что таких дефектов будет больше в нитриде кремния с избытком кремния [14-15]. В случае образца с избытком азота, отжиг может приводить к формированию, так называемых N-центров, уровни которых располагаются ближе ко дну валентной зоны (рис.2, 3) [16].

В пределах запрещенной зоны по уровням энергий распределено большое количество таких ловушек (K и N центров) [17-18]. Если эти локальные уровни (ловушки), находятся вблизи дна валентной зоны, то вероятность обратного теплового перехода электрона в валентную зону с локального уровня гораздо выше, чем вероятность захвата заряда из зоны проводимости и рекомбинации его на этом локальном уровне.

Иначе развивается процесс вблизи середины запрещенной зоны, т.е. на глубоких локальных уровнях. Для теплового перехода электрона с такого уровня в зону проводимости, электрон должен поглотить одновременно несколько фононов, так как энергии одного для такого перехода недостаточно. Вероятность поглощения многих фононов одним электроном незначительна, значит, незначительна и вероятность перехода электрона в зону проводимости. Тогда более вероятными становятся захват дырки локальным уровнем, заполненным электронами, и рекомбинация ее с находящимся там электроном.

Важно также, что вероятность встречи дырки с неподвижным электроном, находящимся на глубоком локальном уровне, значительно выше вероятности встречи ее с подвижным электроном. Поэтому глубокий локальный уровень является эффективным центром рекомбинации, а в полупроводниках с широкой запрещенной зоной этот вид рекомбинации преобладает. В процессе рекомбинации участвуют все локальные уровни, однако ведущая роль принадлежит лишь наиболее близко расположенным к собственному уровню Ферми.

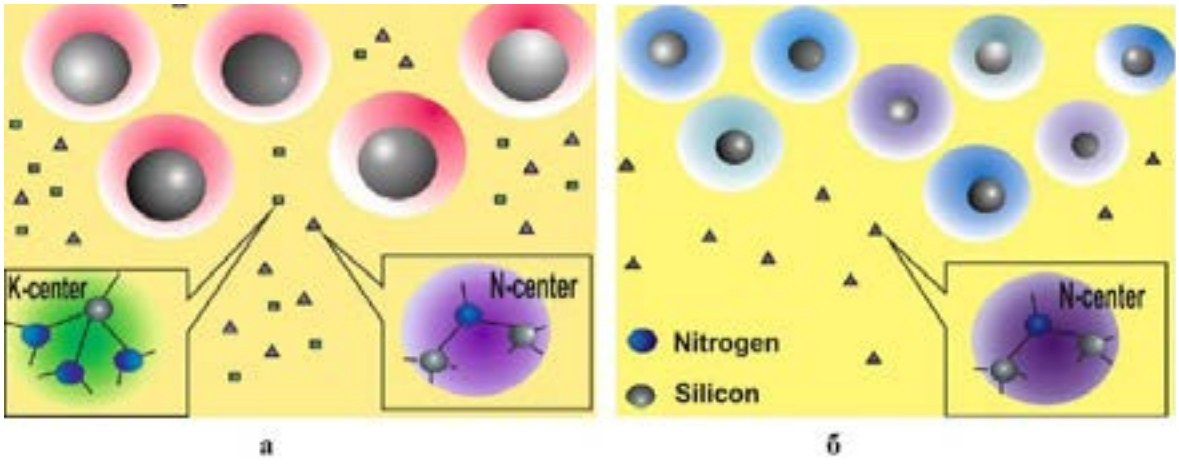


Рисунок 2 – Типичные парамагнитные центры нитрида кремния

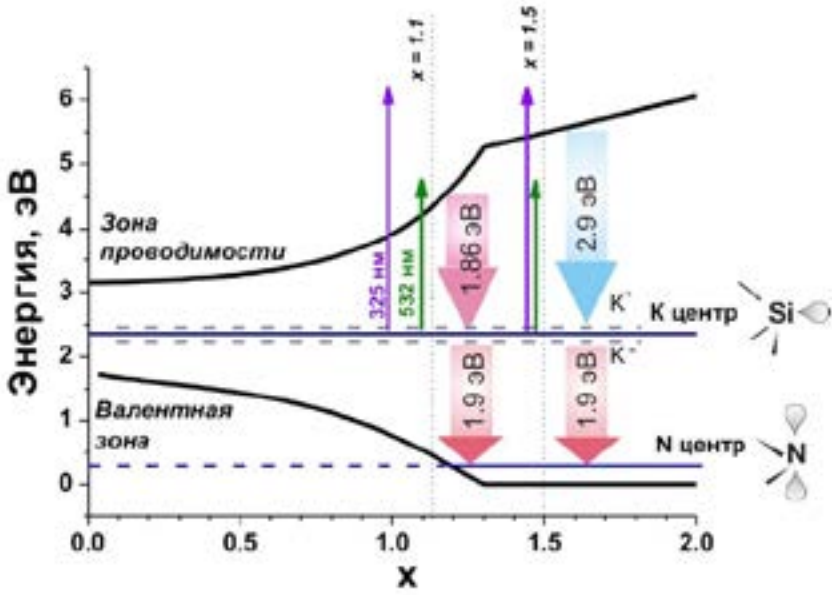


Рисунок 3 – Модель излучательных переходов

Процесс протекания заряда по ловушкам сводится к энергичному обмену электронами таких близко лежащих локальных уровней.

На спектре при развертке 50000 mT (рис. 4) видно, что между всеми компонентами ионов марганца имеются сигналы ЭПР. Это является нетипичным для спектра марганца, что может быть связано с возрастанием центров безызлучательной рекомбинации обусловленных процессом плазменного осаждения [19].

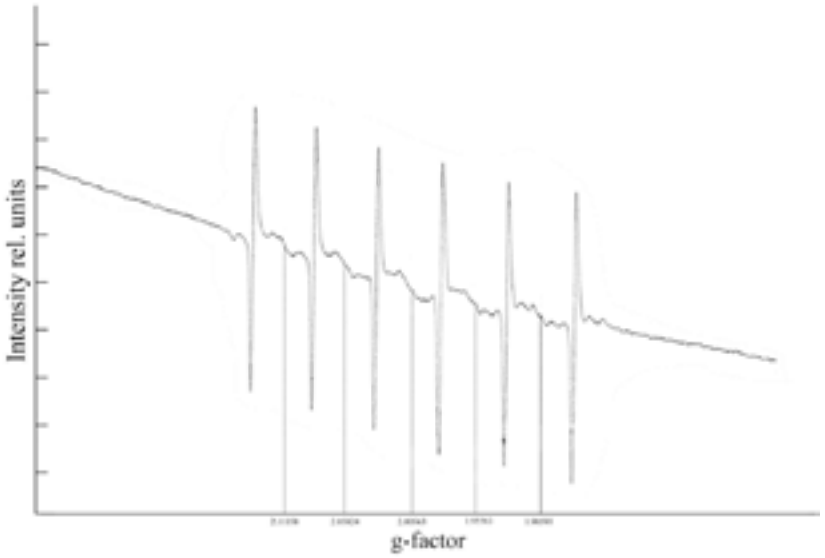


Рисунок 4 – Спектр ЭПР $SiN_{1.1}$ в развертке 50000 mT

Запись на различных развертках показывает, что между каждой компонентой марганца имеется спектр ЭПР [20], обусловленный в большей степени природой образца, а не эффектами прохождения магнитного поля.

Однако наиболее интересный сигнал находится между третьей и четвертой компонентами марганца (рис. 5).

Спектр состоит как минимум из двух линий – узкой и широкой. Узкая линия имеет следующие параметры: g=2,01432, ΔH=13mT. Параметры широкой линии: g=2,0058, ΔH=51,6mT.

Рассмотрим спектры образца PECVD $SiN_{1.1}$ после отжига 800°C в течении 60 мин., в среде Ar [21-24].

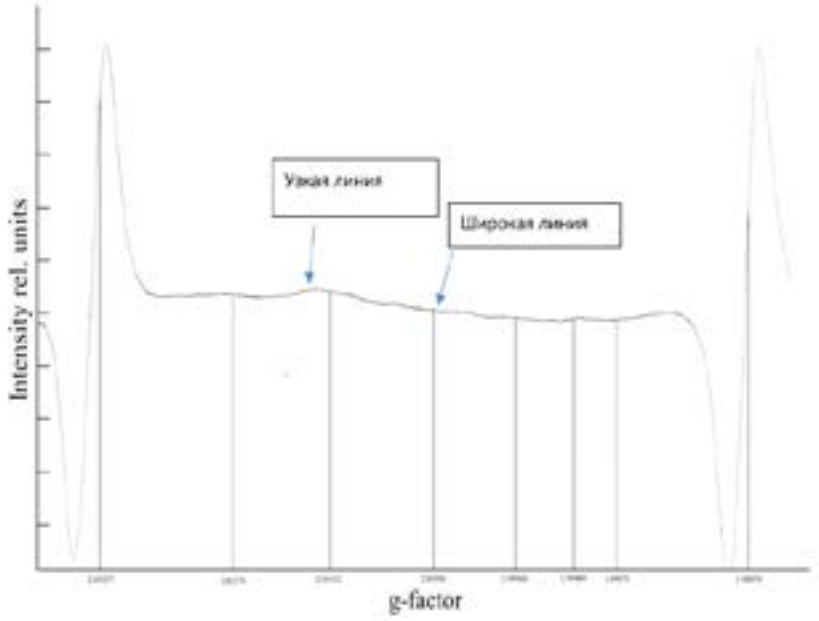


Рисунок 5 – Спектр ЭПР $SiN_{1.1}$ в развертке 5000 mT

В данном случае происходит увеличение концентрации K- и N-центров в результате разрыва Si−H и N−H связей и конкурирующий процесс аннигиляции дефектов в процессе термообработки [25].

Как видно из рисунках 6 и 7 интенсивность сигнала в слабых полях существенно уменьшилась.

Параметры спектра между 3 и 4 компонентами марганца после отжига существенно не изменились (рис. 8): узкая линия – ΔH=12,9mT, g=2,0145, широкая линия – ΔH=51,6mT, g=2,0064.

Рассмотрим образец $SiN_{1.1,}$ после отжига при 1100°C в течении 120 мин в среде Ar (рис. 9-10).

Следует отменить, что между третьей и четвертой компонентами марганца (рис. 10) наблюдаем сигнал, амплитуда которого больше чем между остальными линиями марганца.

На рисунке 11 изображен спектр ЭПР образца между третьей и четвертой компонентами марганца [26]. На нем заметны две линии ЭПР: узкая и широкая. Параметры узкой линии –ΔH=17 mT, g=2,0138, параметры широкой линии – ΔH=38,7 mT, g=2,0073.

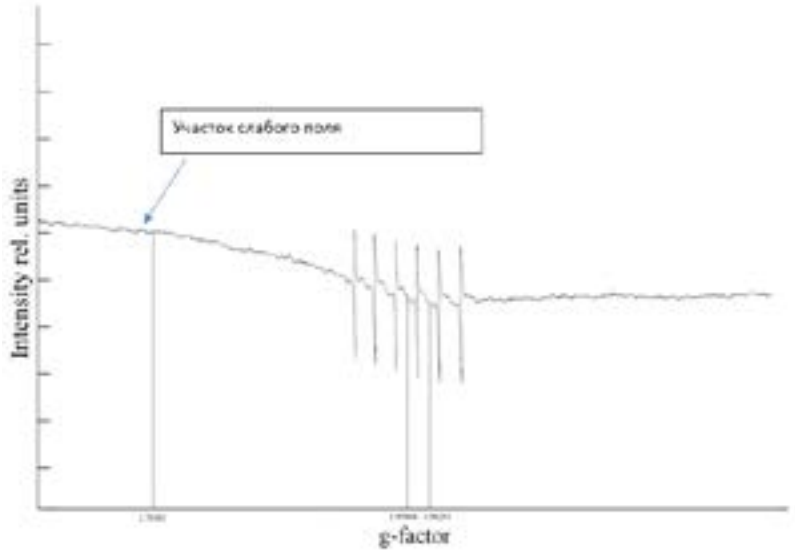


Рисунок 6 – Спектр ЭПР $SiN_{1.1}$ (800°C, 60 min, Ar) в развертке 150000 mT

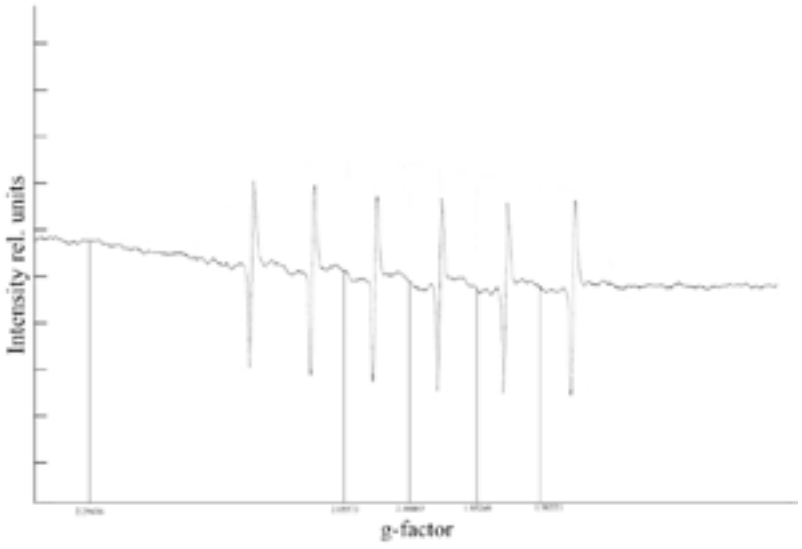


Рисунок 7 – Спектр ЭПР $SiN_{1.1}$ (800^0C, 60 min, Ar) в развертке 50000 mT

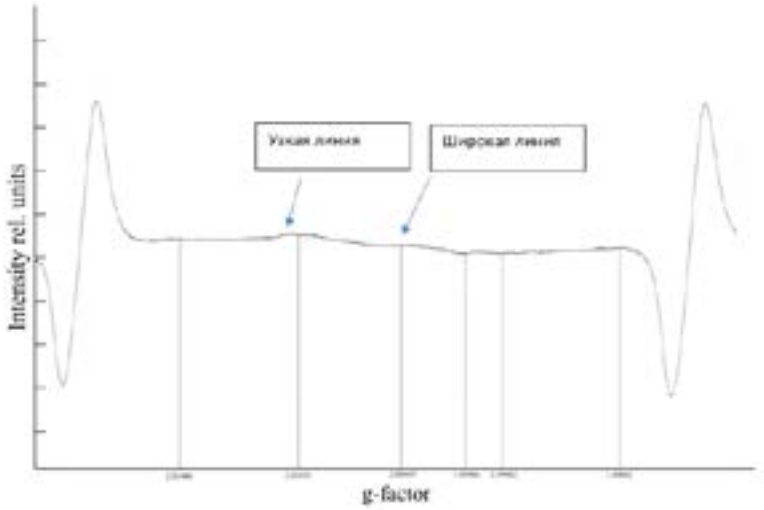


Рисунок 8 – Спектр ЭПР $SiN_{1.1}$ (800°C, 60 min, Ar) в развертке 5000 mT

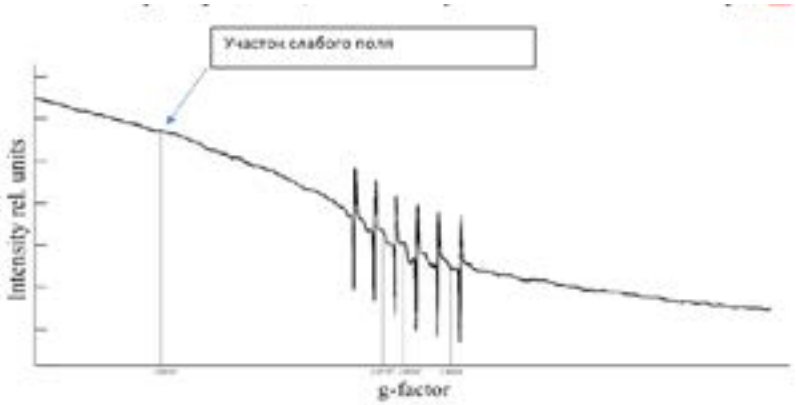


Рисунок 9 – Спектр ЭПР $SiN_{1.1}$ (1100^0C, 60 min, Ar) в развертке 150000 mT

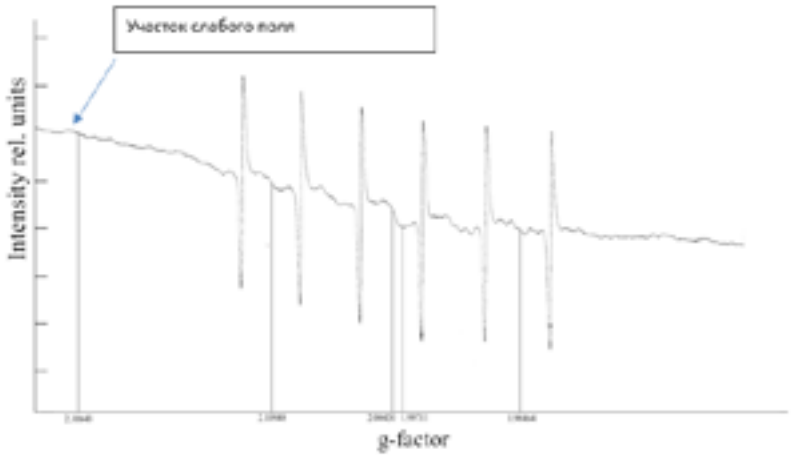


Рисунок 10 – Спектр ЭПР $SiN_{1.1}$ (1100^0C, 60 min, Ar) при развертке 50000mT

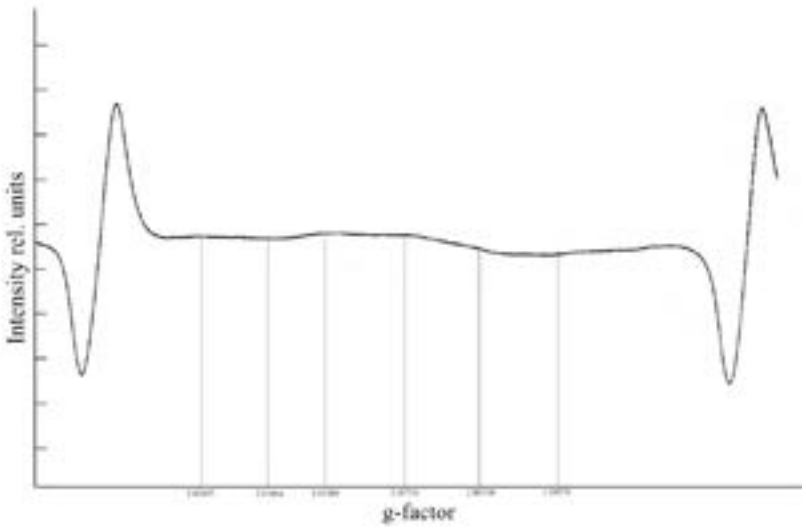


Рисунок 11 – Спектр ЭПР $SiN_{1.1}$ (1100^0C, 60 min, Ar) в развертке 5000 mT

Выводы

Таким образом, установлено, что между третьей и четвертой компонентами марганца наблюдается сигнал от образца с g – фактором в области 2, что соответствует суперпозиции K и N излучательных центров. Он меняется в зависимости от температуры отжига. Кроме того, между остальными компонентами также наблюдаются сигналы ЭПР, что не является типичным для спектра марганца. Природа этих сигналов между остальными линиями марганца не установлена.

В зависимости от температуры отжига образца сигнал в слабых полях существенно уменьшается.

Благодарности

Данное исследование финансировалось по программе № AP09058002 «Исследование свойств динамической памяти на основе Si_3N_4/Si и формирование нанокластеров кремния с повышенной интенсивностью фотолюминесценции» Комитетом науки Министерства образования и науки Республики Казахстан.

Литература

1 Parkhomenko I., Vlasukova L., Komarov F. et al. Origin of visible photoluminescence from Si-rich and N-rich silicon nitride films //Thin Solid Films. – 2017. – Vol.626. – P.70-75.

2 Gritsenko V.A., Meerson E.E., Travkov I.V., Goltvjanskii Yu.V. Nonstationary Electrons and Holes Transport by Depolarization of MNOS Structures: Experiment and Numerical Simulation //Microelectronics (Sov). – 1987. – Vol.16. – P.42-50.

3 Fujiwara I., Aozasa H., Nakamura A., Komatsu Y., Hayashi Y. 0.13 /spl mu/m MONOS single transistor memory cell with separated source lines // Proc. IEDM. – 1998. – P.995-998.

4 Murzalinov D., Akilbekov A., Dauletbekova A., Vlasukova L., Makhavikov M., Zdorovets M. Structural transformation of Si-rich SiNx film on Si via swift heavy ions irradiation //Materials research express. . – 2018. – Vol.3. – P.1-7.

5 Bratus V.Ya., Okulov S.M., Kaganovich E.B., Kizyak I.M., Manoilov E.G. ESR studies of nanocrystalline silicon films obtained by pulsed laser ablation of silicon targets //Physics and technology of semiconductors. – 2004. – Vol.5. – P.621-625.

6 Zakorzhevsky V. Silicon Nitride //Concise Encyclopedia of Self-Propagating High-Temperature Synthesis. – 2017. – P.339-341.

7 Ma K., Feng J. Y., Zhang Z. J. Improved photoluminescence of silicon nanosilicon nitride prepared by ammonia sputtering // Nanotechnology. – 2006. – Vol.17. – P.4650-4653.

8 Wang Y. Q., Kong G. L., Chen W. D., Diao H. W., Chen C. Y., Zhang S. B., Liao X. B. Getting high-efficiency photoluminescence from Si nanocrystals in SiO_2 matrix //Appl. Phys. Lett. – 2002. – Vol.81. – P.4174-4176.

9 Liu C., Li C., Ji A., Ma L., Wang Y., Cao Z. Intense blue photoluminescence from Si-in-SiN_x thin films with high-density nanoparticles //Nanotechnology. – 2005. – Vol.16. – P.940-943.

10 Kim T.Y., Park N.M., Kim K.H., Sung G.Y., Ok Y.W., Seong T.Y., Choi C.J. Quantum confinement effect of silicon nanocrystals in situ grown in silicon nitride films //Appl. Phys. Lett. – 2004. – Vol.85. – P.5355-5357.

11 Singh P., Ghosh S., Prakash G. V., Khan S. A., Kanjilal D., Srivastava A. K., Srivastava H., Srivastava P. Ion beam induced dissolution and precipitation of in situ formed Si-nanostructures in a-SiNx:H matrix //Nucl. Instr. Meth. – 2012. – Vol.276. – P.51-55.

12 Savchenko D., Poppl A., Kassiba A.H. CW and Pulse EPR Study of Paramagnetic Centers in Silicon Carbide Nanomaterials // Frontiers in Magnetic Resonance. – 2018. – P.225-242.

13 Cherkasov V.K., Kurskiy Yu.A., Kozhanov K.A., Bubnov M.P., Kuropatov V.A. EPR and NMR methods in organic and organoelement chemistry //Electronic tutorial. – 2010. – P.53.

14 Li H., Sun F., Dong T., Xu X. The Effect of Particle Size of Silicon Nitride Powder on Properties of Silicon Nitride Ceramic Balls //IOP Conference Series Materials Science and Engineering. – 2019. – Vol.678. – P.1-6.

15 Caillahua M.C., Moura F., Solorzano G. Analytical Electron Microscopy of Silicon Nitride Nanostructures Synthesized from the Vapor Phase //Journal of Nanotechnology. – 2019. – Vol.3. – P.1-2.

16 Robertson J. Nature of the Si and N dangling bonds in silicon nitride //Journal of Non-Crystalline Solids. – 1995. – Vol.187. – P.297.

17 Desphande S.V., Gulari F., Brown S.W., Rand S.C. Optical properties of silicon nitride films deposited by hot filament chemical vapor deposition //J. Appl. Phys. – 1995. – Vol.77. – P.6534-6541.

18 Warren W.L., Robertson J., Kanicki J. Si and N dangling bond creation in silicon nitride thin films //Appl. Phys. Lett. – 1993. – Vol.63. – P.2685-2687.

19 Dobychin N.A., Ivin M.N., Kachemtsev A.N., Karzanov V.V. Paramagnetic defects in Si3N4 exposed to neutron irradiation //Collection of reports. Application of laser technologies for solving problems in physics of high energy densities. XX Kharitonov readings. – 2018. – Vol.2. – P.174-176.

20 Brekhovskikh M.N., Solodovnikov S.P., Moiseeva L.M., Zhidkova I.A., Denisov G.L., Fedorov V.A. EPR spectra and distribution of manganese ions in modified fluorozirconate glasses //Inorganic materials. – 2019. – Vol.7. – P.756-759.

21 Xu Q., Li Y.X., Li X.N., Wang J.B., Yang F., Yang Y., Ren T.L. Simulation and experimental verification of silicon dioxide deposition by PECVD // Modern physics letters B. – 2017. – Vol.6. – P.1-16.

22 Huang H.B., Yue Z.H., He Y.P., Yuan J.R., Zeng X.X., Zhou N.G., Zhou L. Formation of Epitaxial Heavy-doped Silicon Films by PECVD Method // Journal of wuhan university of technology-materials science edition. – 2018. – Vol.3. – P.585-588.

23 El Arbi N., Jemai R., Khirouni K., Khemakhem H. The Variation of Crystalline Structure Induced by Gas Dilution and Thermal Annealing in Silicon Layers Deposited by PECVD Technique // Silicon. – 2019. – Vol.4. – P.2075-2086.

24 Jumaa K., Hadi S.A., Nayfeh A. Effect of PECVD a-Si Growth Temperature on the Performance of aSi/c-Si Solar Cells // IEEE. – 2019. – P.1909-1912.

25 Demidov E.S., Dobychin N.A., Karzanov V.V., Marychev M.O., Sdobnyakov V.V. Electron paramagnetic resonance and photoluminescence in pyrolytic silicon nitride films under ion irradiation with argon and molecular nitrogen //Semiconductor physics and technology. – 2009. – Vol.7. – P.961-965.

26 Vorona I.P., Ishchenko S.S., Okulov S.M., Nosenko V.V. Some features of Mn2+ EPR spectra in cubic nano-ZnS // Semiconductor physics quantum electronics & optoelectronics. – 2020. – Vol.1. – P.60-65.

References

1 I. Parkhomenko, L. Vlasukova, F. Komarov and et al., Thin Solid Films 626, 70-75 (2017).

2 V.A. Gritsenko, E.E. Meerson, I.V. Travkov and Yu.V. Goltvjanskii, Microelectronics (Sov) 16, 42-50 (1987).

3 I. Fujiwara, H. Aozasa, A. Nakamura, Y. Komatsu, Y. Hayashi, Proc. IEDM, 995-998 (1998).

4 D. Murzalinov, A. Akilbekov, A. Dauletbekova, L. Vlasukova, M. Makhavikov and M. Zdorovets, Materials research express 3, 1-7 (2018).

5 V.Ya. Bratus, S.M. Okulov, E.B. Kaganovich, I.M. Kizyak, E.G. Manoilov, Physics and technology of semiconductors 5, 621-625 (2004). https://doi.org/10.1134/1.1755899.

6 V. Zakorzhevsky, Concise Encyclopedia of Self-Propagating High-Temperature Synthesis, 339-341 (2017).

7 K. Ma, J. Y. Feng and Z. J. Zhang, Nanotechnology 14, 4650-4653 (2006).

8 Y.Q. Wang, G.L. Kong, W.D. Chen, H.W. Diao, C.Y. Chen, S.B. Zhang and X. B. Liao, Appl. Phys. Lett. 81, 4174-4176 (2002).

9 C. Liu, C. Li, A. Ji, L. Ma, Y. Wang and Z. Cao, Nanotechnology 16, 940-943 (2005).

10 T. Y. Kim, N. M. Park, K. H. Kim, G. Y. Sung, Y. W. Ok, T. Y. Seong and C. J. Choi, Appl. Phys. Lett. 85, 5355-5357 (2004).

11 P. Singh, S. Ghosh, G.V. Prakash, S.A. Khan, D. Kanjilal, A.K. Srivastava, H. Srivastava and P. Srivastava, Nucl. Instr. Meth. 276, 51-55 (2012).

12 D. Savchenko, A. Poppl and A.H. Kassiba, Frontiers in Magnetic Resonance, 225-242 (2018).

13 V.K. Cherkasov, Yu.A. Kurskiy, K.A. Kozhanov, M.P. Bubnov and V.A. Kuropatov, Electronic tutorial, 53, (2010).

14 H. Li, F. Sun, T. Dong and X. Xu, IOP Conference Series Materials Science and Engineering 678, 1-6 (2019).

15 M.C. Caillahua, F. Moura and G. Solorzano, Journal of Nanotechnology 3, 1-2 (2019).

16 J. Robertson, Journal of Non-Crystalline Solids 187, 297, (1995).

17 S.V. Desphande, F. Gulari, S.W. Brown and S.C. Rand, J. Appl. Phys. 77, 6534-6541 (1995).

18 W.L. Warren, J. Robertson and J. Kanicki, Appl. Phys. Lett. 63, 2685-2687 (1993).

19 N.A. Dobychin, M.N. Ivin, A.N. Kachemtsev and V.V. Karzanov, Collection of reports. Application of laser technologies for solving problems in physics of high energy densities. XX Kharitonov readings 2, 174-176, (2018).

20 M.N. Brekhovskikh, S.P. Solodovnikov, L.M. Moiseeva, I.A. Zhidkova, G.L. Denisov, V.A. Fedorov, Inorganic materials 7, 756-759 (2019).

21 Q. Xu, Y.X. Li, X.N. Li, J.B. Wang, F. Yang, Y. Yang and T.L. Ren, Modern physics letters B 6, 1-16 (2017).

22 H.B. Huang, Z.H. Yue, Y.P. He, J.R. Yuan, X.X. Zeng, N.G. Zhou and L. Zhou, Journal of wuhan university of technology-materials science edition 3, 585-588 (2018).

23 N. El Arbi, R. Jemai, K. Khirouni and H. Khemakhem, Silicon 4, 2075-2086 (2019).

24 K. Jumaa, S.A. Hadi, A. Nayfeh, IEEE, 1909-1912, (2019).

25 E.S. Demidov, N.A. Dobychin, V.V. Karzanov, M.O. Marychev and V.V. Sdobnyakov, Semiconductor physics and technology 7, 961-965 (2009).

26 I.P. Vorona, S.S. Ishchenko, S.M. Okulov and V.V. Nosenko, Semiconductor physics quantum electronics & optoelectronics 1, 60-65 (2020).

IRSTI 29.19.11, 47.09.48 https://doi.org/10.26577/RCPh.2022.v80.i1.05

A.L. Kozlovskiy

L.N. Gumilyov Eurasian National University, Kazakhstan, Nur-Sultan
The Institute of Nuclear Physics, Kazakhstan, Almaty
e-mail: kozlovskiy.a@inp.kz

STUDY OF CHANGES IN THE MECHANICAL AND THERMAL CONDUCTIVE PROPERTIES OF ALN CERAMICS EXPOSED TO HEAVY ION IRRADIATION

The paper presents the results of study of the effect of irradiation with heavy Ar^{8+}, Kr^{15+} and Xe^{22+} ions with energies of 70, 150 and 230 MeV, respectively, on the stability of mechanical properties, in particular, hardness and wear resistance, as well as thermal conductivity, depending on irradiation fluence. The interest in this research topic is due to the wide prospects for the use of nitride ceramics as the basis for structural materials for nuclear and thermonuclear energy, exposed to ionizing radiation, in particular, particles – fragments of fission of uranium nuclei. During the experiments, dose dependences of changes in strength, mechanical and heat-thermal conductive properties were obtained. It has been established that the decrease in thermal conductivity has a pronounced dependence on both the energy of incident ions and the radiation dose. The obtained dependencies can later be used in the forecasting and design of nuclear power plants, in which it is planned to replace traditional materials with new classes, including ceramics or composite structures.

Key words: nitride ceramics, radiation defects, strength, thermal conductivity, degradation.

А.Л. Козловский

Евразийский национальный университет им. Л.Н. Гумилева, Казахстан, г. Нур-Султан
Институт ядерной физики, Казахстан, г. Алматы
e-mail: kozlovskiy.a@inp.kz

Исследование изменения механических и теплопроводных свойств керамики AlN при облучении тяжелыми ионами

В настоящей работе представлены экспериментальные результаты исследования влияния облучения тяжелыми ионами, такими как, Ar^{8+}, Kr^{15+} и Xe^{22+} с энергиями 70, 150 и 230 МэВ соответственно на стабильность механических свойств, в частности, твердости и износостойкости, а также теплопроводность в зависимости от флюенса облучения. Интерес к данной теме исследований обусловлен широкими перспективами использования нитридной керамики в качестве основы конструкционных материалов для ядерной и термоядерной энергетики, подвергающихся воздействию ионизирующих излучений, в частности частиц – осколков деления ядер урана. Сохранение стабильности и неизменности таких показателей, как твердость, стойкость к трещинам, износостойкость и теплопроводность при длительном радиационном воздействии является основной задачей, которая ставится перед новыми видами конструкционных материалов. В ходе наших экспериментов были получены дозовые зависимости изменения прочностных, механических и теплопроводных свойств. Установлено, что снижение теплопроводности имеет ярко выраженную зависимость как от энергии падающих ионов, так и от дозы облучения. Полученные зависимости в дальнейшем могут быть использованы при прогнозировании и проектировании АЭС, в которых планируется замена традиционных материалов на новые классы, в том числе керамику или композитные конструкции.

Ключевые слова: нитридная керамика, радиационные дефекты, прочность, теплопроводность, деградация.

 © 2022 Al-Farabi Kazakh National University

А.Л. Козловский
Л.Н. Гумилев ат. Еуразия ұлттық университеті, Қазақстан, Нұр-Сұлтан қ.
Ядролық физика институты, Қазақстан, Алматы қ.
e-mail: kozlovskiy.a@inp.kz

Ауыр иондармен сәулелену кезінде AlN керамикасының механикалық және жылу өткізгіштік қасиеттерінің өзгеруін зерттеу

Бұл жұмыста энергиясы 70, 150 және 230 МэВ сәйкесінше ауыр Ar^{8+}, Kr^{15+} және Xe^{22+} иондарымен сәулеленудің механикалық қасиеттердің тұрақтылығына, атап айтқанда қаттылық пен тозуға төзімділігіне, және де сәулелену флюенциясына байланысты жылу өткізгіштігіне әсерін эксперименттік зерттеу нәтижелері берілген. Бұл зерттеу тақырыбына қызығушылық нитридті керамиканың ядролық және термоядролық энергияға арналған құрылымдық материалдардың негізі ретінде иондаушы сәулеленудің әсеріне ұшыраған, атап айтқанда, уранның бөлінуінің бөлшектері – фрагменттері ретінде пайдаланудың кең келешегімен түсіндіріледі. Ұзақ уақыт радиациялық әсер ету кезінде қаттылық, жарықшақтарға төзімділік, тозуға төзімділік және жылу өткізгіштік сияқты көрсеткіштердің тұрақтылығы мен өзгермейтіндігін сақтау – бұл құрылымдық материалдардың жаңа түрлеріне қойылатын негізгі міндеттердің бірі. Біздің жүргізілген тәжірибе барысында беріктік, механикалық және жылу өткізгіштік қасиеттерінің өзгеруінің дозаға тәуелділіктері алынды. Жылу өткізгіштіктің төмендеуі түскен иондардың энергиясына да, сәулелену дозасына да айқын тәуелді болатыны анықталды. Алынған тәуелділіктер кейінірек дәстүрлі материалдарды жаңа сыныптармен, соның ішінде керамика немесе композиттік құрылымдармен ауыстыру жоспарланатын атом электр станцияларын болжау және жобалау кезінде пайдаланылуы мүмкін.

Түйін сөздер: нитридті керамика, радиациялық ақаулар, беріктік, жылу өткізгіштік, деградация.

Introduction

One of the key requirements for new generation structural materials, including ceramics, used in nuclear power engineering in the development of new types of high-temperature nuclear reactors and thermonuclear installations, is to maintain their resistance to radiation damage and the accumulation of radiation-induced defects for quite a long time [1,2]. Maintaining the stability and invariance of such indicators as hardness, crack resistance, wear resistance and thermal conductivity during long-term radiation exposure is the main task set for new types of structural materials [3-5].

As is known, the decrease in the mechanical and strength properties of ceramics occurs due to the accumulation of radiation-induced damage and vacancy defects in the structure of the near-surface damaged layer, the thickness of which can vary from 0.2 μm to 15-30 μm. At the same time, accumulation of defects occurs unevenly in the damaged layer structure and is non-linear with the dose of radiation, since in the case of low doses of radiation, the formed defects and defective areas are isolated from each other and do not have an accumulative effect, which consists in the formation of areas of disorder and amorphization. structures [6-9]. In the case when these areas overlap, distortions and deformations occur in the structure of irradiated near-surface layer, caused both by structural damage associated with swelling and deformation of the crystal lattice, and by gas swelling effects caused by implantation effect and further agglomeration of ions in the crystal structure cavities [10-13]. Both of these factors have a negative effect on the mechanical and wear resistance of ceramics. Radiation defects also make an important contribution to the mechanisms of heat transfer, which consists in creating obstacles to heat removal from ceramics due to the deterioration of the thermal conductivity [14-16]. However, despite the general understanding of the problems associated with the accumulation of radiation damage in the structure of ceramics on mechanical, strength and thermal conductive properties, several issues still need to be clarified and studied in detail [17-20].

The aim of this work is to obtain new data on the kinetics of changes in the mechanical and conductive properties of nitride ceramics exposed to irradiation with heavy ions, which are comparable in mass and energy to uranium fission fragments in a reactor. Interest in this study is due to the prospects of using nitride ceramics as the basis for first wall materials, as well as inert nuclear fuel matrices in new generation reactors, which require

the possibility of operating not only in conditions of increased radiation background, but also high temperatures of the core and coolant.

Experimental part

Polycrystalline ceramics, which have a high degree of crystallinity and structure ordering, as well as high hardness and resistance to external influences, were chosen as objects of study. The choice of nitride ceramics as objects of study is due to their thermal conductivity, resistance to mechanical damage, and melting temperature, which classify them as refractory high-temperature ceramics. According to previous studies, these ceramics are highly resistant to radiation swelling processes associated with the accumulation of helium and carbon in the structure during high-dose irradiation.

Simulations of radiation damage by heavy Ar^{8+}, Kr^{15+} and Xe^{22+} ions with energies of 70, 150 and 230 MeV, respectively, was carried out at the DC-60 heavy ion accelerator (Nur-Sultan, Kazakhstan), located on the basis of the Astana branch of the Institute of Nuclear Physics of the Ministry of Energy of the Republic of Kazakhstan. The irradiation doses were 10^{10}-10^{15} ions/cm^2, the ion flux was 10^9 ions/cm^2*s. The exposure dose set was monitored using an integrated particle flux estimation system based on Faraday cups. The temperature of the samples during the entire irradiation process was maintained in the range of 30-50°C using a special water-cooled holder. The control over the irradiation temperature was necessary to avoid the processes of thermal overheating of the samples and partial annealing of radiation-induced defects in the structure.

The study of changes in the strength properties of ceramics before and after irradiation was carried out using the indentation method, where the Vickers pyramid was used as an indenter at a load of 500 N. The surface layer microhardness was determined by 25 successive measurements from different parts of the damaged surface and subsequent determination of the standard deviation of the microhardness value.

Results and discussion

Figure 1 shows the results of measurements of the surface microhardness of ceramics exposed to irradiation with various types of ions, depending on irradiation fluence. In the initial state, ceramics have high strength values (more than 1850 HV), which makes them promising materials for structural materials that are subjected to high mechanical loads.

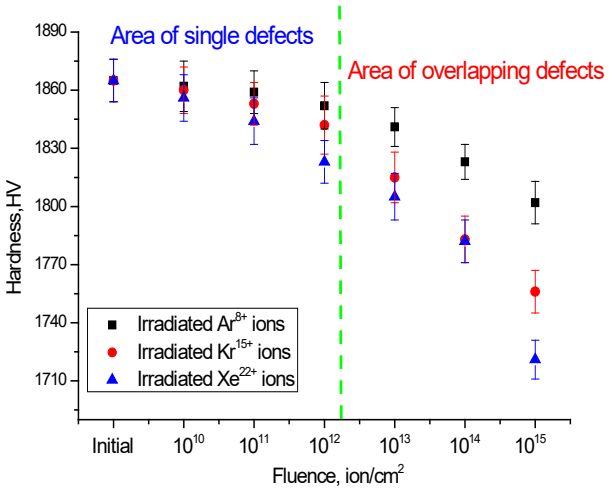


Figure 1 – Results of change in microhardness value depending on type of external effects

The general trend of changes in the hardness of the surface layer subjected to irradiation consists of two characteristic stages, which are associated with the effect of radiation damage and their accumulation. At the same time, it should be noted that a change in the type of irradiation ions leads to a change in the microhardness value, while the general trend of changes for each stage is preserved, which indicates a single mechanism of structural changes affecting the strength properties of ceramics.

The first stage is typical for irradiation doses of 10^{10}-10^{12} ion/cm^2, for which the change in microhardness values is minimal, which indicates a high degree of resistance of ceramics to irradiation with these fluences. Small changes in hardness can be due to the effect of single interactions of incident ions with the crystal structure of ceramics, as well as the isolation of damaged areas caused by irradiation. The isolation effect is explained by the fact that the diameter of the damaged region that appears along the trajectory of ions in the material is, according to calculations, no more than 10-20 nm, and the dimensions of this region have a pronounced dependence on the type of incident ions. The greater the mass and energy of the incident ion, the more destructive effect it has on the properties of materials. In this case, the main changes in the damaged areas are caused by two factors.

The first factor is associated with a change in the electron density along the trajectory of ions, which arises as a result of the passage of ions and elastic interactions of ions with electron shells. At the same time, in the case of ceramics, in contrast to metals that are dielectrics, the change in electron density does not have a return mechanism as in metals. In this connection, the change in the electron density in ceramics is associated with the occurrence of an anisotropic electron distribution along the trajectory of ions in the material, as well as near the defect region formed as a result of the ion passage.

The second factor of changes is associated with inelastic collisions of incident ions with atoms or nuclei, which leads to the appearance of primary knocked-out atoms, as well as vacancy defects in the structure. It should be noted that the formation of primary knocked-out atoms is greatly affected by the energy losses of ions, which directly depend on the initial energy of incident ions. However, it should be clarified that in the case of irradiation with heavy high-energy ions, the ratio of energy losses during interactions with electron shells and nuclei is approximately 1000:1, with great dominance of electronic interactions. As a result, the main contribution in the case of structural changes at low doses of irradiation, when all defective regions are isolated, is made by changes in the electronic structure, as well as by the appearance of electron density anisotropy. At the same time, most of the emerging point defects annihilate as a result of irradiation, and the proportion of surviving point defects is no more than 1-5 %.

As a result of such structural changes caused by isolated defective regions, the microhardness value changes insignificantly, and the decrease is associated with the occurrence of structural deformations and a change in the electron density, which forms disordered regions in the structure.

The second stage of changes in the values of microhardness is typical for irradiation doses of 10^{13} – 10^{15} ion/cm^2 and has a strong dependence of the decrease in microhardness on the dose. Such changes may be due to the effect of overlapping defective regions, as well as defective fractions and disordered regions resulting from such overlapping, leading to strong deformation of the crystal structure and partial destruction of chemical and crystalline bonds. With an increase in the irradiation fluence, the number of defective regions in the structure increases, and the probability of their overlap becomes close to unity at a fluence above 10^{12} ion/cm^2, and in the case of irradiation doses of 10^{14}-10^{15} ion/cm^2, the overlap probability is more than 100 and a deep overlap region is observed. This leads to the fact that previously isolated point defects that have arisen during irradiation are able to interact with each other when defective regions overlap, and in this case the effect of their mutual annihilation is leveled due to the formation of complex defects in the form of cluster defects. The result of such overlaps is the accumulation of a defective fraction in the structure of the damaged layer, swelling and deformation of the crystal lattice due to the knocking out of atoms from the lattice sites, as well as their subsequent migration and the formation of vacancies. In this case, part of the defective volume can be squeezed out from the inner damaged area onto the surface in the form of hillocks or blisters, the occurrence of which leads to embrittlement of the surface layer and a decrease in its strength.

Figure 2 shows the results of change in the near-surface layer softening degree, which reflects the strength degradation degree as a result of external influences. The calculations were made using the calculation formula (1):

$$SD = \left(\frac{H_0 - H}{H_0} \right) \times 100\%, \qquad (1)$$

where H_0 and H are the microhardness values in the initial and irradiated states.

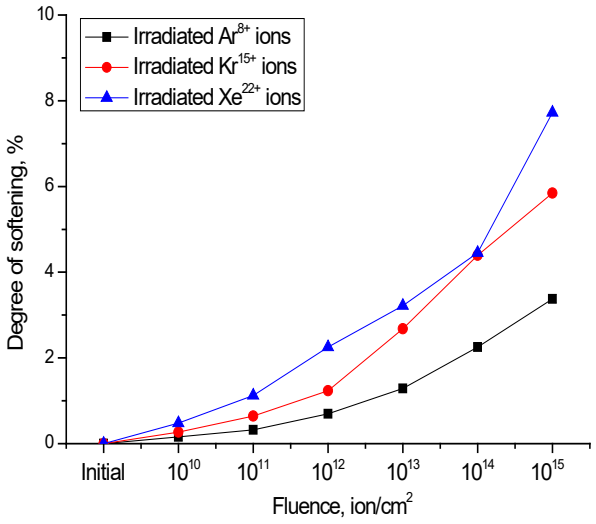


Figure 2 – Results of change in the softening degree depending on irradiation fluence

An analysis of the obtained dependences of softening degree change shows reverse trend of changes in the value of microhardness and reflects the degree of degradation of the strength characteristics of ceramics. As can be seen from the data presented, the greatest changes in softening degree are observed for irradiation fluences above 10^{13} ion/cm^2, which, as mentioned earlier, corresponds to the effect of accumulation of radiation damage of ceramics as a result of increased probability of overlapping damaged areas in the near-surface layer of ceramics. At the same time, it can be seen from the presented dependences that the change in the ion type, and, consequently, the energy and energy losses of incident ions in the material, the surface layer degradation degree increases. It is also worth noting that, in contrast to the samples irradiated with Ar^{8+} and Kr^{15+} ions, for which the change in the softening degree at fluences of 10^{13} – 10^{15} has a dependence close to linear, for samples irradiated with Xe^{22+} ions at an irradiation fluence of 10^{15} ion/cm^2, a sharp increase in surface degradation is observed. This behavior can be explained by a more destructive effect due to an increase in the interactions of incident ions with the electronic and nuclear subsystems.

An important factor determining the scope of ceramics, as well as their service life, is preservation of the stability of thermal conductive properties of irradiated ceramics. At the same time, for materials of inert matrices or walls of nuclear reactors, the values of thermal conductivity play a very important role in determining the efficiency of heat removal from the core, as well as heat transfer from fuel to coolant. Figure 3 shows the results of determining the ceramic thermal conductivity coefficient depending on various influences. The coefficient was determined using formula (2):

$$\lambda = \frac{q\delta}{t_{c1} - t_{c2}}, \qquad (2)$$

where q is the heat flux density, W/m^2; t_{c1} and t_{c2} are the temperatures on both sides of the sample, K; δ is the sample thickness, m.

In the case of irradiation with Ar^{8+} heavy ions, the change in thermal conductivity coefficient occurs at fluences above 10^{12} ion/cm^2, while according to the estimate of thermal conductivity coefficient losses shown in Figure 4, the decrease is no more than 0.5 – 3.2 %, depending on irradiation fluence. It should be noted that for the majority of structural materials, the permissible reduction in thermal conductive properties is no more than 10 % of the nominal value. At the same time, irradiation with Ar^{8+} ions, which leads to a decrease by 3.2 % at the maximum irradiation fluence, indicates a weak irradiation effect on thermal conductivity even at high irradiation fluences.

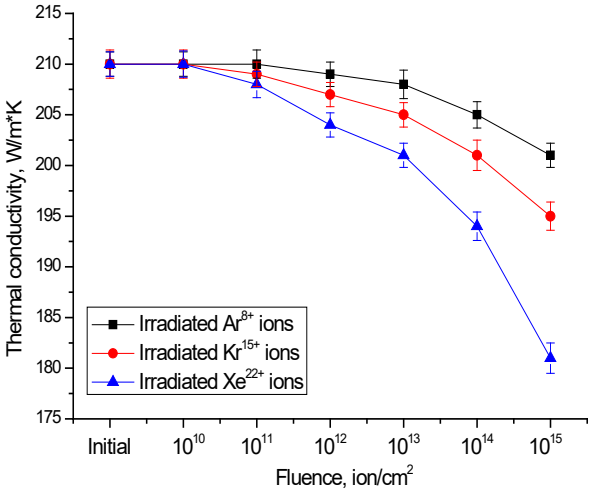


Figure 3 – Results of change in the thermal conductivity coefficient depending on the type of external influences

In the case of irradiation with heavy Kr^{15+} ions, a change in thermal conductivity coefficient is observed at a fluence of 10^{11} ions/cm^2 and higher, which indicates earlier changes in the heat-conducting properties than in the case of irradiation with Ar^{8+} ions. At the same time, the decrease in thermal conductivity coefficient at the maximum irradiation fluence by 7.1 % also falls within the permissible limits, which indicates that ceramics are more resistant to changes in thermal conductivity than mechanical strength and hardness at high irradiation fluences.

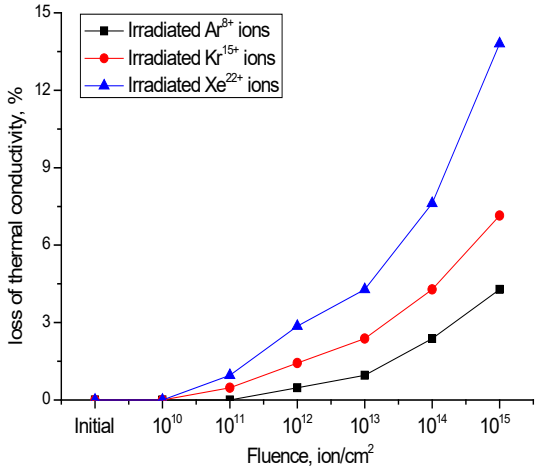


Figure 4 – Results of change in losses of thermal conductivity coefficient

The most pronounced changes in thermal conductivity coefficient are observed for ceramic samples irradiated with Xe^{22+} heavy ions, for which the change in thermal conductivity coefficient depending on irradiation fluence is exponential and reaches a maximum loss of 13.8% at an irradiation fluence of 10^{15} ion/cm^2, which exceeds the permissible limits.

Such behavior of the change in thermal conductivity coefficient, as well as the dependence of the change in thermal conductive properties on irradiation fluence, as well as the ion types, indicates that the main mechanism affecting the change in thermal conductive properties, in addition to the deformation contribution to structural changes, is the anisotropy of electron density. As shown above, a change in the energy and type of incident ions leads to large energy losses during elastic and inelastic interactions, as well as an increase in the diameters of damaged regions [21-23]. At the same time, the dominance of electron energy losses of incident ions, which leads to large changes in electron distribution along the ion trajectory, leads to an increase in anisotropy, which was stated earlier in [24,25]. In the case of irradiation with Xe^{22+} heavy ions, the diameters of the damaged regions are more than 20 nm, which, at high irradiation fluences, leads to overlapping of the defective regions and the formation of an anisotropic change in the electron density, with the formation of regions with a depleted electron density.

Conclusion

The paper presents the results of changes in the mechanical, strength and heat-conducting properties of ceramics depending on the type of external action and the irradiation fluence. Based on the results obtained, the dependences of change in the near-surface layer hardness are established. It has been determined that the main changes in strength have a pronounced dependence on the irradiation fluence, while at low irradiation fluences, changes in the strength properties are due to the effects of changes in electron density, while with an increase in the irradiation fluence, deformation contributions dominate, leading to disordering of the structure and a decrease in the strength of the near-surface layer. It has been established that the decrease in thermal conductivity has a pronounced dependence on both the energy of incident ions and the radiation dose. The obtained dependencies can later be used in the forecasting and design of nuclear power plants, in which it is planned to replace traditional materials with new classes, including ceramics or composite structures.

Funding

This research was funded by the Science Committee of the Ministry of Education and Science of the Republic of Kazakhstan (No. AP08051975).

References

1 Wang Xing, et al. Radiation-induced segregation in a ceramic //Nature Materials. – 2020. – Vol.**19**. – P.992–998.

2 Debelle Aurelien, et al. Combined experimental and computational study of the recrystallization process induced by electronic interactions of swift heavy ions with silicon carbide crystals //Physical Review B. – 2012. – Vol. 86.10. – Art.No 100102.

3 Sall M., et al. Track formation in III-N semiconductors irradiated by swift heavy ions and fullerene and re-evaluation of the inelastic thermal spike model //Journal of Materials Science. – 2015. – Vol.50.15. – P.5214-5227.

4 Kim I., et al. Size-dependent radiation tolerance in ion irradiated TiN/AlN nanolayer films //Journal of nuclear materials. – 2013. – Vol.441.1-3. – P.47-53.

5 Hu Quanli, et al. Study of radiation defects for AlN ceramics under O+ irradiation //Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms. – 2000. – Vol.166. – P.70-74.

6 Zinkle S.J., Skuratov V.A., and Hoelzer D.T. On the conflicting roles of ionizing radiation in ceramics //Nuclear Instruments and Methods in Physics Research section B: Beam Interactions with Materials and Atoms. – 2002. – Vol.191.1-4. – P.758-766.

7 Szenes G. Ion-induced amorphization in ceramic materials //Journal of nuclear materials. – 2005. – Vol.336.1. – P.81-89.

8 Milosavljević Momir, et al. A comparison of Ar ion implantation and swift heavy Xe ion irradiation effects on immiscible AlN/TiN multilayered nanostructures //Materials Chemistry and Physics. – 2012. – Vol.133.2-3. – P.884-892.

9 Yano T., et al. Neutron irradiation damage in aluminum oxide and nitride ceramics up to a fluence of 4.2× 1026n/m2 //Journal of nuclear materials. – 2000. – Vol.283. – P.947-951.

10 Zhang Yanwen, et al. The effect of electronic energy loss on irradiation-induced grain growth in nanocrystalline oxides // Physical Chemistry Chemical Physics. – 2014. – Vol.16.17. – P.8051-8059.

11 Weber William J., et al. Synergy of elastic and inelastic energy loss on ion track formation in SrTiO 3 //Scientific reports. – 2015. – Vol.5.1. – P.1-6.

12 Toulemonde M., et al. Transient thermal processes in heavy ion irradiation of crystalline inorganic insulators //Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms. – 2000. – Vol.166. – P.903-912.

13 Benyagoub Abdenacer, and Aurégane Audren Mechanism of the swift heavy ion induced epitaxial recrystallization in predamaged silicon carbide //Journal of Applied Physics. – 2009. – Vol.106.8. – Art.No 083516.

14 Sina Younes, et al. Ion beam induced epitaxial crystallization of α-Al2O3 at room temperature //Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms. – 2014. – Vol.321. – P.8-13.

15 Mansouri S., et al. Swift heavy ions effects in III–V nitrides //Nuclear Instruments And Methods In Physics Research Section B: Beam Interactions With Materials And Atoms. – 2008. – Vol.266.12-13. – P.2814-2818.

16 Vlasukova L., et al. Etching of latent tracks in amorphous SiO2 and Si3N4: Simulation and experiment //Vacuum. – 2016. – Vol.129. – P.137-141.

17 Szenes G., et al. Tracks induced by swift heavy ions in semiconductors //Physical Review B. – 2002. – Vol.65.4. – Art.No 045206.

18 Thomé Lionel, et al. Combined effects of nuclear and electronic energy losses in solids irradiated with a dual-ion beam // Applied Physics Letters. – 2013. – Vol.102.14. – Art.No 141906.

19 Benyagoub A., and Audren A. Study of the damage produced in silicon carbide by high energy heavy ions //Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms. – 2009. – Vol.267.8-9. – P.1255-1258.

20 Kinoshita Chiken, et al. Effects of simultaneous displacive and ionizing radiations and of electric field on radiation damage in ionic crystals //Metallurgical and Materials Transactions A. – 2004. – Vol.35.8. – P.2257-2266.

21 Skuratov V.A., et al. On the threshold of damage formation in aluminum oxide via electronic excitations //Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms. – 2014. – Vol.326. – P.223-227.

22 Weber William J., et al. The role of electronic energy loss in ion beam modification of materials //Current Opinion in Solid State and Materials Science. – 2015. – Vol.19.1. – P.1-11.

23 Benyagoub A., et al. Athermal crystallization induced by electronic excitations in ion-irradiated silicon carbide //Applied physics letters. – 2006. – Vol.89.24. – Art.No 241914.

24 Tuleushev Adil Z., et al. Induced spirals in polyethylene terephthalate films irradiated with ar ions with an energy of 70 MeV //Crystals. – 2020. – Vol.10.6. – P.427.

25 Kozlovskiy A.L., and Zdorovets M.V. Study of the radiation disordering mechanisms of AlN ceramic structure as a result of helium swelling //Journal of Materials Science: Materials in Electronics. – 2021. – Vol.32.16. – P.21658-21669.

References

1 X. Wang, et al., Nature Materials, **19**, 992–998 (2020)

2 A. Debelle, et al., Physical Review B, 86.10, 100102 (2012).

3 M. Sall, et al. Journal of Materials Science, 50.15, 5214-5227 (2015).

4 I. Kim, et al., Journal of nuclear materials, 441.1-3, 47-53 (2013).

5 Hu, Quanli, et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B, Beam Interactions with Materials and Atoms, 166, 70-74 (2000).

6 S.J. Zinkle, V.A. Skuratov, and D.T. Hoelzer, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research section B, Beam Interactions with Materials and Atoms, 191.1-4, 758-766 (2002).

7 G. Szenes, Journal of nuclear materials, 336.1 81-89, (2005).

8 M. Milosavljević, et al., Materials Chemistry and Physics, 133.2-3, 884-892 (2012).

9 T. Yano, et al., Journal of nuclear materials, 283, 947-951 (2000).

10 Zhang, Yanwen, et al., Physical Chemistry Chemical Physics 16.17, 8051-8059 (2014).

11 W.J. Weber, et al., Scientific reports 5.1, 1-6 (2015).

12 M. Toulemonde, et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B, Beam Interactions with Materials and Atoms 166, 903-912 (2000).

13 A. Benyagoub, and A. Aurégane, Journal of Applied Physics 106.8, 083516 (2009).

14 Y. Sina, et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B, Beam Interactions with Materials and Atoms 321, 8-13 (2014).

15 S. Mansouri, et al., Nuclear Instruments And Methods In Physics Research Section B, Beam Interactions With Materials And Atoms 266.12-13, 2814-2818 (2008).

16 L. Vlasukova, et al., Vacuum 129, 137-141 (2016).

17 G. Szenes, et al., Physical Review B 65.4, 045206 (2002).

18 L. Thomé, et al., Applied Physics Letters 102.14, 141906 (2013).

19 A. Benyagoub, and A. Audren, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B, Beam Interactions with Materials and Atoms 267.8-9, 1255-1258 (2009).

20 Ch. Kinoshita, et al., Metallurgical and Materials Transactions A 35.8, 2257-2266 (2004).

21 V.A. Skuratov, et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B, Beam Interactions with Materials and Atoms 326, 223-227 (2014).

22 W.J. Weber, et al., Current Opinion in Solid State and Materials Science 19.1, 1-11 (2015).

23 A. Benyagoub, et al., Applied physics letters 89.24, 241914 (2006).

24 A.Z. Tuleushev, et al., Crystals 10.6, 427 (2020).

25 A.L. Kozlovskiy, and M.V. Zdorovets, Journal of Materials Science, Materials in Electronics 32.16, 21658-21669 (2021).

МРНТИ 29.19.21; 67.09.33 https://doi.org/10.26577/RCPh.2022.v80.i1.06

Д.С. Дюсамбаев[1*], М.Т. Айткулов[1], А.Н. Мадиянова[2], А.Б. Касымов[2], Ж.Т. Бугыбай[1], К.С. Киселев[1], А.М. Аханов[1]

[1]Институт ядерной физики, Казахстан, г. Алматы
[2]Университет имени Шакарима города Семей, Казахстан, г. Семей
*e-mail: dyussambayev@inp.kz

НЕРАЗРУШАЮЩИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВНУТРЕННЕЙ СТРУКТУРЫ БЕТОНА РАЗНЫХ МАРОК

Бетон – один из самых распространённых строительных материалов, который используется во многих сферах человеческой деятельности, начиная от строительства жилых домов и заканчивая промышленными строениями и не только. В атомной энергетике бетон используется не только как конструкционный материал, но и как материал биологической защиты. Обычно бетонная смесь состоит из цемента, крупного и мелкого заполнителя, воды и различных добавок. Исходя, из области применения бетона подбирается правильное соотношение его составляющих.

В данной работе приведены результаты исследования влияния состава бетона на его внутреннюю структуру. Исследования проведены неразрушающим методом нейтронной радиографии и томографии на установке, которая расположена на одном из горизонтальных каналов реактора ВВР-К. В результате проведенных исследований неразрушающим методом нейтронной радиографии и томографии были изучены образцы бетона трёх разных видов марок. Показано распределение пор и трещин в каждом образце. Приведены коэффициенты ослабления нейтронного излучения для исследуемых марок бетона. Оценена скорость миграции воды в бетоне разных марок. Продемонстрирована применимость установки нейтронной радиографии и томографии для данного типа исследований внутренней структуры бетона.

Ключевые слова: бетон, нейтронная радиография и томография, ВВР-К.

D.S. Dyussambayev[1]*, M.T. Aitkulov[1], A.N. Madiyanova[2], A.B. Kasymov[2], Zh.T. Bugybay[1], K.S. Kiselev[1], A.M. Akhanov[1]

[1]Institute of Nuclear Physics, Kazakhstan, Almaty
[2]Shakarim State University of Semey, Kazakhstan, Semey
*e-mail: dyussambayev@inp.kz

Non-destructive studies of the internal structure of concrete of different grades

Concrete is one of the most common building materials that is used in many areas of human activity, from the construction of residential buildings to industrial buildings and more. In the nuclear power industry, concrete is used not only as a structural material, but also as a material for biological protection. Usually concrete mix consists of cement, coarse and fine aggregates, water and various additives. Based on the field of application of concrete, the correct ratio of its components is selected.

This paper presents the results of a study of the effect of the composition of concrete on its internal structure. The studies were carried out by the non-destructive method of neutron radiography and tomography at the facility, which is located on one of the horizontal channels of the WWR-K reactor. As a result of the studies carried out by the non-destructive method of neutron radiography and tomography, concrete samples of three different types of brands were studied. The distribution of pores and cracks in each sample is shown. The attenuation coefficients of neutron radiation for the studied concrete grades are given. The rate of water migration in concrete of different grades is estimated. The applicability of the neutron radiography and tomography installation for this type of investigation of the internal structure of concrete was demonstrated.

Key words: concrete, neutron radiography and tomography, WWR-K.

 © 2022 Al-Farabi Kazakh National University

Д.С. Дюсамбаев[1]*, М.Т. Айтқұлов[1], Ә.Н. Мадиянова[2],
А.Б. Қасымов[2], Ж.Т. Бұғыбай[1], К.С. Киселев[1], А.М. Аханов[1]

[1]Ядролық физика институты, Қазақстан, Алматы қ.
[2]Семей қаласындағы Шәкәрім атындағы университет, Қазақстан, Семей қ.
*e-mail: dyussambayev@inp.kz

Әр түрлі маркалы бетонның ішкі құрылымын бұзбай зерттеу

Бетон – тұрғын үй құрылысынан бастап өнеркәсіптік құрылыстарға дейін және одан тыс жерлерде адам қызмет ететін көптеген салаларда қолданылатын ең көп таралған әрі ең сенімді құрылыс материалдарының бірі болып табылады. Атом энергетикасында бетон құрылымдық материал ретінде ғана емес, сонымен қатар биологиялық қорғаныс материалы ретінде де қолданылады. Әдетте бетон қоспасы цементтен, ірі және ұсақ тастардан және толтырғыштардан, судан және әртүрлі қоспалардан тұрады. Бетонды қолдану саласына сүйене отырып, оның компоненттерінің дұрыс қатынасы таңдалады.

Бұл жұмыста бетон құрамының оның ішкі құрылымына әсерін зерттеу нәтижелері келтірілген. Зерттеулер ССР-Қ реакторының көлденең арналарының бірінде орналасқан қондырғыда нейтрондық радиография және томографияның бұзбай зерттеу әдісімен жүргізілді. Нейтронды радиография мен томографияның бұзылмайтын әдісімен жүргізілген зерттеулер нәтижесінде үш түрлі маркалы бірнеше бетон үлгілері зерттелді. Әр үлгіде кеуектер мен жарықтардың таралуы көрсетілген. Бетонның зерттелетін маркалары үшін нейтрондық сәулеленудің әлсіреу коэффициенттері келтірілген. Әр түрлі маркалы бетондағы судың жылжу жылдамдығы бағаланды. Бетонның ішкі құрылымын бұзбай типті зерттеу үшін нейтрондық радиография мен томография қондырғысының қолданылуы көрсетілген.

Түйін сөздер: бетон, нейтрондық радиография және томография, ССР-Қ.

Введение

Бетон – это строительный материал, состоящий из цемента и воды, которые в сочетании с некоторыми заполнителями, такими как песок и щебень, затвердевают в результате химической реакции, превращая его после высыхания в прочную каменную массу [1]. В процессе данной реакции могут образовываться небольшие трещины, которые под действием механического давления могут распространяться в бетоне, вызывая макроскопические разрушения конструкций.

В атомной энергетике, бетон используется не только как конструкционный материал, но и как материал биологической защиты ядерных реакторов, хранилищ радиоактивных отходов, «горячих» камер и т.д. Для каждого применения предъявляются свои требования по свойствам и срокам эксплуатации. Например, хранилища радиоактивных отходов должны обеспечить длительное безопасное хранение отходов, поэтому бетон должен сохранить свои свойства в течение всего времени эксплуатации [2]. Так как основными целями захоронения являются защитить человека и окружающую среду от вредного воздействия радиоактивных отходов и свести к минимуму негативные последствия захоронения для будущих поколений [3]. Учитывая вышесказанное, во всем мире ведутся активные разработки и исследования бетона и материалов на его основе. Существуют несколько методов для изучения внутренней структуры и дефектов в бетоне [4, 5]. В работе [6] продемонстрирована эффективность метода нейтронной радиографии (НР) для этой цели. Метод НР может быть применен для исследования пористости, микроструктуры и распределения размеров пор в бетоне [7, 8], а также для оценки миграции воды в бетоне разных марок [9, 10, 11].

В настоящей работе приведены результаты исследований бетона разных марок методом нейтронной радиографии и томографии.

Объект исследования

Для неразрушающих исследований были выбраны пять образцов бетона трех разных видов марок. Образцы бетона соответствовали требованиям ГОСТ [12, 13].

Образец №1 изготовлен из бетона марки М500 с максимальной фракцией заполнителя 28 мм (см.рис.1(1)). Образцы №2 и №3 изготовлены из бетона марки М400 с максимальной фракцией заполнителя 18 мм (см. рис.1(2 и 3)). Образцы №4 и №5 изготовлены из бетона марки М350 с

максимальной фракцией заполнителя 18 мм (см. рис.1 (4 и 5)).

Образец №1 был вырезан из имевшегося в наличии бетонного блока. Данный блок был изготовлен в 2018 году и поэтому имеет естественное старение. Остальные образцы были изготовлены в 2021 году специально для этих исследований.

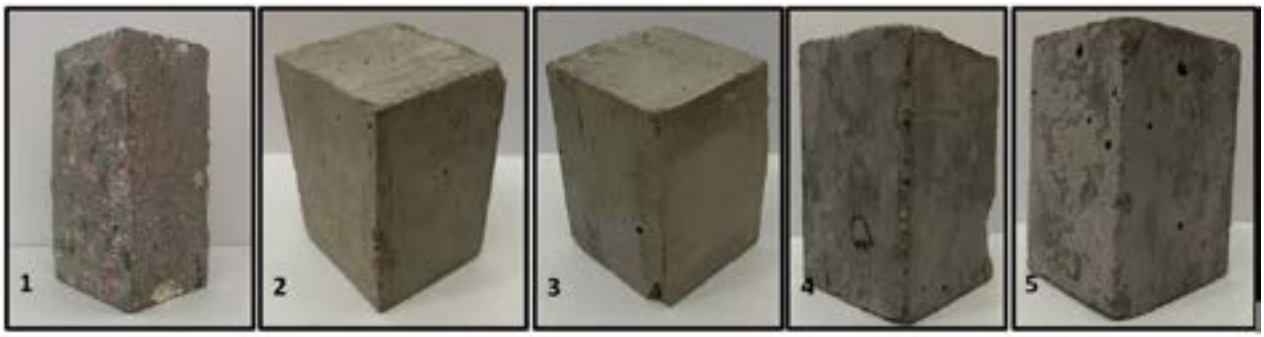


Рисунок 1 – Внешний вид образцов для исследования

Внешний вид образцов показан на рисунке 1, их габариты приведены в таблице 1

Таблица 1 – Габариты исследуемых образцов

	Образец №1	Образец №2	Образец №3	Образец №4	Образец №5
Длина, мм	48±2	53±2	53±2	53±2	53±2
Ширина, мм	44±2	51±2	52±2	50±2	51±2
Высота, мм	98±2	80±2	78±2	81±2	76±2

Метод исследования

В качестве метода неразрушающих исследований бетона был выбран метод нейтронной радиографии и томографии.

Суть метода нейтронной радиографии заключается в том, что исследуемый объект облучается коллимированным потоком нейтронов, где различие в нейтронных сечениях поглощения для разных элементов объекта дает информацию о внутреннем распределении неоднородностей исследуемых материалов (см. рис. 2). Детектор регистрирует распределение потока нейтронов за объектом [14].

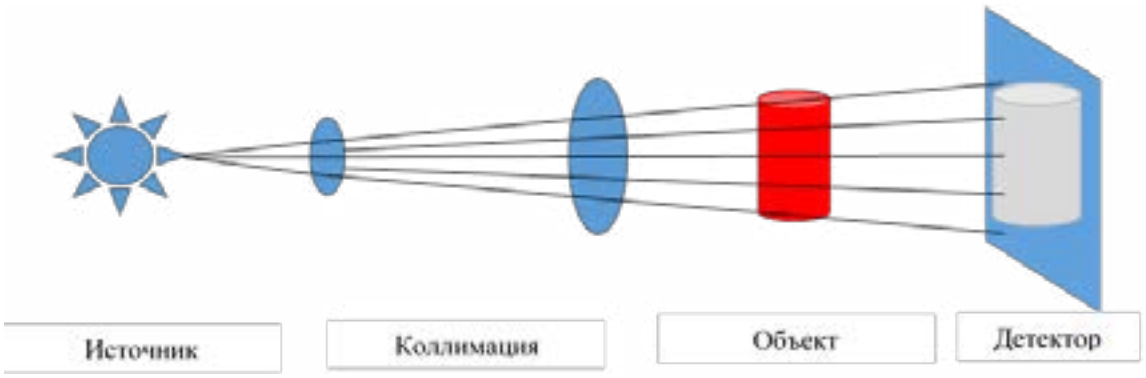


Рисунок 2 – Схема метода нейтронной радиографии

Нейтронное излучение проходя через материал будет ослабевать и описывается формулой (1) – Законом Ламберта-Бера [15].

$$I = I_0 e^{-\int_0^t N(x)\sigma(x)dx}. \quad (1)$$

Степень ослабления излучения будет зависеть от двух процессов – это рассеяние и поглощение. Для количественного измерения этой величины вводится коэффициент ослабления излучения (μ). Подставляя этот коэффициент в формулу (1), закон Ламберта-Бера трансформируется в (2). Эта величина характеризует степень проникновения излучения в материал.

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (2)$$

В экспериментальной физике применяется массовый коэффициент ослабления, который равняется отношению коэффициента ослабления на плотность материала и измеряется в см^2/г.

Нейтронная томография (НТ) – это развитие метода НР, где используются математические методы и алгоритмы обработки данных для восстановления трехмерного изображения исследуемого объекта.

Данные исследования проведены на установке нейтронной радиографии и томографии (УНРиТ) [16-18], которая расположена на одном из горизонтальных каналов реактора ВВР-К [19, 20]. Параметры установки во время экспериментов приведены в таблице 2. Образцы были исследованы как радиографическим, так и томографическим методами. Время экспозиции составило 20 секунд. Вращение образца для томографии обеспечивалась работой гониометра. При этом было сделано 180 снимков с шагом в 1°. Далее образцы №1 и №4 были помещены в резервуар с водой высотой ~6 мм и производились их снимки в течение разного времени выдержки. На основе полученных снимков была изучена скорость распространения воды по высоте образца.

Таблица 2 – Параметры установки УНРиТ

Энергетический спектр нейтронов	Спектр Максвелла (тепловые нейтроны)
Расстояние от замедлителя до диафрагмы	3.5 м
Расстояние от диафрагмы до образца L	7 м
Диаметр отверстия D	20 мм
L/D	350
Поле обзора	9*9 см^2
Сцинтилляционный экран	^{6}LiF/ZnS: Ag –толщина 0.1 мм
ПЗС-матрица камеры	HAMAMATSU-S12101 2048*2048 пикселей с размером 12*12 μм Полный размер 24x24 мм
Поток тепловых нейтронов на образец	1.2*10^7 н/см^2/сек at L/D=350 [2]
Нейтронный фильтр	Сапфир (толщина – 106 мм)
Стандартное время экспозиции	20-40 сек

Полученные изображения были обработаны и проанализированы с помощью программы ImageJ [21]. Этот процесс включает в себя коррекцию фона и расчет интенсивности в интересующей области. Необработанные изображения были нормализованы по отношению к изображениям открытого и закрытого пучка, чтобы вычесть фоновые шумы на основе уравнения (3) [22, 23]. Медианный фильтр использовался для объединения трех изображений образца для устранения артефактов из-за гамма-лучей [24]. Это усреднение также уменьшает разброс измеренных интенсивностей [25]. Среднее значение первых трех изображений использовалось в качестве эталонного изображения. После коррекции фона был рассчитан профиль средней интенсивности по глубине образца для эталонных и зависимых от времени изображений.

$$I_{\text{скорректированное изображение}} = \frac{I_{\text{необработанное изображение}} - I_{\text{закрытый пучок}}}{I_{\text{открытый пучок}} - I_{\text{закрытый пучок}}} \quad (3)$$

Результаты и обсуждение

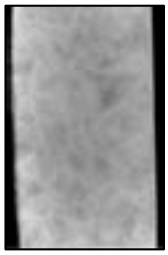
Полученные нейтронографические снимки для всех образцов показаны в таблице 3. На полученных снимках отчетливо видна внутренняя структура образцов. Во всех образцах отсутствуют трещины и пустоты диаметром более 1 мм.

Определены средние линейные коэффициенты ослабления нейтронного излучения для всех образцов, которые составили:

Образец №1 - $\mu_{ср}$ = (0,300±0,030) см$^{-1}$;
Образец №2 - $\mu_{ср}$ = (0,314±0,033) см$^{-1}$;
Образец №3 - $\mu_{ср}$ = (0,318±0,030) см$^{-1}$;
Образец №4 - $\mu_{ср}$ = (0,318±0,030) см$^{-1}$;
Образец №5 - $\mu_{ср}$ = (0,328±0,031) см$^{-1}$.

Образец №1 имеет наименьший линейный коэффициент ослабления нейтронного излучения, что соответствует его внутренней структуре, так как у данного образца в средней части имеется большое количество наполнителя с относительно большой фракцией.

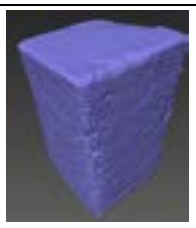
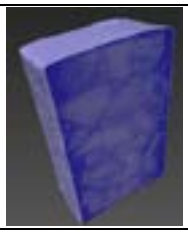
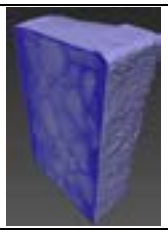
Таблица 3 – Нейтронные снимки образцов

№	Фотография (вид спереди)	Нейтронный снимок (вид спереди)	Фотография (вид сбоку)	Нейтронный снимок (вид сбоку)
Образец №1				
Образец №2				
Образец №3				
Образец №4				
Образец №5				

Восстановленные томографические снимки представлены в таблице 4. Следует отметить, что томография проведены только для трех образцов.

Результаты экспериментов с изучением проникновения воды сквозь образец показаны на рисунке 3. Образец №1 и №4 были помещены в резервуар с водой глубиной ~6 мм после чего периодически снимались нейтронные изображения. На основе полученных снимков была получена визуализация скорости распространения воды по высоте образца.

Таблица 4 – Восстановленные томографические изображения образцов и их линейные коэффициенты ослабления нейтронного излучения

№	Восстановленное томографическое изображение	Разрез изображения с одной стороны	Разрез изображения со второй стороны	Уточненное значение линейного, коэффициента ослабления для бетона, $см^{-1}$	Значение линейного коэффициента ослабления для цементного камня, $см^{-1}$	Значение линейного коэффициента ослабления для заполнителя, $см^{-1}$
Образец №1				0,296±0,068	0,478±0,068	0,250±0,046
Образец №2				0,319±0,068	0,432±0,046	0,250±0,046
Образец №4				0,341±0,068	0,432±0,046	0,250±0,046

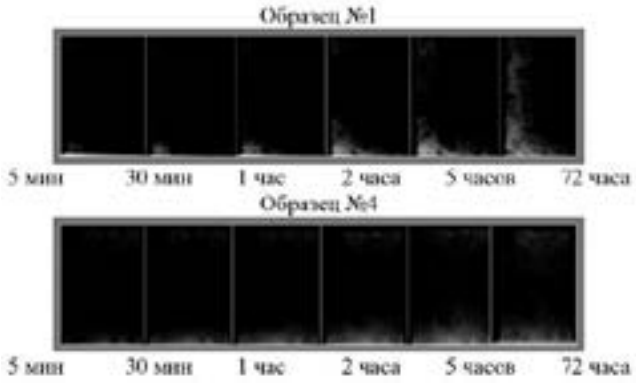


Рисунок 3 – Визуализация скорости распространения воды

Выводы

В результате проведенных исследований неразрушающим методом нейтронной радиографии и томографии были изучены образцы бетона трёх разных видов марок.

Исследования показали, что разница линейных коэффициентов ослабления нейтронного излучения для рассмотренных образцов не превышает 10%. По всей видимости, это отличие связано с разным водоцементным соотношением и размерами фракции наполнителя в образцах.

Внутренняя структура образца №1 не равномерна по объему. По краям образца превалирует водоцементная фракция, а в центре – наполнитель в виде каменной фракции. У остальных образцов распределение составляющих бетона более равномерно.

Также можно отметить, что образец №1 имеет большую скорость проникновения воды по высоте бетона, что говорит о его большей пористости. Скорость миграции воды по высоте образца составила 1.4 мм/ч.

Благодарности

Авторы выражают огромную благодарность экспериментальной группе, участвовавшей в проведении данных работ, а также персоналу реактора ВВР-К за помощь в проведении экспериментов.

Литература

1 Taylor H.F.W. Cement chemistry, 2nd edition. – London: Thomas Telford, 1997.

2 Kichanov S.E., Nazarov K.M., Kozlenko D.P., Balasoiu M., Nicu M., Ionascu L., Dragolici A.C., Dragolici F. and Savenko B.N. Neutron tomography studies of cement-based materials used for radioactive waste conditioning // Romanian Journal of Physics - 2019. - Vol.64. - P.1-2.

3 Технологические и организационные аспекты обращения с радиоактивными отходами. IAEA-TCS-27, ISSN 1018–5518. – Вена: МАГАТЭ, 2005.

4 Zhang P., Wittmann F.H., Lura P., Müller H.S., Han S. and Zhao T. Application of neutron imaging to investigate fundamental aspects of durability of cement-based materials: A review // Cement and Concrete Research - 2018. - Vol.108. - P.152-166.

5 Szilágyi V., Gméling K., Kis Z., Harsányi I. and Szentmiklósi L. Neutron-based methods for the development of concrete // Brittle Matrix Composites 12 - Proceedings of the 12th International Symposium on Brittle Matrix Composites - 2019. - Vol.. - P.183-193.

6 Kim H., Razakamandimby R., D.F.T., Szilágyi V., Kis Z., Szentmiklósi L., Glinicki M.A. and Park, K. Reconstruction of concrete microstructure using complementarity of X-ray and neutron tomography // Cement and Concrete Research - 2021. - Vol.148.

7 Salák M., Khmurovska Y. & Štemberk P. Application of imaging techniques and image analysis to concrete samples // AIP Conference Proc. 2322, 020033 - 2021.

8 Seki Y., Taketani A., Hashiguchi T., Wang S., Mizuta M., Wakabayashi Y., Otake Y., Yamagata Y., Baba H., Kino K., Hirota K.and Tanaka, S. Fast neutron transmission imaging of the interior of large-scale concrete structures using a newly developed pixel-type detector // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment - 2017. - Vol.870. - P.148-155.

9 Cheikh Sleiman H., Tengattini A., Briffaut M., Huet B.and Dal Pont S. Simultaneous x-ray and neutron 4D tomographic study of drying-driven hydro-mechanical behavior of cement-based materials at moderate temperatures // Cement and Concrete Research - 2021. - Vol.147.

10 Ikeda Y., Otake Y. and Mizuta M. Nondestructive measurement for water and voids in concrete with compact neutron source // Plasma and Fusion Research, - 2018. - Vol.13.

11 Tremsin A.S., Shinohara T., Oikawa K., Li J. and Monteiro, P.J.M. Non-destructive mapping of water distribution through white-beam and energy-resolved neutron imaging // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment - 2019. - Vol.927. - P.174-183.

12 ГОСТ 7473-94: "Смеси бетонные. Технические условия".

13 ГОСТ 27006-86: "Бетоны. Правила подбора состава".

14 Kardjilov N., Manke I., Hilger A., Strobl M. and Banhart J. Neutron imaging in materials science // Materials science. - 2011. - Vol.14. - P.248-256.

15 Raventosa M., Hartia R.P, Lehmann E. and Grünzwei C. A method for neutron scattering quantification and correction applied to neutron imaging // Physics Procedia - 2017. - Vol.88. - P.275 – 281.

16 Nazarov K.M., Mukhametuly B., Kichanov S.E., Zholdybayev T.K., Shaimerdenov A., Karakozov K.B., Dyussambayev D.S., Aitkulov M.T., Yerdauletov M., Napolskiy P., Kenessarin M., Kalymkhan E.K., Imamverdiyev N.A. and Jabarov, S.H. Non-destructive analysis of materials by neutron imaging at the TITAN facility // Eurasian Journal of Physics and Functional Materials - 2021. - Vol.5. - P.6-14.

17 Nazarov K.M., Muhametuly B., Kenzhin E.A., Kichano, S.E., Kozlenko D.P., Lukin E.V. & Shaimerdenov A.A. New neutron radiography and tomography facility TITAN at the WWR-K reactor // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment - 2020. - Vol.982.

18 Muhametuly B., Kichanov S.E., Kenzhin E.A., Kozlenko D.P., Nazarov K.M., Shaimerdenov A.A., Bazarbaev E. & Lukin E.V. Concept of a Facility of Neutron Radiography and Tomography at the Research Reactor WWR-K in Almaty, Kazakhstan // Journal of Surface Investigation - 2019. - Vol.13. - P.877-879.

19 Shaimerdenov A.A., Nakipov D.A., Arinkin F.M., Gizatulin S.K., Chakrov P.V. & Kenzhin Y.A. The 50th Anniversary of the WWR-K Research Reactor // Physics of Atomic Nuclei - 2018. - Vol.81. - P.1408-1411.

20 Bauyrzhan A.B., Koltochnik S.N., Aitkulov M.T., Dyussambayev D.S., Shaimerdenov A.A., Mukhametuly B. & Burtebaev N.T. Neutron-physical parameters at the outlet of the WWR-K reactor beam tube // Eurasian Journal of Physics and Functional Materials - 2019. - Vol.3(10). - P.219-225.

21 Schneider C.A., Rasband W.S. & Eliceiri K.W. NIH Image to ImageJ: 25 years of image analysis // Nature Methods - 2012. - Vol.9. - P.671-675.

22 Moradllo M.K., Qiao C., Isgor B., Reese S. & Weiss W.J. Relating formation factor of concrete to water absorption // ACI Materials Journal - 2018. - Vol.115. - P.887-898.

23 Kang M., Bilheux H.Z., Voisin S., Cheng C.L., Perfect E., Horita J. & Warren J.M. Water calibration measurements for neutron radiography: Application to water content quantification in porous media // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment - 2013. - Vol.708. - P.24-31.

24 Hussey D. S., Spernjak D., Weber A. Z., Mukundan R., Fairweather J., Brosha E. L., Borup R.L. Accurate measurement of the through-plane water content of proton-exchange membranes using neutron radiography // Journal of Applied Physics - 2012. - Vol.112.

25 Weiss J., Geiker M.R. & Hansen K.K. Using X-ray transmission/attenuation to quantify fluid absorption in cracked concrete // International Journal of Materials and Structural Integrity - 2015. - Vol.9(10). - P.3-20.

References

1 H.F.W. Taylor Cement chemistry, 2nd edition (London: Thomas Telford, 1997).

2 S.E. Kichanov, K.M. Nazarov, D.P. Kozlenko, M. Balasoiu, M. Nicu, L. Ionascu, A.C. Dragolici, F. Dragolici and B. N. Savenko, Romanian Journal of Physics 64, 1-2 (2019).

3 Tekhnologicheskie i organizacionnye aspekty obrashcheniya s radioaktivnymi othodami. IAEA-TCS-27, ISSN 1018–5518 (Vienna: IAEA, 2005) (in Russ.).

4 P. Zhang, F.H. Wittmann, P. Lura, H.S. Müller S. Han, and T. Zhao, Cement and Concrete Research 108, 152-166 (2018).

5 V. Szilágyi, K. Gméling, Z. Kis, I. Harsányi, and L. Szentmiklósi,, Proc. of the 12th Int. Symposium on Brittle Matrix Composites 12, 183-193 (2019).

6 H. Kim, D.F.T. Razakamandimby R., V. Szilágyi, Z. Kis, L. Szentmiklósi, M.A. Glinicki and K. Park, Cement and Concrete Research 148, (2021).

7 M. Salák, Y. Khmurovska and P. Štemberk, AIP Conf. Proc. 2322, 020033 (2021).

8 Y. Seki, A. Taketani, T. Hashiguchi, S. Wang, M. Mizuta, Y. Wakabayashi, Y. Otake, Y. Yamagata, H. Baba, K. Kino, K. Hirota and S. Tanaka, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 870, 148-155 (2017).

9 H. Cheikh Sleiman, A. Tengattini, M. Briffaut, B. Huet & S. Dal Pont, Cement and Concrete Research, 147 (2021).

10 Y. Ikeda, Y. Otake and M. Mizuta, Plasma and Fusion Research, 13 (2018).

11 A.S. Tremsin, T. Shinohara, K. Oikawa, J. Li and P.J.M. Monteiro, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 927, 174-183 (2019).

12 GOST 7473-94: "Smesi betonnye. Tekhnicheskie usloviya". (in Russ.).

13 GOST 27006-86: "Betony. Pravila podbora sostava". (in Russ.).

14 N. Kardjilov, I. Manke, A. Hilger, M. Strobl and J. Banhart, Materials science. 14, 248-256 (2011).

15 M. Raventosa, R.P. Hartia, E. Lehmann and C. Grünzwei, Physics Procedia 88, 275 – 281 (2017).

16 K.M. Nazarov, B. Mukhametuly, S.E. Kichanov, T.K. Zholdybayev, A. Shaimerdenov, K.B. Karakozov, D.S. Dyussambayev, M.T. Aitkulov, M. Yerdauletov, P. Napolskiy, M. Kenessarin, E.K. Kalymkhan, N.A. Imamverdiyev and S.H. Jabarov, Eurasian Journal of Physics and Functional Materials 5, 6-14 (2021).

17 K.M. Nazarov, B. Muhametuly, E.A. Kenzhin, S.E. Kichanov, D.P. Kozlenko, E.V. Lukin and A.A. Shaimerdenov, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 982 (2020).

18 B. Muhametuly, S.E. Kichanov, E.A. Kenzhin, D.P. Kozlenko, K.M. Nazarov, A.A. Shaimerdenov, E. Bazarbaev and E.V. Lukin, Journal of Surface Investigation 13, 877-879 (2019).

19 A.A. Shaimerdenov, D.A. Nakipov, F.M. Arinkin, S.K. Gizatulin, P.V. Chakrov and Y.A. Kenzhin, Physics of Atomic Nuclei 81, 1408-1411 (2018).

20 A.B. Bauyrzhan, S.N. Koltochnik, M.T. Aitkulov, D.S. Dyussambayev, A.A. Shaimerdenov, B. Mukhametuly and N.T. Burtebaev, Eurasian Journal of Physics and Functional Materials 3(10), 219-225 (2019).

21 C.A. Schneider, W.S. Rasband and K.W. Eliceiri, Nature Methods 9, 671-675 (2012).

22 M.K. Moradllo, C. Qiao, B. Isgor, S. Reese and W.J. Weiss, ACI Materials Journal 115, 887-898 (2018).

23 M. Kang, H.Z. Bilheux, S. Voisin, C.L. Cheng, E. Perfect, J. Horita and J.M. Warren, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 708, 24-31 (2013).

24 D.S. Hussey, D. Spernjak, A.Z. Weber, R. Mukundan, J. Fairweather, E.L. Brosha and R. L. Borup, Journal of Applied Physics 112 (2012).

25 J. Weiss, M.R. Geiker and K.K. Hansen, International Journal of Materials and Structural Integrity 9(10), 3-20 (2015).

3-бөлім

ЖЫЛУ ФИЗИКАСЫ ЖӘНЕ ТЕОРИЯЛЫҚ ЖЫЛУ ТЕХНИКАСЫ

Section 3

THERMOPHYSICS AND THEORETICAL HEAT ENGINEERING

Раздел 3

ТЕПЛОФИЗИКА И ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ТЕПЛОТЕХНИКА

МРНТИ 29.03.21; 59.37.71; 90.27.32 https://doi.org/10.26577/RCPh.2022.v80.i1.07

А.Ю. Баранов, А.В. Василёнок*, Д.В. Макарчук, А.П. Спиридонова

Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Россия, г. Санкт-Петербург
*e-mail: vasilenok_anna@itmo.ru

ЖИДКОСТНЫЕ СИСТЕМЫ ОХЛАЖДЕНИЯ ИНДИВИДУАЛЬНЫХ КРИОТЕРАПЕВТИЧЕСКИХ УСТАНОВОК

Использование жидкого азота в качестве криоагента (LN) – основа конкурентных преимуществ для индивидуальных криотерапевтических установок (IWBC). При эксплуатации этих установок электроэнергия расходуется только на вспомогательные операции, так как тепловая нагрузка, связанная с реализацией технологии общего криотерапевтического воздействия (WBC) покрывается за счет газификации криоагента. Важным, с практической точки зрения, преимуществом является то, что из-за этого IWBC аппараты потребляют не более 1 кВт электрической мощности и их можно подключать к бытовой сети, а также создавать и эксплуатировать мобильные версии IWBC установок. Распространено ошибочное мнение о том, что одноместные криотерапевтические системы (криосауны) нерационально используют жидкий азот. Это мнение основано на визуальных эффектах, сопровождающих процедуры IWBC и выход пациентов из кабины в процедурное помещение. Смешиваясь с влажным атмосферным воздухом пары азота создают значительный объем водяного тумана, этот туман создает у наблюдателя ложное представление о больших потерях криогенного газа при выходе элементов из процедурной кабины. Производители криосаун оценивают затраты криоагента на одну IWBC процедуру в 4,5 кг. В рекламе установок для групповой WBC, производители таких аппаратов утверждают, что затраты LN не превышают 100 кг/час, если учесть, что за час WBC получило 50 человек, на одного пациента тратится не более 2 кг LN. Это считается преимуществом многоместных установок с азотной системой охлаждения (NCS). В действительности затраты криоагента в многоместных установках не соответствуют тепловым потокам, поступающим в зону WBC, поэтому температура воздуха в них нестабильна и во время проведения процедуры повышается на 50-60 K. В статье приводится теплофизический анализ процесса WBC в криосаунах.

Ключевые слова: общее криотерапевтическое воздействие, WBC, индивидуальное криотерапевтическое воздействие, IWBC, криоагент, теплоноситель.

A.Yu. Baranov, A.V. Vasilenok*, D.V. Makarchuk, A.P. Spiridonova

ITMO University, Russia, St. Petersburg
*e-mail: vasilenok_anna@itmo.ru

Liquid cooling systems for individual cryotherapy units

The use of liquid nitrogen in a cryoagent (LN) is a competitive advantage for individual cryotherapy units (IWBC). During the operation of this electric power industry, it is consumed only for auxiliary operations, since the heat load associated with the implementation of the technology of general cryotherapy (WBC) is covered by gasification of the cryoagent. An important, from a practical point of view, the advantage is that because of this IWBC devices consume no more than 1 kW of power and they can be connected to a household network, as well as create and operate mobile version IWBC installations. There is a widespread misconception that single-seat cryotherapy systems (cryosaunas) use liquid nitrogen irrationally. This opinion is based on the visual effects accompanying IWBC procedures and patients from the cockpit in the treatment room. Air flow of air in an air environment. Cryosauna manufacturers estimate the cost of a cryoagent for one IWBC capacity at 4.5 kg. In an advertisement for group WBC installations, manufacturers of such devices claim that LN costs do not exceed 100 kg/hour, given that the WBC received 50 people per hour, no more than 2 kg of LN is spent per patient. This is an advantage of the Nitrogen Refrigerated System (NCS) multi-seat units. Under the conditions of using a cryoagent in multi-site installations, it does not correspond to the heat fluxes entering the WBC zone,

 © 2022 Al-Farabi Kazakh National University

therefore the air temperature in them is unstable and during the procedures it rises by 50-60 K. The article provides a thermophysical analysis of the WBC process in cryosaunas.

Key words: general cryotherapy, WBC, individual cryotherapy, IWBC, cryoagent, coolant.

А.Ю. Баранов, А.В. Василёнок*, Д.В. Макарчук, А.П. Спиридонова

Санкт-Петербург мемлекеттік ақпараттық технологиялар, механика және оптика университеті, Ресей, Санкт-Петербург қ.
*e-mail: vasilenok_anna@itmo.ru

Жеке криотерапия қондырғыларына арналған сұйық салқындату жүйелері

Сұйық азотты криоагент (LN) ретінде пайдалану жеке криотерапия бөлімшелері (IWBC) үшін бәсекелестік артықшылық болып табылады. Бұл қондырғыларды пайдалану кезінде электр энергиясы тек көмекші операцияларға жұмсалады, өйткені жалпы криотерапия (WBC) технологиясын енгізуге байланысты жылу жүктемесі криоагентті газдандырумен жабылады. Маңызды, практикалық тұрғыдан алғанда, артықшылығы – осының арқасында IWBC құрылғылары 1 кВт-тан аспайтын электр қуатын тұтынады және оларды тұрмыстық желіге қосуға, сондай-ақ IWBC қондырғыларының мобильді нұсқаларын жасауға және пайдалануға болады. Бір орынды криотерапиялық жүйелер (криозауналар) сұйық азотты ұтымсыз пайдаланады деген қате пікір кең тараған. Бұл пікір IWBC процедураларымен және пациенттің кабинадан емдеу бөлмесіне шығуымен бірге жүретін көрнекі әсерлерге негізделген. Ылғалды атмосфералық ауамен араласып, азот булары су тұманының айтарлықтай көлемін жасайды, бұл тұман бақылаушыға элементтер тазарту кабинасынан шыққан кезде криогенді газдың үлкен жоғалуы туралы жалған әсер қалдырады. Криосауна өндірушілері бір IWBC процедурасы үшін криоагенттің құнын 4,5 кг бағалайды. Топтық WBC қондырғыларына арналған жарнамада мұндай құрылғыларды өндірушілер LN құны сағатына 100 кг/сағ аспайды деп мәлімдейді, WBC сағатына 50 адам қабылдағанын ескере отырып, бір пациентке 2 кг-нан аспайтын LN жұмсалады. Бұл азотты тоңазытқыш жүйесінің (NCS) көп орындық қондырғыларының артықшылығы болып саналады. Шын мәнінде, көп учаскелік қондырғылардағы криоагенттің құны WBC аймағына түсетін жылу ағындарына сәйкес келмейді, сондықтан олардағы ауа температурасы тұрақсыз және процедура кезінде 50-60 K жоғарылайды. Мақалада термофизикалық талдау берілген. криозауналардағы WBC процесі.

Түйін сөздер: жалпы криотерапия, лейкотерапия, жеке криотерапия, IWBC, криоагент, салқындатқыш.

Введение

Общее криотерапевтическое воздействие (WBC) – высокоэффективная физиотерапевтическая процедура. Преимуществом WBC является ее неспецифическое лечебное действие [1], которое является основой ее успешного применения во многих областях медицины [2]. Особое значение WBC получило как эффективное средство профилактики и лечения COVID-19, а также реабилитации пациентов, перенесших это заболевание. Не менее популярно спортивное применение WBC. Однако, использование для проведения процедур WBC аппаратов с разными технологическими характеристиками не позволяет получать высокие результаты во всех случаях [3,4,5,6].

Наилучшие и стабильные результаты получены с использованием одноместных установок (криосаун), которые используют в качестве криоагента жидкий азот. В многоместных установках для покрытия тепловой нагрузки от объекта WBC (поверхности тела пациентов) также используют системы с азотным охлаждением. Но затраты азота не покрывают тепловыделения в зону WBC поэтому температура газа в таких устройствах нестабильна. Как следствие, эффективность процедур WBC в 3 раза ниже, чем в криосаунах [2,7,8,9].

Еще более низкую эффективность демонстрируют многоместные установки с компрессионным охладителями, в которых температура воздуха не опускается ниже 160 К. Показано [1], что в этом случае эффективность процедур в 10 раз ниже, чем в одноместных установках. За счет прямого контакта кожи пациента с парами жидкого азота теплота поглощается не только за счет испарения криоагента, но и за счет перегрева паров температуры кипения до температуры криостатирования зоны WBC. Удельная теплоотводящая способность LN составляет:

$$Q_N = r_N + c_p(T_g - T''), \qquad (1)$$

где r_N – теплота кипения азота, кДж/кг; c_p – теплоемкость паров азота, кДж/(кг·К); T_g – температура газа в зоне WBC, К; T'' – температура кипения жидкого азота при атмосферном давлении, К.

Полагая, что r_N =199 кДж/кг, c_p =1,02 кДж/(кг·К), T_g=140 К, T'' =78 К, получим $Q_N \approx 260$ кДж/кг.

Использование теплоты перегрева паров снижает затраты LN на 30%. Несмотря на это, что на поглощение 620 кДж теплоты необходимо испарить около 2,4 кг LN [10].

Теплота поступает в зону WBC от поверхности тепловой изоляции и с потоками газа проникающими в кабину при входе пациентов. Негативное влияние этих потоков в значительной степени связано с компактностью размещения пациентов в процедурной кабине. В криосаунах компактность размещения пациентов достигает величины $n = 2$ чел/м^3, в многоместных установках компактность размещения колеблется от 0,8 до 1 чел/м^3.

Негативное влияние низкой компактности размещения показывает коэффициент тепловой эффективности кабины для WBC:

$$\eta_{TЭ} = \frac{Q_h}{Q_\Sigma}, \qquad (2)$$

где Q_h – количество теплоты отведенное от поверхности объекта WBC, Q_Σ- суммарная теплота отведенная системой охлаждения.

У криосаун $\eta_{\text{тэ}} \leq 0{,}7$, а у многоместных WBC установок $\eta_{\text{тэ}} \geq 0{,}5$ [10,11].

Кроме этого, в многоместных системах организовать перегрев паров криоагента до температуры зоны WBC невозможно, так как перенос теплоты происходит через теплопередающую поверхность теплообменного устройства. Это увеличивает затраты криоагента на 20% [11].

Криосауны отличаются крайне низкой тепловой инерцией, поэтому для подготовки к работе достаточно затратить 5 минут времени и не более 5 кг жидкого азота. Пуск многоместной кабины с азотным охлаждением продолжается не менее 3 часов, при этом затрачивается до 300 кг жидкого азота. Рентабельная эксплуатация таких установок возможно при пропускной способности от 500 человек в сутки.

Методика

Технология отвода теплоты из кабины одноместной криосауны

Особенностью WBC процедур в криосауне является то, что пациент погружен в криогенный газ только по плечи. Голова пациента остается в атмосферном воздухе. Это значительно повышает безопасность и комфортность процедур. Кроме этого размеры низкотемпературной кабины достаточно малы. Внутренний объем кабины составляет примерно 0,4 м^3. Для сравнения в многоместной кабине на одного пациента приходится от 1,0 до 1,5 м^3 пространства процедурной кабины.

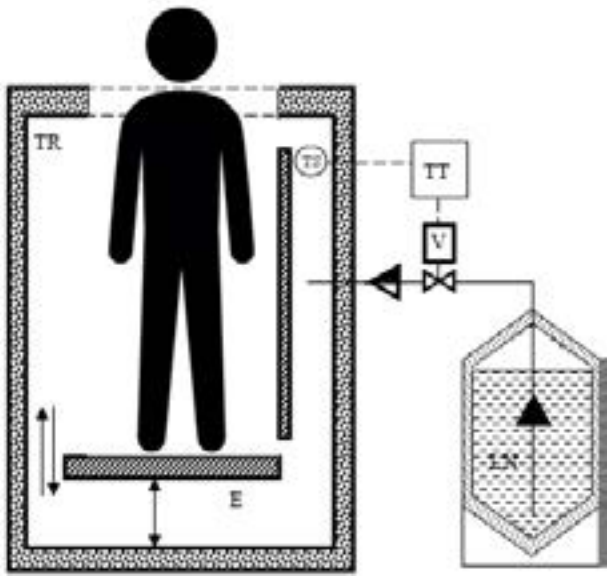


Рисунок 1 – Принципиальная схема индивидуальной криосауны [2]

Криосауны пользуются большой популярностью у потребителей, поэтому растет число производителей аппаратов такого типа.

Однако многие производители неверно представляют себе принцип действия системы азотного охлаждения. Представление о подобного рода представлениях дает схема аппарата для IWBC опубликованная в [2] (см. рисунок 1). Считается, что жидкий азот отбираемый из сосуда с повышенным давлением, распыляется непосредственно в объеме процедурной кабины, за счет обмена теплотой с газом, заполняющим кабину [2].

Некоторые авторы [12] справедливо указывают, что такая подача азота создает угрозу здоровью пациента. Но в действительности такая схема передачи теплоты WBC к жидкому криоагенту не работоспособна, так как большая часть жидкости не успевает получить теплоту испарения от газа, заполняющего кабину, поэтому крупные капли криоагента выпадают на пол кабины, а мелкие оседают на стенках кабины и даже на коже пациента. Попадание частиц жидкого азота на кожный покров однозначно вызывает локальное обморожение, поэтому производители криосаун, работающих по такому принципу повышают давление в сосуде с азотом таким образом, чтобы после дросселирования в клапане V в кабину поступал поток, состоящий преимущественно из паров азота. Пары азота отводят теплоту только за счет своей теплоемкости, поэтому для криостатирования объема кабины на уровне 140 К необходимо затрачивать большое количество криоагента.

$$C_{LN} = \frac{Q_{\Sigma}}{C_p(T_q - T'')}, \qquad (3)$$

где Q_{Σ} – суммарная нагрузка, Q_{Σ}≈1000 кДж.

В таком режиме расход жидкого азота увеличивается до 16,7 кг на одну процедуру [2], однако если увеличить температуру в кабине, например, до 200К, затраты азота снизятся до 8,2 кг и т.д. В итоге на рынке медицинской техники и услуг присутствует большое число «криотерапевтических» установок, которые только имитируют процесс WBC. Внешне эти установки легко опознать, так как они выделяются «туманом», который подымается над верхним сечением кабины. В настоящей криосауне отбросной поток имеет плотность в 2 раза больше плотности воздуха, поэтому туман стекает вдоль стенок кабины с пациентом.

Распространено ошибочное представление о том, что на величину лечебного эффекта WBC существенное влияние оказывает охлаждение кожного покрова головы [13,14]. Практика WBC не подтверждает этого, по мнению вовлечения головы в зону охлаждения считается одним из преимуществ многоместных установок [15].

Воздух подается на смешение с расходом g_A, в него впрыскивается жидкий азот с расходом g_{LN}. В результате смешения образуется газовая смесь с температурой T_{M1} и расходом g_M. Затраты криоагента зависят от выбора температуры смеси на входе в процедурную кабину. Материальный баланс смешения:

$$g_M = g_{LN} + g_A. \qquad (4)$$

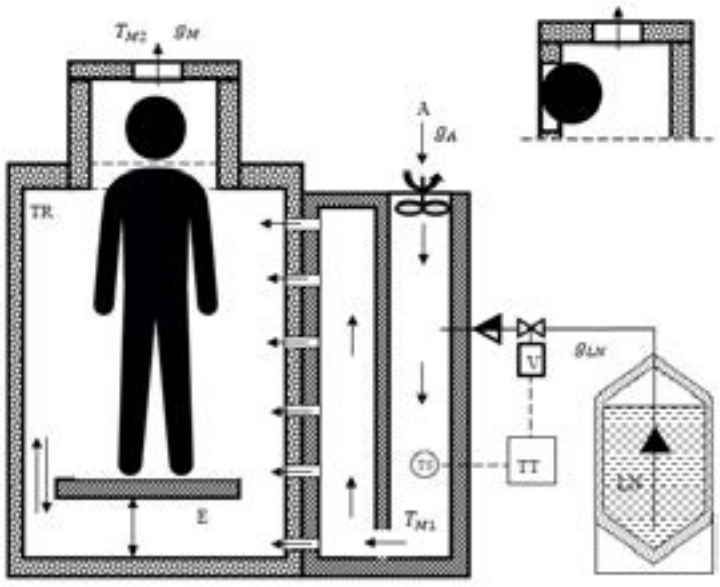


Рисунок 2 – Схема охлаждения индивидуальной криокапсулы

Полагая $g_M = 1$кг/с, получим 1 = LN + A или LN = 1-A. Тепловой баланс смешения:

$$A_{Cp}(T_{Cp} - T_{M1}) = (1 - A)(r - c_p(T_{M1} - T'')). \quad (5)$$

Решая выражение относительно содержания воздуха в потоке смеси получим:

$$A = \frac{r + c_p(T_{M1} - T'')}{c_p(T_{oc} - T_{M1}) + r(T_{M1} - T'')}. \quad (6)$$

Удельный расход азота:

$$LN = 1 - A. \quad (7)$$

Газ, поступающий в кабину TR, имеет положительную концентрацию кислорода:

$$x_M = x_A \cdot A. \quad (8)$$

В данном случае затраты криоагента зависят от температуры смеси на входе в кабину TR:

$$LN = f(T_{M1}),\ x_M = f(T_{M1}) \quad (9)$$

Выбор температуры на входе в процедурную кабину TR зависит от величины допустимого перегрева газа по высоте кабины:

$$\Delta T_M = T_{M2} - T_{M1}. \quad (10)$$

Охлаждающая смесь отводит тепловую нагрузку за счет своей теплоемкости и перегрева внутри процедурной кабины:

$$g_\Sigma = c_p \cdot q_M \cdot (T_{M2} - T_{M1}), \quad (11)$$

полагая тепловую нагрузку постоянной:

$$g_\Sigma = \frac{Q_\Sigma}{\tau_{\max}}. \quad (12)$$

Расход охлаждающего газа и жидкого азота зависят от величины допустимого перегрева газа в кабине:

$$g_M = \frac{g_\Sigma}{c_p(T_{M2} - T_{M1})}, \quad (13)$$

$$g_a = (1 - A)\frac{g_\Sigma}{c_p(T_{M2} - T_{M1})}. \quad (14)$$

Производители криокапсул утверждают, что поддерживают в кабине TR температуру на уровне T_{M1} = 150К, причем разность температуры по высоте кабины не превышает 10К.

При таких условиях для покрытия стандартной тепловой нагрузки на систему охлаждения потребуется подавать в кабину TR охлаждающую смесь с расходом $g_M = 0{,}67\ кг/с$. Расчетный расход жидкого азота $g_{LN} = 0{,}23\ кг/с$.

$$G_{LN} = 13{,}63\ кг/мин.$$

Или $G_{LN} = 41\ кг$ на процедуру. Производители криокапсул заявляют, что номинальный расход жидкого азота на процедуру не превышает 4,5 кг.

На рисунке 3 представлена графическая зависимость затрат азота от выбора допустимого перегрева.

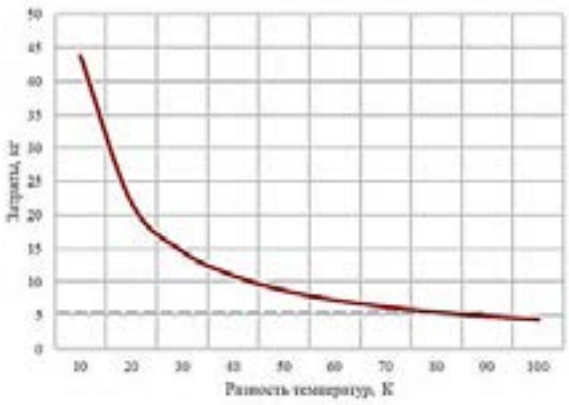


Рисунок 3 – Зависимость затрат жидкого азота на процедуру от разности температур по высоте процедурной кабины TR

График, представленный на рисунке 3, показывает что заявленные производителями затраты только в том случае, когда разность температур ΔT_M составит на менее 90К. Тогда:

$$T_{M2} = \Delta T_M + T_{M1}, \quad T_{M2} = 220K \tag{15}$$

Завершая анализ эффективности схемы охлаждения криокапсулы, можно оценить эффективность использования жидкого азота. Отношение, отведенной нагрузки к полной теплоотводящей способности затраченного жидкого азота:

$$\eta_{LN} = \frac{Q_\Sigma}{G_{LN}(r + c_p(T_{M1} - T''))}. \tag{16}$$

При разности температур $\Delta T_M = 10$К $\eta_{LN} = 0{,}105$, и даже при повышении разности температур до $\Delta T_M = 50$К $\eta_{LN} = 0{,}524$. Причина низкой эффективности такой схемы охлаждения связана с тем, что смесь с температурой T_{M2} сбрасывается в окружающую среду. Этих недостатков лишена система охлаждения криосауны, представленная на рисунке 4.

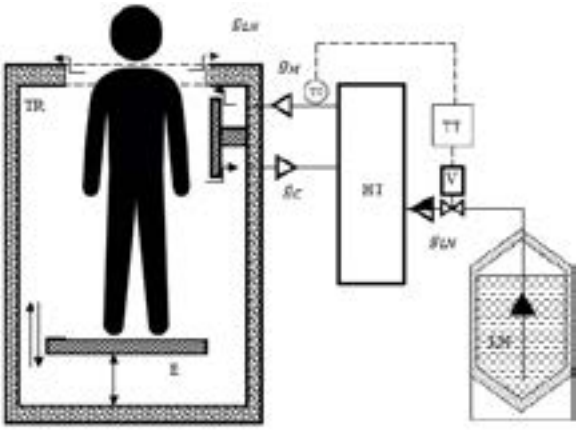


Рисунок 4 – Принципиальная схема индивидуальной криосауны [1]

В криосаунах охлаждение кабины TR обеспечивается циркуляцией газовой смеси, состоящей в основном из паров азота. Эта смесь образуется за счет смешения потока газа, поступающего из кабины TR (поток g_c) и жидкого азота (поток g_{LN}). Смешение осуществляется в тепломассообменном аппарате НТ. Расход жидкого азота регулируется по температуре смеси на выходе из аппарата НТ. В кабине TR газовый поток воспринимает тепловую нагрузку g_Σ, за счет этого температура потока повышается. Разность температур на границах зоны WBC не более $\Delta T_g \leq 30$ К.

Часть потока g_{wv}, равная по массе количеству криоагента испарившегося в теплообменнике IV, сбрасывается в атмосферу через верхнее сечение кабины TR. Остальная часть g_c возвращается в теплообменник НТ на регенерацию. При пуске криосауны происходит заполнение объема кабины TR парами азота, продолжительность фазы заполнения не более 20 с. За это время в теплообменнике НТ более 0,8 кг жидкого азота испаряется. Количество теплоты q_c, переносимой циркулирующим газом определяется расходом через зону WBC и разностью температур газа на границах зоны:

$$q_c = g \cdot c_p \cdot \Delta T_g, \tag{16}$$

где g – расход газа через зону WBC, кг/с; T_g, – разность температур газа на границах зоны, К. Разность температуры не должна превышать 30 К [1]. С учетом принятого ранее значения ΔT_g получим расчетное значение расхода газа g =0,2 кг/с.

Результаты и обсуждение

Обеспечение жидкостной системы охлаждения жидким азотом

Криосауны предназначены для решения большого круга практических задач, поэтому должна хорошо снабжаться азотом от внешнего источника. Жидкий азот расходуется неравномерно, за первые 20 с на заполнение кабины TR затрачивается до 1 кг криоагента. Производительность системы подачи жидкого азота должна превышать максимальный расход криоагента. Основным источником азота для криосауны являются сосуды Дьюара емкостью от 16 до 37 литров [16]. Криосауна имеет специальный отсек для установки сосудов и полуавтоматическую систему подключения к сосуду. Криоагент вытесняется из сосуда избыточным давлением 0,01 МПа, которое создается турбонагнетателем. Расход жидкого азота из сосуда Дьюара в теплообменник НТ достигает 0,6 кг/с. Эксплуатация криосауны с сосудами Дьюара не требует высококвалифицированного персонала, но сосуды Дьюара имеют малый запас LN в сосудах емкостью от 16 до 37 литров. Поэтому

использовать рекомендуется при отпуске до 30 процедур WBC в день. Разработана альтернативная система подачи азота из сосудов газификаторов из серии «Eurocyl» [17]. Эти сосуды снабжены системой управления давлением паров LN. Для работы с криосауной используют сосуды с избыточным давлением менее 0,2 МПа. Сосуд подключается контактной NCS гибким шлангом длиной до 2 м. Управление выдачей азота осуществляется электромагнитным клапаном контактной NCS. Расход жидкого азота из таких сосудов не превышает 0,1 кг/с, что ниже затрат азота при первом пуске криосауны. При повышении давления удельная теплоотводящая способность жидкого азота уменьшается примерно на 6 %. Затраты криоагента при подаче от сосудов серии «Eurocyl» на 10 % выше, чем при использовании сосудов Дьюара [17,18]. В крупных клиниках криосаунах получают азот от криогенного танка объемом от 0,5 до 3 $м^3$. Это позволяет получать жидкий азот крупными партиями до 3,0 $м^3$ [19,20]. Оптовые цены на жидкий азот в России в 2-3 раза ниже розничных цен, поэтому использование криогенного танка является наиболее рентабельным способом криосауны азотом [20].

Жидкостные системы охлаждения мобильных WBC систем

Жидкостные системы охлаждения являются безальтернативным решением для мобильных WBC систем. Мобильные аппараты для WBC используются в профессиональном спорте, так как могут сопровождать команды во время соревнований и тренировочных сборов [21]. Мобильные WBC системы изготавливаются в России с 2006 года. Мобильные криосауны участвовали в гонках «Тур де Франс», Универсиаде в Казани, Олимпийских играх в Сочи. Наряду с индивидуальными криосаунами для спортивных целей изготавливают и многоместные системы, которые также работают на базе азотного охлаждения. Недавно мобильную WBC систему презентовала компания «Линде Газ». Многоместный аппарат имеет рабочую температуру 140 К и использует NCS. Важно отметить, что именно компания «Линде Газ» в 90е годы XX века провела кампанию по переходу на WBC системы с рабочей температурой 170 К. Причем основным стимулом внедрения эти аппаратов считался отказ от использования жидкого азота. Спустя 30 лет компания не только вернулась к использованию NCS, но и понизила температуру в основной кабине до уровня близкого к оптимальному.

Заключение

Криостатирования зоны WBC за счет теплоотводящей способности жидкого азота являются наиболее рациональным технологическим решением на современном уровне востребованности криопроцедур.

Особенно эффективны контактные системы охлаждения криосаун, которые являются основой всех конкурентных преимуществ данного типа WBC аппаратов.

При оценке эффективности WBC аппаратов следует учитывать то, что затраты жидкого азота на одну процедуру не могут быть ниже 2,6 кг, так как такое количество криоагента нужно затратить только на отвод теплоты от поверхности тела пациента. Доля полезных затрат криоагента не может быть более 70%, поэтому теоретический минимум затрат LN на одну процедуру составляет 3,6 кг на пациента. Аппараты, расходующие меньшее количество криоагента, не выполняют технологическую задачу WBC, и не могут обеспечить достижение существенного лечебного эффекта.

Литература

1 Baranov A.Yu. Low-temperature installations for medical purposes. Part 1. Apparatus for general cryotherapy treatment: (textbook), St. Petersburg: University ITMO; IHBT, 2016. –.17 p.

2 Vasilenok A.V., Baranov A.Y., Malysheva T.A., Filatova O.A., Kutyanova L.R., Andreev A.M. and Solonina Y.A. The cost of liquid nitrogen for WBC sessions // IOP Conference Series: Materials Science and Engineering. – 2020. – Vol. 826, No. 1. – Art.No.012014.

3 Bouzigon R., Dupuy O., Tiemessen I., De Nardi M. and Bernard J.P, et al. Cryostimulation for post-exercise recovery in athletes: a consensus and position paper //Front. Sports Act. Living. – 2021. – Vol.3. – Art.No 688828.

4 De Nardi M., Facheris C., Ruggeri P., La Torre A. and Codella R. High-impact Routines to Ameliorate Trunk and Lower Limbs Flexibility in Women. Int J Sports Med. – 2020 – Vol. 41(14). – P.1039-46.

5 De Nardi M., Pizzigalli L., Benis R., Caffaro F. and Micheletti Cremasco M. Acute Effects of Partial-Body Cryotherapy on Isometric Strength: Maximum Handgrip Strength Evaluation. //J Strength Cond Res. – 2017. – Vol.31(12). – P.3497-502.

6 Fonda B. and Sarabon N. Effects of whole-body cryotherapy on recovery after hamstring damaging exercise: A crossover study //Scandinavian Journal of Medicine & Science in Sports. – 2013. – Vol.23(5). – P.e270-8.

7 Russell M., Birch J., Love T., Cook C.J., Bracken R.M. and Taylor T., et al. The effects of a single whole-body cryotherapy exposure on physiological, performance and perceptual responses of professional academy soccer players following repeated sprint exercise //J Strength Cond Res. – 2017. – Vol.31(2). – P.415-421.

8 Lubkowska A., Szygula Z. Changes in blood pressure with compensatory heart rate decrease and in the level of aerobic capacity in response to repeated whole-body cryostimulation in normotensive, young and physically active men. //Int J Occup Med Environ Health. – 2010. – Vol.23(4). – P.367-75.

9 Jaworska J., Micielska K., Kozlowska M., Wnorowski K., Skrobecki J., and Radziminski L., et al. A 2-Week Specific Volleyball Training Supported by the Whole Body Cryostimulation Protocol Induced an Increase of Growth Factors and Counteracted Deterioration of Physical Performance //Front Physiol. – 2018. – Vol.9. – P.1711.

10 Elnaggar M., Alnahhal M., Sultan M., Niaz H., Miyazaki T., Elsarrag E., Igobo O., Davies P., Ademola A., Dos Santos E., Azevedo C., Macedo C., Azevedo C., Araujo R., Gomes S., Baia L., Alexandrino Y., Kumar R., Deliiski N., Tumbarkova N., Baranov A.Y., Pakhomov O.V., Fedorov A.V., Ivanov V.I., Zaytsev A.V., Poliakov R.I., Tesch S., Morosuk T., Tsatsaronis G., Al-Abdalall A., Al-Dakheel S., Al-Abkari H., Davalos L., Luna E., Angeles M., Delgado V., Hegazy A., Engeda A. and Seyam S. Low-temperature Technologies. Ch 8. Technique and Technology of Whole-Body Cryotherapy (WBC) / A. Baranov, O. Pakhomov, A. Fedorov, V. Ivanov, A. Zaitsev and R. Polyakov //IET – 2020.

11 Yerezhep D. and Baranov A.Y. Understanding Cryotherapy //IET – 2020.

12 Zalewski P., Klawe J.J. and Pawlak J., et al Thermal and hemodynamic response to whole-body cryostimulation in healthy subjects. //Cryobiology. – 2013. – Vol.66. – P.295-302.

13 Cuttell S., Hammond L., Langdon D. and Costello J. Individualising the exposure of − 110°C whole body cryotherapy: the effects of sex and body composition. //J Therm Biol. – 2017. – Vol.65. – P.41-47.

14 Kolishkin L.M. and Shakurov A.V. Heat transfer between human and fluid under extreme conditions of partial body cryotherapy //Journal of Physics: Conference Series. – 2020. – Vol.1683 – – Art.No 022021.

15 Baranov A.Y., Shestakova O.A., Malysheva T.A., Vasilenok A.V. and Malinina O.S. The physical theory of efficiency and safety of the WBC // Refrigeration Science and Technology. – 2018. – Vol. 3rd IIR. – P.49-55.

16 Baranov A.Y. and Malysheva T.A. Modeling unsteady heat transfer in cryomedicine //Journal of International Academy of Refrigeration. – 2000. – No 2. – P.38-41.

17 Baranov A.I., Filatova O.A., Vasilenok A.V., Safonov A.V. and Sokolova E.V. Energy requirements for nitrogen cooling systems of WBC units //Journal of International Academy of Refrigeration. – 2019 – No. 1(70). – P.92-97.

18 Yerezhep D., Baranov A.Y. and Pakhomov O.V. Mathematical Modeling Non-Stationary Heat Exchange of Object Whole-Body Cryotherapy // 2019 International Russian Automation Conference (RusAutoCon). – 2019. – P.8867742.

19 Yerezhep D., Baranov A.Y. and Pakhomov O.V. Analysis of Effect of Clothing in Procedure of Cryotherapy using Computer Simulation // 2019 International Russian Automation Conference (RusAutoCon). – 2019. – P.8867818.

20 Baranov A.Y., Panova D.E., Sokolova E.V., Tatarenko I.V. and Emelianov A.L. Supplying with LN of IWBC plants // Refrigeration Science and Technology. – 2018. – Vol. 3rd IIR. – P.0024.

21 Baranov A.Y., Vasilenok A.V., Shestakova O.A.and Pakhomov O.V. Application the WBC in sport medicine // Refrigeration Science and Technology. – 2018. – Vol. 3rd IIR. – P.121-126.

References

1 A.Yu. Baranov, Low-temperature installations for medical purposes. Part 1. Apparatus for general cryotherapy treatment: (textbook), (St. Petersburg: University ITMO; IHBT, 2016), 178 p.

2 A.V. Vasilenok, et al., IOP Conference Series: Materials Science and Engineering, 826 (1), 012014 (2020).

3 R. Bouzigon, et al., Frontiers in Sports and Active Living, 3, 688828 (2021).

4 M. De Nardi, et al., Int J Sports Med., 41 (14), 1039-46 (2020).

5 M. De Nardi, et al., J Strength Cond Res. 31(12), 3497-502 (2017).

6 B. Fonda, and N. Sarabon, Scandinavian Journal of Medicine & Science in Sports, 23(5), e270-8 (2013).

7 M. Russell, et al., J Strength Cond Res., 31(2), 415-421 (2016).

8 A. Lubkowska, and Z. Szygula, Int J Occup Med Environ Health., 23(4), 367-75 (2010).

9 J. Jaworska, et al., Front Physiol., 9, 1711 (2018).

10 M. Elnaggar, et al., Low-temperature Technologies. Ch 8. Technique and Technology of Whole-Body Cryotherapy (WBC) / A. Baranov, O. Pakhomov, A. Fedorov, V. Ivanov, A. Zaitsev and R. Polyakov, (IET, 2020).

11 D. Yerezhep and A.Y. Baranov Understanding Cryotherapy (IET, 2020).

12 P. Zalewski, et al., Cryobiology, 66, 295-302 (2013).

13 S. Cuttell, et.al., Therm Biol., 65, 41-47 (2017).

14 L.M. Kolishkin, and A.V. Shakurov, Journal of Physics: Conference Series, 1683, 022021 (2020).

15 A.Y. Baranov, et al., Refrigeration Science and Technology, 3rd IIR, 49-55 (2018).

16 A.Y. Baranov and T.A. Malysheva, J of Intern Academy of Refrigeration, 2, 38-41 (2000).

17 A.I. Baranov, et al., J of International Academy of Refrigeration, 1(70), 92-97 (2019).

18 D. Yerezhep, A.Y. Baranov, and O.V. Pakhomov, Mathematical Modeling Non-Stationary Heat Exchange of Object Whole-Body Cryotherapy, 2019 International Russian Automation Conference (RusAutoCon), 8867742 (2019).

19 D. Yerezhep, A.Y. Baranov, and O.V. Pakhomov, Analysis of Effect of Clothing in Procedure of Cryotherapy using Computer Simulation, 2019 International Russian Automation Conference (RusAutoCon), 8867818 (2019).

20 A.Y. Baranov, et al., Refrigeration Science and Technology, 3rd IIR, 0024 (2018).

21 A.Y. Baranov, et al., Refrigeration Science and Technology, 3rd IIR, 121-126. (2018).

МРНТИ 28.17.15; 28.17.23; 29.03.30 https://doi.org/10.26577/RCPh.2022.v80.i1.08

М.С. Ходжаева, О.Ю. Голиков, Д.Ю. Соколов, Д. Ережеп*

Казахский национальный университет имени аль-Фараби, Казахстан, г. Алматы
*e-mail: darhan_13@physics.kz

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ИЗМЕНЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ УНИВЕРСАЛЬНОЙ КРИОГЕННОЙ ПОВЕРХНОСТИ С ПОМОЩЬЮ МЕТОДА КОНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

В рамках данной работы представлено исследование температурного распределения на универсальной криогенной поверхности при ее охлаждении до азотных температур. Методами компьютерного моделирования, в частности методом конечных элементов, были получены температурно – временные зависимости, возникающие при охлаждении поверхности с помощью теплообменных трубок разного диаметра, находящихся внутри поверхности на равном друг от друга расстоянии. Варьированием диаметра теплообменных труб было выявлено его влияние на интенсивность охлаждения при рассмотрении объемного распространения температуры: показано, что больший диаметр теплообменной трубки приводит к более равномерному охлаждению поверхности. Кроме этого, больший диаметр отверстий приводит к более быстрому достижению температурного равновесия на всей исследуемой поверхности. При использовании 7 мм диаметра отверстий, достижение температурного равновесия достигалось спустя 70 секунд после начала охлаждения, между тем как 5 мм и 3 мм диаметры отверстий достигали температурного равновесия через 90 и 100 секунд, соответственно. Полученные результаты позволят производить более качественное охлаждение при проектировании универсальных криогенных поверхностей, используя для этого теплообменные трубки с определенными геометрическими параметрами.

Ключевые слова: криогенные линии, криожидкости, метод конечных элементов, температурное распределение, теплопроводность, криогенное охлаждение.

M.S. Hodzhaeva, O.Y. Golikov, D.Y. Sokolov, D. Yerezhep*

Al-Farabi Kazakh National University, Kazakhstan, Almaty
*e-mail: darhan_13@physics.kz

Research of the temperature dynamics change of a universal cryogenic surface using the finite element method

This paper presents a study of the temperature distribution on a universal cryogenic surface when it is cooled to nitrogen temperatures. Using computer simulation methods, in particular the finite element method, it was possible to determine the temperature-time dependences that occur during the cooling of a surface using the heat exchange tubes of different diameters located inside the surface at equal distances from each other. By varying the diameter of the heat exchange tubes, its effect on the cooling intensity was revealed when examining the volumetric temperature distribution: a larger diameter of the heat exchange tube yields a more uniform cooling of the surface. Besides, a larger orifice diameter leads to reaching thermal equilibrium quicker over the entire surface examined. By using a 7 mm orifice diameter, thermal equilibrium was reached 70 seconds after the start of cooling while 5 mm and 3 mm orifice diameters reached temperature equilibrium after 90 and 100 seconds respectively. The results obtained will make it possible to produce cooling of higher quality when designing universal cryogenic surfaces by using heat exchange tubes with certain geometric parameters.

Key words: cryogenic lines, cryo-liquids, finite element method, temperature distribution, thermal conductivity, cryogenic cooling.

 © 2022 Al-Farabi Kazakh National University

М.С. Ходжаева, О.Ю. Голиков, Д.Ю. Соколов, Д. Ережеп*

Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Қазақстан, Алматы қ.
*e-mail: darhan_13@physics.kz

Ақырлы элементтер әдісін қолдана отырып, әмбебап криогендік беттің температурасының өзгеру динамикасын зерттеу

Бұл ұсынылған жұмыс аясында азот температурасына дейін салқындаған кезде әмбебап криогендік бетке температураның таралуын зерттеу нәтижелері келтірілген. Компьютерлік модельдеу әдістері, атап айтқанда, соңғы элементтер әдісімен, беттің ішінде бір-бірінен тең қашықтықта орналасқан әр түрлі диаметрлі жылу алмастырғыш түтіктердің көмегімен бетті салқындату кезінде пайда болатын температура мен уақыт тәуелділіктері алынды. Жылу алмасу құбырларының диаметрінің өзгеруі температураның көлемді таралуын қарастырған кезде оның салқындату қарқындылығына әсерін анықтады: яғни жылу алмасу түтігінің үлкен диаметрі бетінің біркелкі салқындауына әкелетіні анықталды. Сонымен қатар, тесіктердің үлкен диаметрі бүкіл зерттелетін бетте температура тепе-теңдігіне тез қол жеткізуге әкеледі. 7 мм тесік диаметрін қолданған кезде температура тепе-теңдігіне салқындату басталғаннан кейін 70 секундтан кейін қол жеткізілді, ал 5 мм және 3 мм тесік диаметрі сәйкесінше 90 және 100 секундтан кейін температура тепе-теңдігіне жетті. Алынған нәтижелер белгілі бір геометриялық параметрлері бар жылу алмасу түтіктерін қолдана отырып, әмбебап криогендік беттерді жобалау кезінде жақсы салқындатуға мүмкіндік береді.

Түйін сөздер: криогендік сызықтар, крио сұйықтықтары, соңғы элемент әдісі, температураның таралуы, жылу өткізгіштік, криогендік салқындату.

Введение

Охлаждение криогенной линии – это процесс охлаждения линии перекачки криогенных жидкостей, который реализуется от комнатной температуры до криогенной температуры (T ~ 77 K). Данный процесс привлекает все большее внимание, так как криогенные жидкости играют все более важную роль в современных отраслях промышленности и академических областях [1–7]. Если рассматривать процесс охлаждения криогенной линии, то во время данного процесса неизбежно образуется большое количество газа, и это часто сопровождается феноменом скачка давления, что может нанести большой ущерб системе. Следовательно, он становится неотъемлемой частью управления криогенной жидкостью, что является критическим предварительным условием для обеспечения устойчивой и безопасной рабочей среды для криогенной системы. Одна из самых больших проблем, при охлаждении криогенной линии, понимание переходных характеристик теплопередачи и умение спрогнозировать процесс охлаждения [8–10].

Необходимо отметить, что при процессе охлаждения в испытательную секцию не добавляется внешний нагрев, но допускается снижение температуры. Как наблюдали авторы в работе[11] и их данные испытаний показывают, что криогенная жидкость во время охлаждения линии сталкивается с тремя режимами кипения: пленочным, переходным и пузырьковым кипением. Было проведено большое количество исследований теплопередачи при кипении обычных жидкостей, таких как вода, FC-72 и R-113 [12–16]. Например, авторы в работе [17], исследовали переход структуры потока в восходящем мигающем потоке с помощью датчиков с проволочной сеткой и предоставили зависящее от времени особое распределение пара/воды внутри трубы. В работе [17], авторы использовали метод измерения скорости движения частиц с временным разрешением (PTV) для исследования турбулентного переохлажденного кипящего потока хладагента HFE-301 (гидрофторэфира) через вертикальный прямоугольный канал. Так в работе [18], были проанализированы экспериментальные данные о тепловом потоке на основе измеренной температуры стенки в горизонтальной трубе. Так же они показали переход режима кипения в процесс охлаждения, анализируя данные теплового потока и визуализируя его картины. В 2012 году аналогичное исследование было проведено в работе [19] в вертикальной трубе. В данной работе была проведена визуализация структуры потока, выведена история теплового потока и предположено влияние направлений потока: нисходящего и восходящего потоков на характеристики теплопередачи. В 2015 Дж. Джонсон и С. Шайн [20] провели эксперименты по охлаждению линии жидкого азота (LN_2) в горизонтальных и наклон-

ных трубах. Было исследовано влияние длины трубы и потока массы на время охлаждения и тепловой поток. В работе [20] было показано, что при более высоком массовом потоке переход от пленочного кипения к пузырьковому кипению происходил при более высокой температуре стенки, что указывает на более быстрое заполнение стенки пленкой жидкости. Более низкое время охлаждения, преобладающее для линии с наклоном 10°, предполагает, что существует оптимальный наклон линии, ускоряющий процесс охлаждения. В этом же году Д. Дарр и др. [21] провели линейные эксперименты по охлаждению с помощью LN_2 в вертикальной трубе длиной примерно 0,5 м и смоделировали процесс охлаждения с помощью одномерной гомогенной модели. Позже, группа авторов в работе [22] усовершенствовала корреляции КТ пленочного кипения с учетом направлений потоков. Далее, в работе [23] предоставили много значимых исследований криогенного охлаждения линий. Были определены тенденции коэффициента теплопередачи для каждого режима кипения и критическим тепловым потоком с потоком массы, давлением, переохлаждением на входе, равновесным качеством и осевым расположением, также они показали, что основной влияющей переменной во всех случаях является поток массы. Однако применимость предложенных корреляций требует изучения, особенно при протекании криожидкости в трубе. Таким образом, дальнейшие исследования по охлаждению криогенной линии были сосредоточены на расширении базы данных по охлаждению, выявлению влияния различных параметров и разработке новых корреляций для различных режимов теплопередачи с целью более точного описания процесса охлаждения.

Экспериментальное исследование протекании криожидкости в трубе для охлаждения криоповерхности – дорогой и трудоемкий процесс, поэтому во многих научных направлениях принято применять моделирование для получения эффективной криоповерхности [24–26]. Многие исследователи сосредоточены на проблемах нестационарного сопряженного теплопереноса на границе твердое тело – поток, вследствие чего было разработано множество численных методов [27–31]. Например, в работе [29] предложили простой и разностный метод для решетчатого алгоритма Больцмана при решении проблемы сопряженной теплопередачи между двумя различными средами, который успешно гарантировал непрерывность теплового потока на границе раздела с помощью улучшенной функции распределения. Используя метод конечных разностей, в работе [22] было численно исследована переходная сопряженная теплопередача развивающегося ламинарного потока в круглом микроканале и толстостенной полубесконечной трубе. Однако было выявлено, что из-за особенностей поля течения и температурного поля, которое включает в себя интенсивные ударные волны, большие переменные градиенты (в частности, температуру, варьирующуюся от 160 K до 1100K) и широкий диапазон чисел Маха (включая дозвуковые и сверхзвуковые потоки, варьирующийся от 0 м/с до примерно 600 м/с), проблема для вышеуказанных алгоритмов основанных на чистом давлении, либо алгоритмов основанных на чистой плотности при решении нестационарной сопряженной теплопередачи имеет ряд неточностей [31]. Кроме того, чтобы повысить эффективность численных вычислений, квазистационарный подход обычно используется в практическом моделировании нестационарного сопряженного теплопереноса, особенно для потоков с преобладанием конвекции или потоков с высоким числом Маха. В данной работе, будет использован метод конечных элементов для моделирования процесса сопряженной теплопередачи между твердым телом и потоком криожидкости для анализа поверхности в температурном диапазоне от 80K до 300K.

Эксперимент, методика и материалы

Для решения вычислительного эксперимента по моделированию технологии универсальной криогенной поверхности (УКП) был использован программный комплекс COMSOL Multiphysic. Основой вычислительного эксперимента является описание нестационарного процесса переноса тепла от объекта УКП в условии вынужденного переноса теплоты с помощью метода конечных элементов (FEM). Эскиз универсальной криогенной поверхности представлен на рисунке 1.

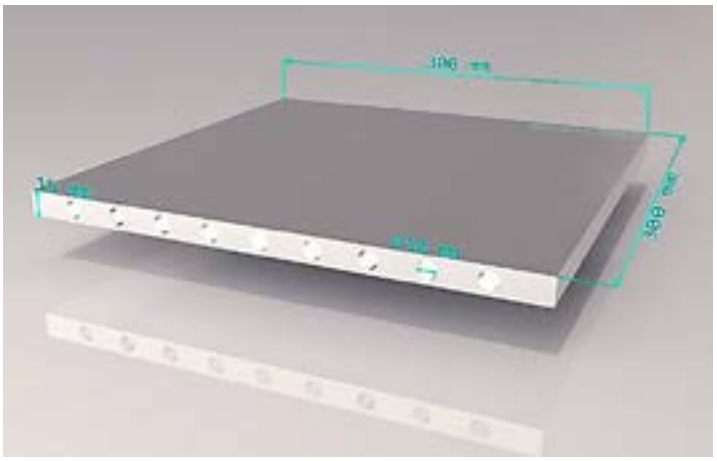


Рисунок 1 – Эскиз универсальной криогенной поверхности

Отвод теплоты с поверхности объекта УКП обеспечивается конвекцией потока движения газообразного теплоносителя и описывается посредством общего уравнения теплопроводности и уравнением Навье-Стокса. Общее уравнение теплопроводности для твердого тела:

$$\rho C_p \frac{\partial T}{dt} + \nabla \cdot \mathrm{q} = Q, \qquad (1)$$

где ρ – плотность, C_p – удельная теплоемкость, Q – источник тепла, $\boldsymbol{q}$ – вектор теплового потока.

Общее уравнение теплопроводности для жидкости (в LN_2):

$$\rho C_p \frac{\partial T}{dt} + \rho C_p \cdot u \cdot \nabla T + (\nabla \cdot \mathrm{q}) = Q, \qquad (2)$$

где ρ – плотность жидкости; C_p – удельная теплоемкость жидкости; T – температура; $\boldsymbol{u}$ – вектор скорости; $\boldsymbol{q}$ – тепловой поток; Q – источники тепла.

Плотность теплового потока:

$$q = -\kappa \cdot \nabla T, \qquad (3)$$

где κ – коэффициент теплопроводности.

Поток жидкости в модели описывается следующими уравнениями:

$$\frac{\rho}{dt} + \nabla \cdot (pu) = 0, \qquad (4)$$

$$\rho \frac{u}{du} + \rho(u \cdot \nabla)u = \nabla \cdot \left[- pI + \tau \right] + F, \qquad (5)$$

$$\begin{aligned} &\rho C_p \cdot \left({}^{dT}\!/_{dt} + (u \cdot \nabla) T \right) = \\ &= -(\nabla \cdot q) + \tau : S - \frac{T}{\rho} \cdot \frac{d\rho}{dt} + (u \cdot \nabla) p + Q, \end{aligned} \qquad (6)$$

где ρ – плотность, $\boldsymbol{u}$ – вектор скорости, p – давление, τ – тензор вязкого напряжения, $\boldsymbol{F}$ – вектор объемной силы, C_p – удельная теплоемкость, T – температура, q – вектор теплового потока, Q содержит источники тепла, S – тензор скорости деформации (уравнение (7)):

$$S = {}^{1}\!/_{2} \left(\nabla u + (\nabla u)^T \right). \qquad (7)$$

Уравнение (4) называется уравнением неразрывности или сплошности потока, оно представляет собой алгебраическую запись схожую с уравнением сохранения массы. Уравнение (5) – векторное уравнение, которое представляет сохранение импульса. Уравнение (6) описывает сохранение энергии, сформулированное в температуры. Чтобы закрыть систему уравнений, уравнение (5) через уравнение (6), где τ описывается с помощью уравнения (8):

$$\tau = 2\mu S - {}^{2}\!/_{3}\, \mu (\nabla \cdot u) I, \qquad (8)$$

где μ – динамическая вязкость.

Возможны допущения относительно того, что на границе газовой среды и объекта УКП нет вязкостного взаимодействия. Математически данное решение может быть сформулировано в виде уравнения 9 и 10:

$$u \cdot n = 0, \tag{9}$$

$$\left(- pI + \mu\left(\nabla u + (\nabla u)^T\right)\right) \cdot n = 0. \tag{10}$$

Как видим, выражения (9) и (10) эквивалентны выражениям (11) и (13):

$$u \cdot n = 0, \tag{11}$$

$$K - \left(K \cdot n\right) \cdot n = 0, \tag{12}$$

$$\mu\left(\nabla u + (\nabla u)^T\right) \cdot n = K. \tag{13}$$

где К – множители Лагранжа, нужны для граничного условия. Видно, что в уравнениях нет никакого потока через границу и нет вязкого напряжения в тангенциальном направлении. Численные значения свойств материалов были взяты из библиотеки материалов Comsol Multiphysics. Основные свойства теплоносителя (азота), такие как плотность (ρ), теплоемкость (C_p) и теплопроводность (κ), представлены в виде графиков зависимостей от температур на рисунке 2.

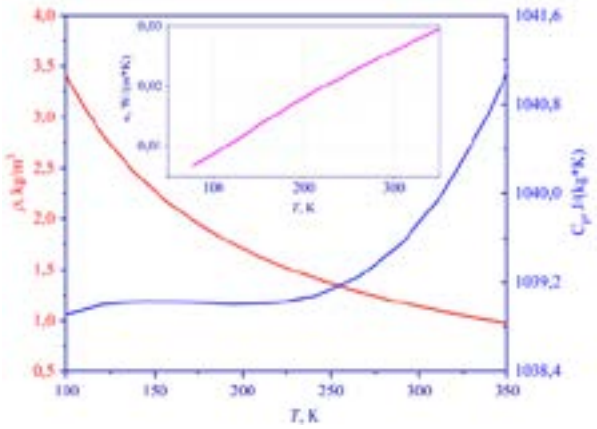


Рисунок 2 – Температурные зависимости основных свойств теплоносителя

Количество элементов варьировалось, в зависимости от геометрии модели, однако в среднем составляло около 30 500 конечных элементов, где количество вершинных элементов было 20 000, количество граничных элементов было около 10000, а минимальный размер элемента, на который разбивается зона УКП составлял 0,012 мм. Сетка формировалась автоматически благодаря возможности настройки сетки, контролируемой физикой. В случае более сложной конфигурации можно использовать пользовательские настройки сетки. Фрагмент трехмерной модели, разделенный на конечные элементы, показан на рисунке 3(а-б).

а) б)

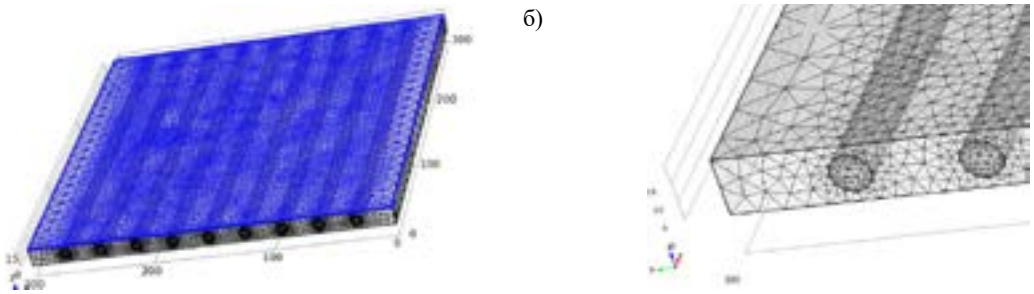


Рисунок 3 – Схематичное изображение модели криоповерхности.
а) общий вид сетки модели, б) увеличенный вид фрагмента сетки

Результаты и обсуждение

На рисунке 4 представлена кривая кипения, показывающая соотношение теплового потока между стенкой и жидкостью, которая определяется как температура стенки за вычетом температуры жидкости. Предполагается, что, в зависимости от типа эксперимента, может возникнуть несколько путей относительно предполагаемой кривой. Для экспериментов с установившимся состоянием кипения в твердое тело встроен нагреватель для подачи теплового потока в жидкость. Нагреватель поддерживает постоянную потребляемую мощность, а затем ее повышают до более высоких температур, чтобы получить различные точки на кривой кипения. Такой тип экспериментов для двухфазного потока по установившемуся кипению через трубу обычно называют испытаниями в нагретой трубе. Другой тип экспериментов называется охлаждением, так как криожидкость вступает в контакт с горячим твердым телом, временно его охлаждая. В эксперименте с нагревателем при увеличении мощности процесс движется по пути A → B → C → E. В случае охлаждения процесс обычно начинается с точки E, а затем идет к точке D в режиме пленочного кипения по мере снижения температуры стенки. Точку D называют точкой Лейденфроста, что означает минимальную температуру стенки, необходимую для пленочного кипения. Для данного режима стенка должна быть настолько горячая, чтобы жидкость испарялась, не достигнув поверхности нагревателя, то есть, должен быть введен постоянный контакт нагревателя с паром. После точки Лейденфроста жидкость периодически контактирует со стенкой. Происходит, так называемое, переходное кипение, которое увеличивает теплопередачу до тех пор, пока не достигается точка C. В этой точке имеет место полный контакт с жидкостью, известный как критический тепловой поток. Температура стенки продолжает падать, пока температура стенки не достигнет температуры жидкости [23].

Однако можно заметить, что когда температура стенки падает ниже определенного значения, то возрастает вероятность контакта жидкой фазы со стенкой трубки. Так, фронт контакта жидкой фазы с твердой фазой, называемый фронтом закалки или областью распыления, характеризуется сильным кипением. Данное явление связано со значительным снижением температуры стенки. Механизм теплопередачи в области распыления, или так называемое переходное кипение, характеризуется более высокими тепловыми потоками, чем режим теплопередачи пленочного кипения. Это объясняется установлением контакта жидкости со стенкой. После того, как фронт закалки перемещается вниз по потоку, начинает преобладать теплопередача пузырькового кипения. Надо понимать, что для вертикальных труб, режим потока может осуществляться как кольцевой, снарядный или пузырьковый потоки, в то время как для горизонтальных труб, режим потока обычно стратифицированный. При дальнейшем снижении температуры стенки стадия пузырькового кипения переходит в чистую конвекцию. Это происходит до тех пор, пока температура стенки не достигнет установившегося состояния, что означает окончание процесса охлаждения. Более подробный обзор схем течения представлен в работах [22, 31], поскольку структура потока зависит от направления потока по отношению к силе тяжести.

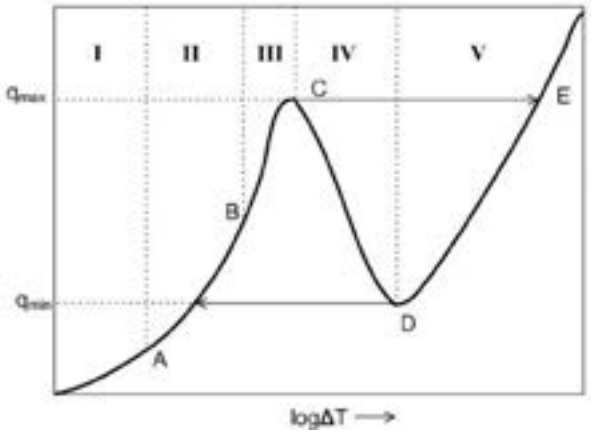


Рисунок 4 – Типичная кривая кипения [23].

На рисунке 5 показаны распределение температуры на 3D модели УКП. Можно увидеть зависимость интенсивности охлаждения криоповерхности от времени. Так, к 30-ой секунде видно, что на 90% поверхности модели УКП, температура приближается к 100 *K*.

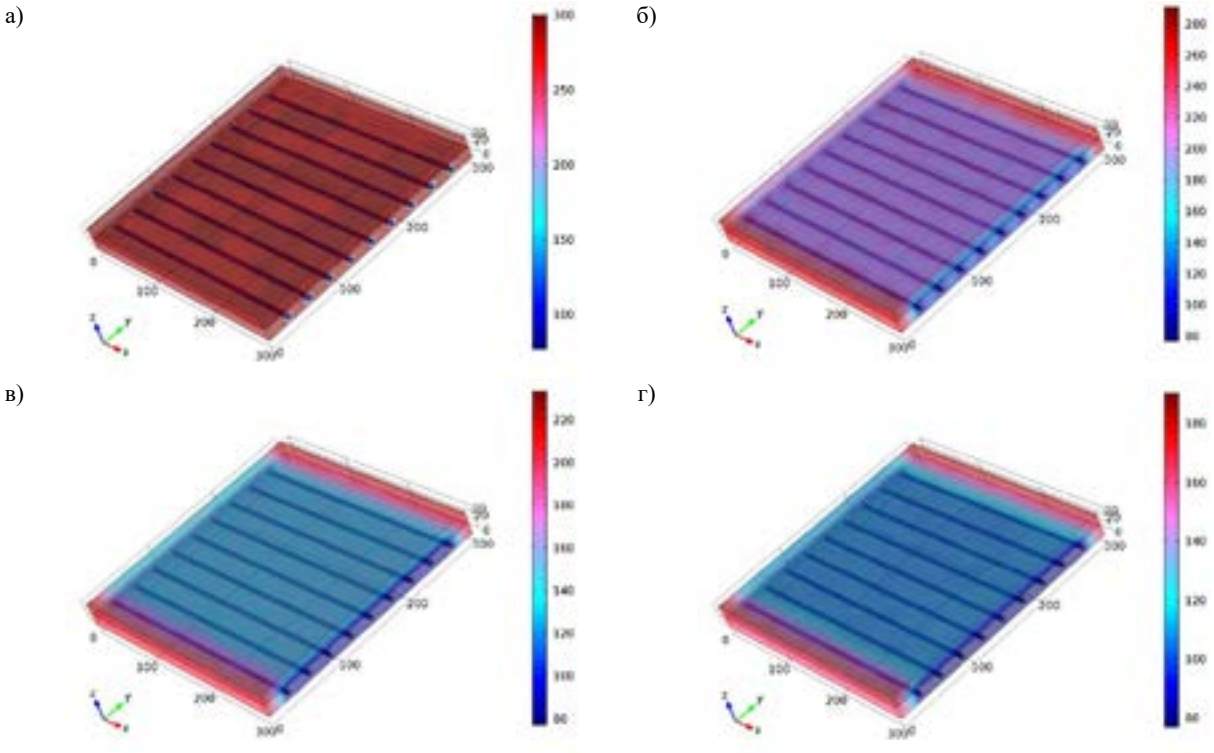


Рисунок 5 – Распределение объемной температуры в УКП по времени. а – 0 с., б – 10 с., в – 20 с., г – 30 с.

Рисунок 6а демонстрирует распределение средней температуры по площади поверхности УКП. Можем заметить, что интенсивность охлаждения имеет прямую зависимость от диаметра трубки, по которой течет жидкий азот. Однако, к 40-ой секунде средняя температура по всей площади поверхности УКП, приближается к температуре жидкого азота вне зависимости от диаметра теплообменной трубки.

На рисунке 6б представлен график распределения температуры по объему поверхности мо-дели УКП. Видно, что при рассмотрении температуры по объему, наблюдается явное влияние размера диаметра теплообменной трубки. Более интенсивное охлаждения площади поверхности УКП достигается при диаметре теплообменной трубки в 7 мм.

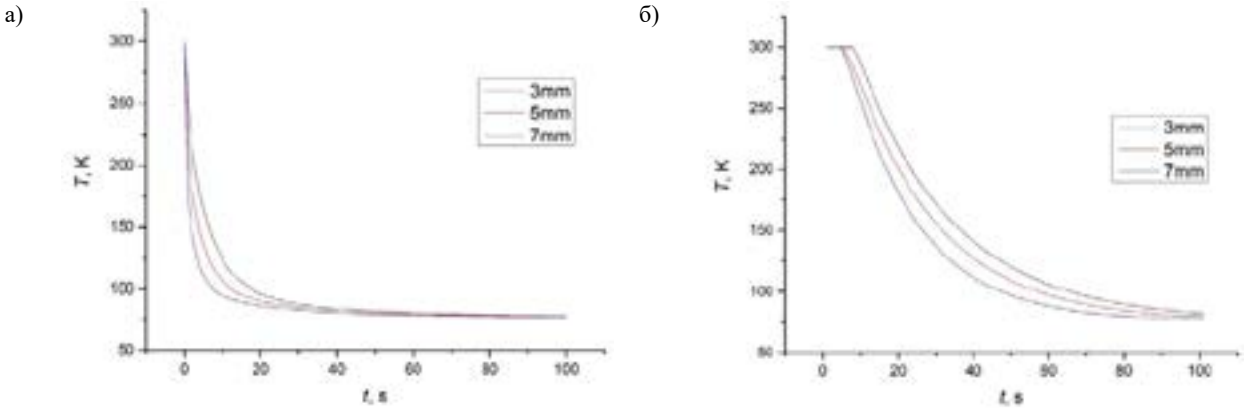


Рисунок 6 – График зависимости средней температуры от времени. а) по площади поверхности УКП, б) по объему

Заключение

Криогенное охлаждение включает в себя сложные взаимодействия передачи энергии и импульса между жидкой и газовой фазами и твердой стенкой. Понимание явления кипения, режимов потока и режимов теплопередачи обеспечивает основу для дальнейшего понимания всего динамического процесса.

В данной работе смоделирован процесс охлаждения универсальной криогенной поверхности до азотных температур. Показаны результаты распространения криогенного фронта по поверхности и по объему УКП. На основании результатов моделирования, выявлено, что универсальная криогенная поверхности достигает температурного равновесия через 70 секунд в случае с 7 мм диаметром отверстия, по которому движется теплоноситель в виде жидкого азота. В случае 5 мм и 3 мм диаметра отверстия трубки наблюдается увеличение времени охлаждения до 90 и 100 секунд соответственно. Также показано температурное распределение по поверхности УКП в виде температурной 3D модели. Результаты данного исследования могут способствовать дальнейшему развитию криогенных технологий в данной области.

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке Комитета науки Министерства образования и науки Республики Казахстан, грант № AP08855681.

Литература

1 Wang B. et al. Potential applications of cryogenic technologies to plant genetic improvement and pathogen eradication //Biotechnology advances. – 2014. – Vol 32. – No3. – P.583-595.

2 Benson E. E. Cryopreservation of phytodiversity: a critical appraisal of theory & practice //Critical reviews in Plant sciences. – 2008. – Vol. 27. – No3. – P.141-219.

3 Zagarola M. V., Cragin K. J., McCormick J. A. Cryogenic heat transport using gas circulation //Cryogenics. – 2020. – Vol.111. – P.103172.

4 Popov D. et al. Cryogenic heat exchangers for process cooling and renewable energy storage: A review //Applied Thermal Engineering. – 2019. – Vol.153. – P.275-290.

5 Vaghela H., Lakhera V. J., Sarkar B. Forced flow cryogenic cooling in fusion devices: A review //Heliyon. – 2021. – Vol. 7. – No 1. – P.e06053.

6 Jiang Z. et al. State-of-the-art review on properties evolution and deterioration mechanism of concrete at cryogenic temperature //Construction and Building Materials. – 2020. – Vol. 257. – P. 119456.

7 Li L., Yan M. Recent progresses in exploring the rare earth based intermetallic compounds for cryogenic magnetic refrigeration //Journal of Alloys and Compounds. – 2020. – Vol. 823. – P. 153810.

8 Bergant A., Simpson A. R., Tijsseling A. S. Water hammer with column separation: A historical review //Journal of fluids and structures. – 2006. – Vol. 22. – No. 2. – P. 135-171.

9 Bergant A. et al. Parameters affecting water-hammer wave attenuation, shape and timing–Part 2: Case studies //Journal of Hydraulic Research. – 2008. – Vol. 46. – No. 3. – P. 382-391.

10 Agrawal G., Sunil Kumar S., Agarwal D. K. Pressure surge during cryogenic feedline chilldown process //Journal of Thermal Science and Engineering Applications. – 2016. – Vol. 8. – No. 1.

11 Yuan K. et al. Cryogenic boiling and two-phase flow during pipe chilldown in earth and reduced gravity //Journal of Low Temperature Physics. – 2008. – Vol. 150. – No. 1. – P. 101-122.

12 He M. et al. Boiling heat transfer experiments under power transients for LWRs: A review study //Progress in Nuclear Energy. – 2021. – Vol. 141. – P. 103952.

13 Guggilla G. et al. Heat Transfer Characteristics of a Train of Droplets Impinging Over a Hot Surface: From Film Evaporation to Leidenfrost Point //Journal of Heat Transfer. – 2021. – Vol. 143. – No. 6. – P. 061602.

14 Franz B., Sielaff A., Stephan P. Numerical Investigation of Successively Nucleating Bubbles During Subcooled Flow Boiling of FC-72 in Microgravity //Microgravity Science and Technology. – 2021. – Vol. 33. – No. 2. – P. 1-16.

15 Dedov A. V. et al. Study of Nucleate Pool Boiling Heat Transfer Enhancement on Surfaces Modified by Beam Technologies //Heat Transfer Engineering. – 2021. – P. 1-13.

16 Karademir H. et al. COMPREHENSIVE REVIEW ON THE FLOW CHARACTERISTICS OF TWO-PHASE FLOWS IN INCLINED TUBES //Journal of Thermal Engineering. – 2021. – Vol. 7. – No. 3. – P. 483-549.

17 Manera A. et al. Three-dimensional flow pattern visualization and bubble size distributions in stationary and transient upward flashing flow //International journal of multiphase flow. – 2006. – Vol. 32. – No. 8. – P. 996-1016.

18 Yuan K., Ji Y., Chung J. N. Cryogenic chilldown process under low flow rates //International journal of heat and mass transfer. – 2007. – Vol. 50. – No. 19-20. – P. 4011-4022.

19 Hu H., Chung J. N., Amber S. H. An experimental study on flow patterns and heat transfer characteristics during cryogenic chilldown in a vertical pipe //Cryogenics. – 2012. – Vol. 52. – No. 4-6. – P. 268-277.

20 Johnson J., Shine S. R. Transient cryogenic chill down process in horizontal and inclined pipes //Cryogenics. – 2015. – Vol. 71. – P. 7-17.

21 Darr S. R. et al. Numerical simulation of the liquid nitrogen chilldown of a vertical tube //53rd aiaa aerospace sciences meeting. – 2015. – P. 0468.

22 Darr S. R. et al. An experimental study on terrestrial cryogenic tube chilldown II. Effect of flow direction with respect to gravity and new correlation set //International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2016. – Vol. 103. – P. 1243-1260.

23 Darr S. R. et al. An experimental study on terrestrial cryogenic transfer line chilldown I. Effect of mass flux, equilibrium quality, and inlet subcooling //International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2016. – Vol. 103. – P. 1225-1242.

24 Moukalled F., Darwish M. A high-resolution pressure-based algorithm for fluid flow at all speeds //Journal of Computational Physics. – 2001. – Vol. 168. – No. 1. – P. 101-130.

25 Xisto C. M. et al. A hybrid pressure–density-based algorithm for the Euler equations at all Mach number regimes //International Journal for Numerical Methods in Fluids. – 2012. – Vol. 70. – No. 8. – P. 961-976.

26 Yu L., Diasinos S., Thornber B. A fast transient solver for low-Mach number aerodynamics and aeroacoustics //Computers & Fluids. – 2021. – Vol. 214. – P. 104748.

27 Shih T. H. et al. A new k-ϵ eddy viscosity model for high reynolds number turbulent flows //Computers & fluids. – 1995. – Vol. 24. – No. 3. – P. 227-238.

28 El-Amin M. F. et al. Analysis of a turbulent buoyant confined jet modeled using realizable k–ε model //Heat and mass transfer. – 2010. – Vol. 46. – No. 8. – P. 943-960.

29 Lu J. H., Lei H. Y., Dai C. S. A simple difference method for lattice Boltzmann algorithm to simulate conjugate heat transfer //International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2017. – Vol. 114. – P. 268-276.

30 Yang J. et al. Numerical study of transient conjugate heat transfer of the cryo-supersonic air-quenching based on a Mach-weighted pressure-based method //International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2019. – Vol. 134. – P. 586-599.

31 Darr S. et al. The effect of reduced gravity on cryogenic nitrogen boiling and pipe chilldown //npj Microgravity. – 2016. – Vol. 2. – No. 1. – P. 1-9.

References

1 B. Wang et al., Biotechnology advances 32, 583-595 (2014).
2 E. E. Benson, Critical reviews in Plant sciences 27, 141-219 (2008).
3 M. V. Zagarola, K. J. Cragin and J. A. McCormick, Cryogenics 111, 103172 (2020).
4 D. Popov et al., Applied Thermal Engineering 153, 275-290 (2019).
5 H. Vaghela, V. J. Lakhera and B. Sarkar, Heliyon 7, e06053 (2021).
6 Z. Jiang et al., Construction and Building Materials 257, 119456 (2020).
7 L. Li and M.Yan, Journal of Alloys and Compounds 823, 153810 (2020).
8 A. Bergant, A. R. Simpson and A. S. Tijsselingm, Journal of fluids and structures 22, 135-171 (2006).
9 A. Bergant et al., Journal of Hydraulic Research 46, 382-391 (2008).
10 G. Agrawal, S. Sunil Kumar and D. K. Agarwal, Journal of Thermal Science and Engineering Applications 8, (2016).
11 K. Yuan et al., Journal of Low Temperature Physics 150, 101-122 (2008).
12 M. He et al., Progress in Nuclear Energy 141, 103952 (2021).
13 G. Guggilla et al., Journal of Heat Transfer 143, 061602 (2021).
14 B. Franz, A. Sielaff and P. Stephan, Microgravity Science and Technology 33, 1-16 (2021).
15 A. V. Dedov et al., Heat Transfer Engineering, 1-13 (2021).
16 H. Karademir et al., Journal of Thermal Engineering 7, 483-549 (2021).
17 A. Manera et al., International journal of multiphase flow 32, 996-1016 (2006).
18 K. Yuan, Y. Ji and J. N. Chung, International journal of heat and mass transfer 50, 4011-4022 (2007).
19 H. Hu, J. N. Chung and S. H. Amber, Cryogenics 52, 268-277 (2012).
20 J. Johnson and S. R. Shine, Cryogenics 71, 7-17 (2015).
21 S. R. Darr et al., 53rd aiaa aerospace sciences meeting, 0468 (2015).
22 S. R. Darr et al., International Journal of Heat and Mass Transfer 103, 1243-1260 (2016).
23 S. R. Darr et al., International Journal of Heat and Mass Transfer 103, 1225-1242 (2016).
24 F. Moukalled and M. Darwish, Journal of Computational Physics 168, 101-130 (2001).
25 C. M. Xisto et al., International Journal for Numerical Methods in Fluids 70, 961-976 (2012).
26 L. Yu, S. Diasinos and B. Thornber, Computers & Fluids 214, 104748 (2021).
27 T. H. Shih et al., Computers & fluids 24, 227-238 (1995).
28 M. F. El-Amin et al., Heat and mass transfer 46, 943-960 (2010).
29 J. H. Lu, H. Y. Lei and C. S. Dai, International Journal of Heat and Mass Transfer 114, 268-276 (2017).
30 J. Yang et al., International Journal of Heat and Mass Transfer 134, 586-599 (2019).
31 S. Darr et al., npj Microgravity 2, 1-9 (2016).

IRSTI 28.17.23 https://doi.org/10.26577/RCPh.2022.v80.i1.09

S. Bolegenova[1], A. Askarova[1], Sh. Ospanova[1*], N. Slavinskaya[2], A. Aldiyarova[1], A. Zhagaparov[1], D. Yerbosynov[1]

[1]Al-Farabi Kazakh national university, Kazakhstan, Almaty,
[2]Institute of Combustion Technology, German Aerospace Centre (DLR), Germany, Stuttgart,
*e-mail: Shynar.Ospanova@kaznu.kz

INVESTIGATION OF THE DROPLET DISPERSION INFLUENCE ON THE ATOMIZATION OF LIQUID FUEL PROCESSES IN VIEW OF LARGE-SCALE STRUCTURES FORMATION

This paper is devoted to an important research from the point of view of modern combustion physics of the problem of numerical modeling of spraying, ignition and combustion of liquid fuel at different values of the initial radius of the droplets. The need for a detailed study of the physicochemical processes taking place in the combustion of liquid fuels is determined by the increased requirements for the efficiency of various technical devices, the accuracy of the prediction of ignition, the burning rate and is because of modern environmental requirements for environmental protection. The efficiency of various technical devices, in particular internal combustion engines, is largely based on the results of a fundamental study of the processes of physics and combustion chemistry. Purpose of the work is to use methods of mathematical modeling, investigate the process of atomization, ignition and combustion of liquid fuel droplets at various initial radii, in the presence of turbulence, chemical transformations, and determine the optimal parameters for liquid fuel combustion. Computer simulation of the spray and combustion of liquid fuel injection was carried out using differential equations describing turbulent flow in the presence of chemical reactions.

The theoretical significance of the research is that the fundamental results, which are got in this work, can be applied in the combustion's construction theory to achieve a deeper understanding of complex physical and chemical phenomena, something in the combustion chambers. The practical significance of computational experiments is that the results obtained can be used in the design of various technical devices using combustion, which would solve simultaneously the problem of process optimization, increasing the efficiency of fuel combustion and minimizing emissions of harmful substances.

Key words: atomization, combustion chamber, liquid fuel, numerical simulation, high turbulence, harmful emissions.

А. Аскарова[1], С. Болегенова[1], Ш. Оспанова[1*], Н. Славинская[2], А. Алдиярова[1], А. Жагапаров[1], Д. Ербосынов[1]

[1]Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Казахстан, г. Алматы
[2]Институт технологии сжигания, Немецкий аэрокосмический центр (DLR), Германия г. Штутгарт
*e-mail: Shynar.Ospanova@kaznu.kz

Исследование влияния дисперсности капель на процессы распыла жидкого топлива с учетом образования крупномасштабных структур

Данная статья посвящена исследованию проблемы численного моделирования распыла, воспламенения и горения жидкого топлива при различных значениях начального радиуса капель, которая является наиболее важной с точки зрения современной физики горения. Необходимость достоверного изучения физико-химических процессов, происходящих при сжигании жидких топлив, определяется предельно высокими требованиями к эффективности различных технических устройств, точности прогнозирования воспламенения, скорости горения и обусловлена современными экологическими требованиями по охране окружающей среды. Эффективность различных технических устройств, в частности двигателей внутреннего сгорания, в значительной степени базируется на результатах фундаментального исследования физики и химической кинетики процессов горения. Целью работы является исследование процессов распыла, воспламенения и горения жидкого топлива при различных значениях начального радиуса капель с учетом турбулентности и химических реакций посредством методов математического моделирования и определение оптимальных параметров горения жидкого

 © 2022 Al-Farabi Kazakh National University

топлива. Компьютерное моделирование распыла и горения впрыска жидкого топлива выполнялось с использованием дифференциальных уравнений, описывающих турбулентный поток при наличии химических реакций.

Теоретическая значимость исследования заключается в том, что фундаментальные результаты, полученные в этой работе, могут быть применены в построении теории горения для достижения более глубокого понимания сложных физических и химических явлений, происходящих в камерах сгорания. Практическая значимость вычислительных экспериментов заключается в том, что полученные результаты могут быть использованы при проектировании различных технических устройств, использующих сжигание, которые одновременно решали бы задачу оптимизации процесса, повышения эффективности сжигания топлива и минимизации выбросов вредных веществ.

Ключевые слова: распыл, камера сгорания, жидкое топливо, численное моделирование, высокая турбулентность, вредные выбросы.

Ә. Асқарова[1], С. Бөлегенова[1], Ш. Оспанова[1*], Н. Славинская[2],
А. Алдиярова[1], А. Жағапаров[1], Д. Ербосынов[1]

[1]Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Қазақстан, Алматы қ.
[2]Жану технологиялары институты, Неміс аэроғарыш орталығы (DLR), Германия, Штутгарт қ.
*e-mail: Shynar.Ospanova@kaznu.kz

Ірі масштабты құрылымдардың түзілуін ескергендегі тамшылардың дисперстілігінің сұйық отынды бүрку процесіне әсерін зерттеу

Берілген мақала заманауи жану физикасы тұрғысынан анағұрлым маңызды саналатын бастапқы радиустың әр түрлі мәндеріндегі сұйық отынның бүрку, тұтану және жануын сандық модельдеу мәселесіне арналады. Сұйық отындарды жағу барысында өтетін физика-химиялық процестерді сенімді зерттеу қажеттілігі түрлі техникалық құрылғылардың тиімділігіне тұтануды болжау дәлдігіне, жану жылдамдығына қойылатын талаптардың жоғарылығымен анықталады және қоршаған ортаны қорғау бойынша заманауи экологиялық талаптарға негізделеді. Түрлі техникалық құрылғылардың, оның ішінде іштен жану қозғалтқыштарының тиімділігі айтарлықтай дәрежеде жану процесінің физикасы мен химиялық кинетикасын іргелі зерттеу нәтижелеріне негізделеді. Жұмыстың мақсаты – математикалық модельдеу әдістері арқылы турбуленттілік пен химиялық реакцияларды ескергендегі тамшылардың бастапқы радиустарының әр түрлі мәндеріндегі сұйық отынды бүрку, тұтану және жану процестерін зерттеу және сұйық отынның жануының тиімді параметрлерін анықтау. Сұйық отынның бүркуі мен жануын компьютерлік модельдеу химиялық реакциялар бар кездегі турбулентті ағынды сипаттайтын дифференциалдық теңдеулерді қолдана отырып жүргізілді.

Зерттеудің теориялық құндылығы аталған жұмыста қол жеткізілген іргелі нәтижелерді жану камераларында өтетін күрделі физикалық және химиялық құбылыстарды терең түсіну үшін жану теориясын қалыптастыруда қолданылатындығымен анықталады. Алынған нәтижелерді процесті оңтайландыру, отынды жағудың тиімділігін арттыру және зиянды қалдықтардың мөлшерін азайту міндетін бірмезгілде шешетін жануға негізделген түрлі техникалық құрылғыларды жобалау барысында пайдалану мүмкіндігі есептеуіш тәжірибелердің практикалық маңыздылығын білдіреді.

Түйін сөздер: бүрку, жану камерасы, сұйық отын, сандық модельдеу, жоғары турбуленттілік, зиянды қалдықтар.

Introduction

Nuclear and thermonuclear energy in developed countries is only 20% of the total energy produced, and alternative and non-traditional energy is only 5% in the total volume of energy production worldwide. The main volume of energy produced, and this is over 70% of the generated energy, comes from the use of traditional fossil fuels [1-3]. Natural fuels of organic origin include peat, lignites, bituminous and anthracite coals, oil and natural gas. We often refer these fuels to as fossil fuels because they are the end products of the physicochemical transformations of fossilized plant remains. Various fossil fuels are used in the energy sector, but the main ones are gaseous, refined petroleum products and solid fuels.

Technologies for capturing and keep carbon dioxide and methane emissions control at all stages of the incremental cost of fossil energy. It can help meet the enormous objectives of reducing CO_2 emissions while fossil fuels are still part of the energy system. These measures allow fossil fuels to be part of the solution, rather than remain part of the

problem. Sustainable economics assigns an important role in energy systems to each technology.

Fossil fuels today account for 80% of global primary electricity demand; the energy system supplies about two-thirds of the world's CO_2 emissions [4]. The emissions of methane and other transient air pollutants are affecting the climate. It is believed to be seriously underestimated; it is likely that the processes of generation and consumption of electricity account for a large share of emissions. Nowadays, a significant proportion of biomass fuels are used for heating and small-scale cooking in the world. These are extremely inefficient and environmentally polluting processes; they are harmful to indoor air quality in many less developed countries. Using renewable biomass in this way presents a challenge from a sustainable development perspective.

If modern trends continue, the current share of fossil fuels is maintained and the demand for electricity nearly doubles by 2050. Emissions will far exceed the carbon limit for a global warming limitation of 2 degrees Celsius. This level of emissions would have catastrophic consequences for the planet. There are several opportunities in the energy sector to reduce emissions; the most significant among them are reducing energy consumption and reducing the carbon intensity of the energy industry by switching to other types of fuels and controlling CO_2 emissions. The need to reduce emissions does not prohibit the use of fossil fuels, but requires a significant change in approach. It does not combine the business as usual scenario with the reduction of emissions in global energy systems.

Energy efficiency and renewable solutions are often the only solutions. Climate goals in an energy context need to achieve, but they are not enough. It is impossible to uniformly use renewable fuels as a substitute for fossil fuels today in the energy sector. It is because of the distinct possibilities of different energy subsectors to switch from fossil fuels to renewable fuels. Alternative technologies that could replace existing methods are not yet available at the scale required, so current technologies are expected to continue in the short to medium term. CO_2 emissions are not the only fossil fuel issue that needs to be addressed. 110 million tons of methane is emitted annually into the atmosphere at all the stages of the increment in the value of fossil sources. This is a significant part of total methane emissions. Methane is a powerful greenhouse gas, emissions must be significantly reduced. An ongoing and critical challenge is to ensure a better quality of life and economic growth while reducing the energy sector's impact on the environment. The transition to a sustainable energy system represents an opportunity to improve energy efficiency all the way from source to use, minimize environmental impact, reduce energy and carbon intensity, and correct energy market gaps. Seizing this opportunity will require a coordinated review of strategies and reform across multiple sectors.

Figure 1 shows necessity of liquid and gaseous fuel in any spheres all over the World [5].

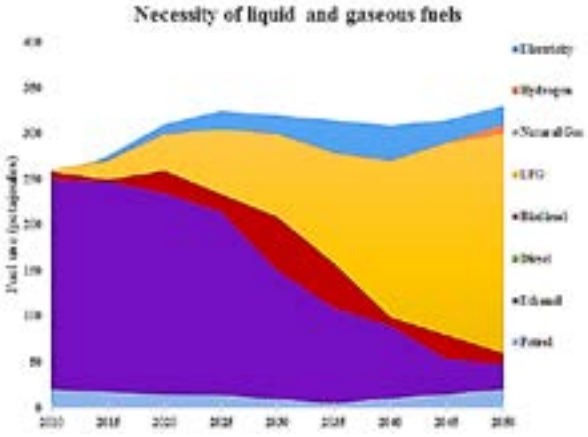


Figure 1 – Necessity of liquid and gaseous fuel in any spheres all over the World [5]

The combustion speed is determined by such process, which is the slowest. In the combustion's situation of uniform homogeneous mixtures of fuel-oxidant (air), this process is kinetics of chemical reactions. However, in case of heterogeneous mixtures, such processes are physical processes, vaporization and the mixing. The model of the combustion process of heterogeneous mixtures, in which it assumed that there is a mutual interaction of the phase gaseous and liquid and processes controlling the combustion are the slowest processes, was worked out.

Regarding liquid fuels, the slowest process is the decomposition process of the liquid phase. Combustion processes of liquid fuels are relative to the boundary layer, which then is relative to the speed and the character of the flow of the stream of gases.

Flow can be laminar, transient or turbulent. Speed of the stream of gases intensifies combustion processes. The speed and the stream of gases influence the thickness of the boundary layer. Influence of pressure on combustion processes of liquid fuels multiples, and is connected with the influence of the speed of the stream of gases, and is

depend on the fuel. Increase in pressure intensifies combustion processes in phase gaseous, but decreases intensity decomposition of the liquid phase, which controls the combustion. Increase in pressure causes decreasing of the distance to the flame front from surface of the fuel, which increases the heat stream delivered to surface of the fuel and intensifies decomposition process (vaporization) of the fuel [6-8].

Intensification decomposition process of the fuel connected with pressure increase moves away the flame front from surface of the fuel. In these three situations, as a result, the opposed influence of the pressure and decomposition of the liquid phase can appear. Flame front can decrease distance, increase distance or to stay in the same distance to surface of the liquid fuel. Most previous models concerning the combustion of liquid fuels assumed that the fuel was homogeneous, the combustion has a constant character, a temperature on border surface of phases is boiling temperature of liquid. Influence of the radiation, diffusion, changes of pressure, changes of physical characteristics and chemical fuel, air and exhaust gases were neglected. Two situations: the combustion under conditions of the lack of the convection and conditioned appearances of the convection can be distinguished.

Mathematical model and methods

Breakup model

To describe the droplet breakup process in term of the critical deformation of the oscillating droplet is used for modeling this process in KIVA II code. $y=2e/r_d$ is the normalized radial droplet deformation, where e-the extension of the droplet radius from its equilibrium position, r_d is the droplet radius.

The time evolution of this quantity is described by the force, damped linear harmonic oscillator [9, 10]:

$$\frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = \frac{2\rho_2 U_m^2}{3\rho_1 r_d^2} - \frac{8\sigma}{\rho_1 r_d^3} y - \frac{5\mu_1}{\rho_1 r_d^2}\frac{dy}{dt}, \qquad (1)$$

where the external forcing comes from the relative motion of the drop, the restoring force is surface tension and the damping force is the fluid dynamic viscosity, μ_1. The solution for $y(t)$ can be found analytically, and breakup is modelled by assuming that $y=1$ at the moment of breakup.

The Sauter Mean Radius (SMR) of the droplets at the moment directly after breakup can be found from the conservation of droplet energy during breakup [11, 12]:

$$S = \frac{r_p}{\frac{7}{3} + \rho_1 r_p^3 \left(\frac{dy}{dt}\right)_{bu}^2 / 8\sigma}, \qquad (2)$$

where r_p is the radius of the parent droplet and $(dy/dt)_{bu}$ is the value of dy/dt at breakup, i.e. when $y=1$. The TAB model produces a distribution of droplet sizes after breakup, given by:

$$f(r_d) = \frac{3}{S}\exp\left(-\frac{3r_d}{S}\right). \qquad (3)$$

The results predicted by the TAB model for modelling fuel sprays agree well with the experimental results of [13-17]. This model, however, over-predicts the rate of breakup and tends to under-predict the droplet size close to the injector. Tanner changed it to enable it to describe breakup at larger Weber numbers, which is the dominating mechanism in the primary breakup region of liquid jets [18, 19].

The primary break-up of the jet column is then related to the Kelvin-Helmholtz instability induced by the relative velocity at the interface. Among the many wavelengths, the one, which grows faster is considered as the one responsible for the break up, that is the more unstable one: the dimension of this wavelength and its growing rate.

Regarding numerical implementation of the models and to their competition, a substantial difference lies because KH model, regarding RT model and to TAB model, is not limited to a liquid mass redistribution within each numerical particle, but requires creation of new numerical particles characterized by diameters, velocities, temperatures directly governed by the generating particle. Figure 2 below shows the phenomena of instability in two-phase flows and their interaction with each other.

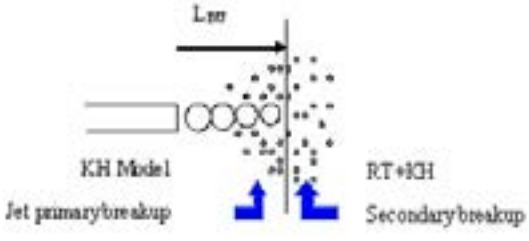


Figure 2 – KH-RT Interaction

A general conservation equation which governs the motion of a fluid in the Eulerian framework, based on the concepts of divergence theorem and Reynolds transport theorem, has been represented in equation (4) [20-24]:

$$\frac{dx}{dt} = P + S + F\,. \qquad (4)$$

In the equation above, a rate of change of physical quantity (X) is balanced by the production term P, supply term S and flux term F. Production term can be referred to source or sink term. Supply term S originates because of the body forces in the flow like gravity etc. Lastly, the flux term F comes into play because of the surface stresses on the fluid body or from heat flux through surfaces.

Similarly, the conservation equations for a specific physical quantity can easily be explained by the equations of the motion of a fluid with density (ρ), velocity ($\vec{u}$), and internal energy (e).

The total mass conservation equation [25, 26]:

$$\frac{d\rho}{dt} = \nabla(\rho\vec{u}) = \mathrm{S}_{mass}\,, \qquad (5)$$

S_{mass} is the change of mass density.

Momentum conservation equation for fluid mixture [25, 26]:

$$\frac{d\rho\vec{u}}{dt} + \nabla.(\rho\vec{u}\vec{u}) = \rho g - \nabla.(\tau) + \mathrm{S}_{mom}\,, \qquad (6)$$

S_{mom} is the rate of momentum exchange with spray per unit volume.

Energy conservation equation [25, 26]:

$$\frac{d\rho e}{dt} + \nabla.(\rho\vec{u}e) = -\nabla.(\vec{\mathrm{q}}) + (\nabla\,\vec{\mathrm{u}}/\,\tau) + \mathrm{S}_{energy}\,. \qquad (7)$$

Here $\vec{q}$ is the specific heat flux and can be explained by the simple Fourier law of heat transfer. The expression $\nabla u : \tau$ represents the double inner product of the gradient of u with Cauchy's stress tensor. The source term S_{energy} because of interaction with spray will be defined later.

Cauchy stress tensor, used in the above equations, is defined as:

$$\tau = -p\vec{I} - \mu[(\nabla\,\vec{\mathrm{u}} + \nabla\,\vec{\mathrm{u}}^{T}) - \frac{2}{3}\nabla\,\vec{\mathrm{u}}\vec{\mathrm{I}}]. \qquad (8)$$

Turbulence modelling

Statistic particles are injected one after another, thus yielding the random geometry of the liquid core; each particle trajectory ends after a length of time determined by kinetic energy transfer from the gas flow to the liquid.

The statistics of the core surface are used to get the size and position characteristics of the drops surrounding the core, sampled with the total mass rate equal to the inflowing liquid mass rate. RANS is used to simulating the gas flow and is conditioned by the liquid core. Such a conditioned flow of gas and subject to secondary atomization and coalescence, both modeled by an inter-droplet collision mechanism drags along the blobs formed around the core) (Figure 3) [27].

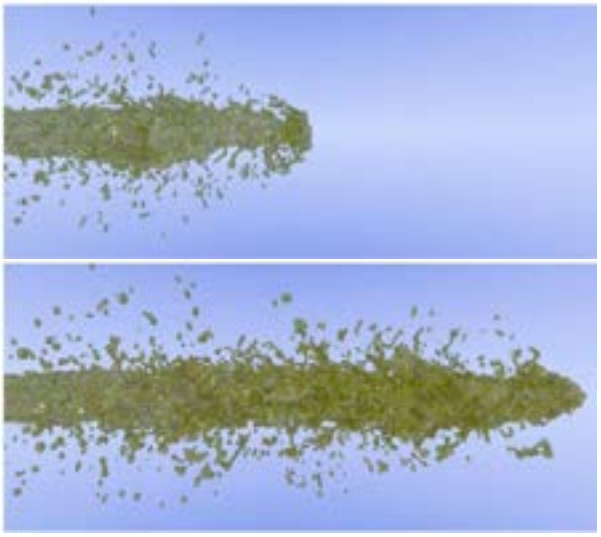


Figure 3 – Two successive snapshots of the turbulent atomization of a liquid diesel [27]

In this work, the model of combustion chamber as a cylinder was used, whose height is 15 cm, diameter 4 cm. General view of the combustion chamber is shown in Figure 4.

The computational domain comprises 650 cells. Fuel is injected using the nozzle, which is in the bottom center of the combustion chamber. Area of the nozzle is equal to $2 \cdot 10^{-4}$ см^2. Temperature of the walls of the combustion chamber is 353 K. The initial temperature of the gas in the combustion chamber 900 K, the fuel is injected at 300 K. Initial radius of the injected droplets 25 microns. Droplet

injection angle is 10^0. The pressure in the combustion chamber is 80 bar, injection speed of liquid fuel equal to 250 m/s.

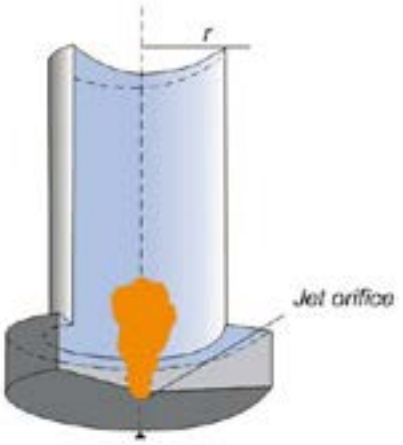
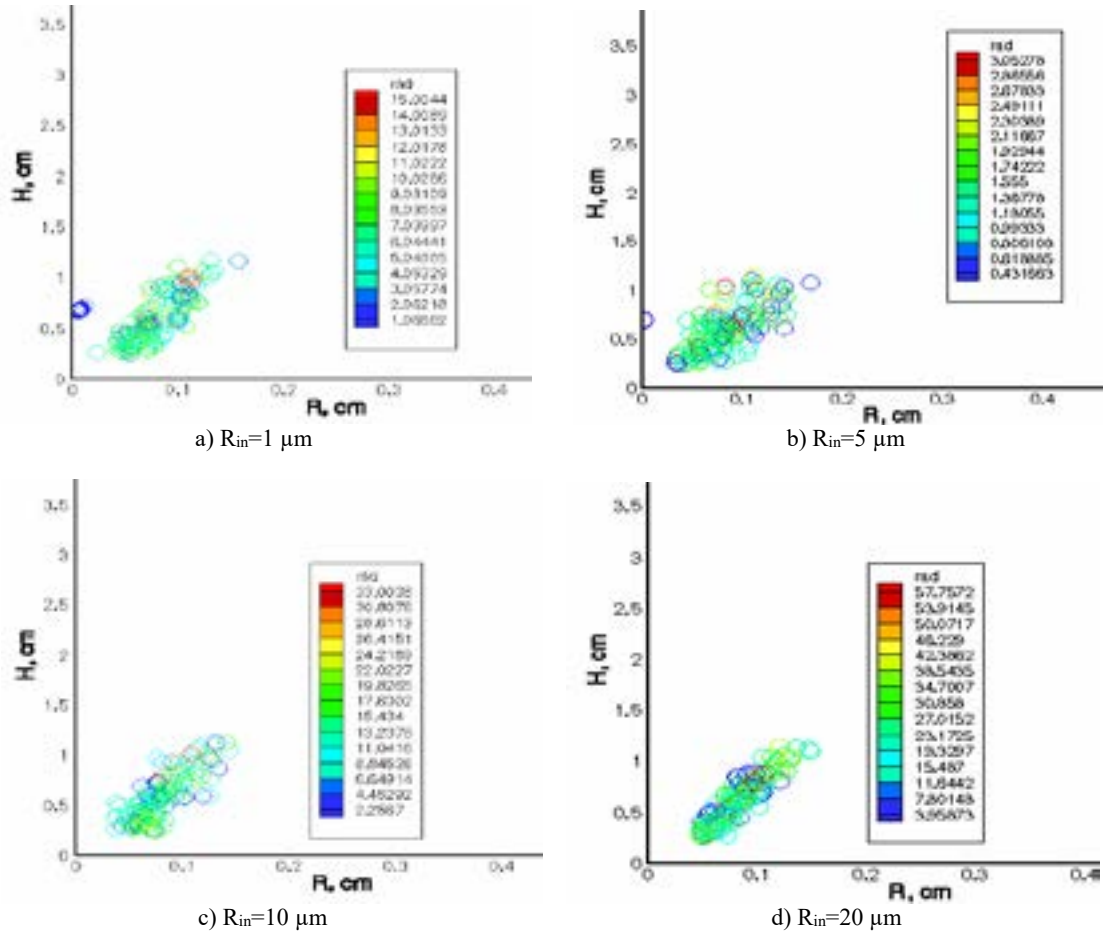


Figure 4 – General view of combustion chamber

Results and Discussion

The computational experiment was performed, with high turbulence at 100 bar for an octane with a mass of 6 mg. The fuel was injected into the combustion chamber for 1.6 ms at 350 m/s. The droplet radius varied from 1 to 20 microns. Based on the results of the performed experiments, the size distributions of the liquid fuel droplets were obtained. The figures are presented for the initial drop radii of 1, 5, 10 and 20 microns. In all cases, the octane droplets are concentrated in an area up to 0.2 cm along the chamber radius and up to 1.5 cm in height.

The initial radius affects the subsequent distribution of droplets in the combustion chamber space: when injecting droplets with an initial radius of 1 micron, droplets can reach over 3 microns in the chamber, at 20 microns – 57 microns respectively (Figure 5).



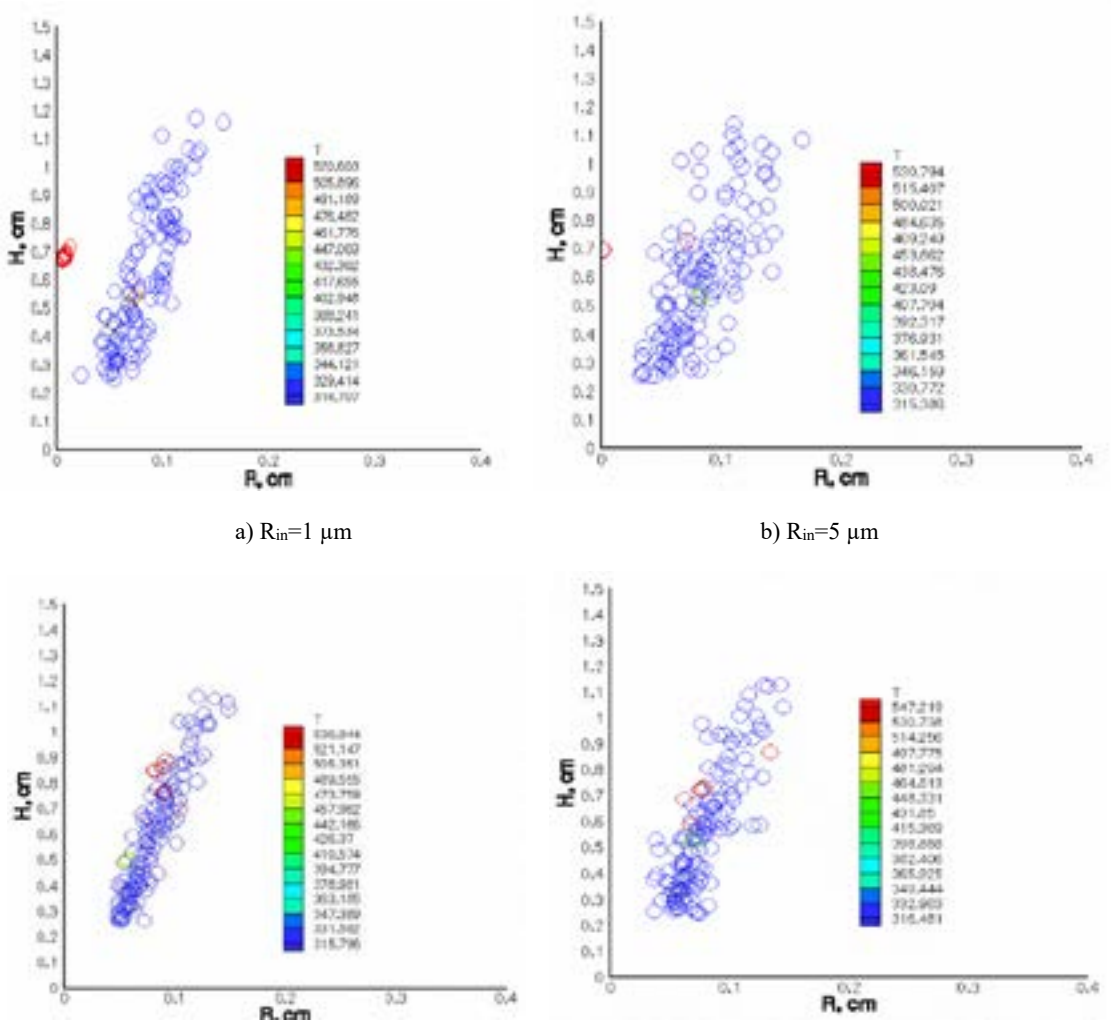
a) R_{in}=1 µm b) R_{in}=5 µm

c) R_{in}=10 µm d) R_{in}=20 µm

Figure 5 – Octane droplet size distribution at different initial radii

Thus, the initial radius of the droplets affects the subsequent size of the formed droplets 3 – 57 microns for octane and has no significant effect on penetration of liquid particles into the combustion chamber.

The distribution of droplets by temperature when changing the initial radius of injected droplets showed that the temperature in the chamber during octane combustion reaches a value of 547 K (Figure 6). The zone of intense evaporation for octane is near 0.5-1 cm in the height of the combustion chamber and 0.2 cm in width. Thus, as the radius of the droplets increases, their temperature increases for octane.



a) R_{in}=1 μm

b) R_{in}=5 μm

c) R_{in}=10 μm

d) R_{in}=20 μm

Figure 6 – Distributions of octane droplets by temperature at different initial radii

Analysis of Figure 7 shows the dependence of the temperature plume height on the initial droplet radius during octane combustion. The flare height for octane at 1 μm reaches 7 cm over the height of the combustion chamber.

Based on the results of computational experiments, the temperature profiles during combustion t=4 ms and at the moment of ignition t=2.5 ms as a function of the initial radius of injected fuel droplets at high turbulence were plotted.

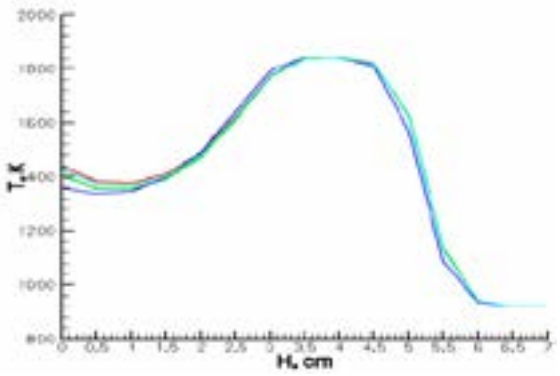
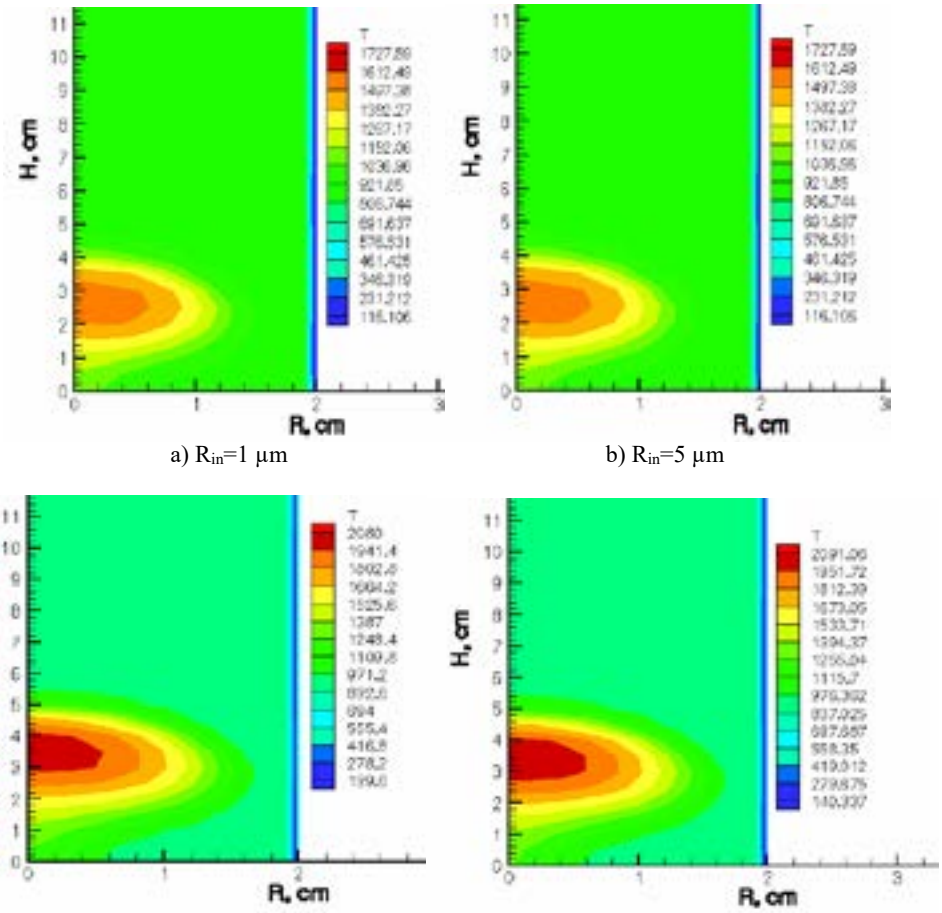


Figure 7 – Temperature distribution during fuel combustion (octane) over the combustion chamber height depending on the initial radius of the droplets

The ignition time for octane was 2.5 ms (Figure 8). As the temperature profiles show, octane burns with a small heat release, the temperature in the chamber during octane combustion reaches a value of 1728 K. However, comparing the data for 1 and 20 microns, it can be seen that the maximum temperature does not change much when burning octane. The zone of intense combustion for octane is in 1.5-3.5 cm in the height of the combustion chamber.



a) R_{in}=1 µm b) R_{in}=5 µm

c) R_{in}=10 µm d) R_{in}=20 µm

Figure 8 – Temperature profiles at the moment of octane ignition t=2.5 ms depending on different initial droplet radii

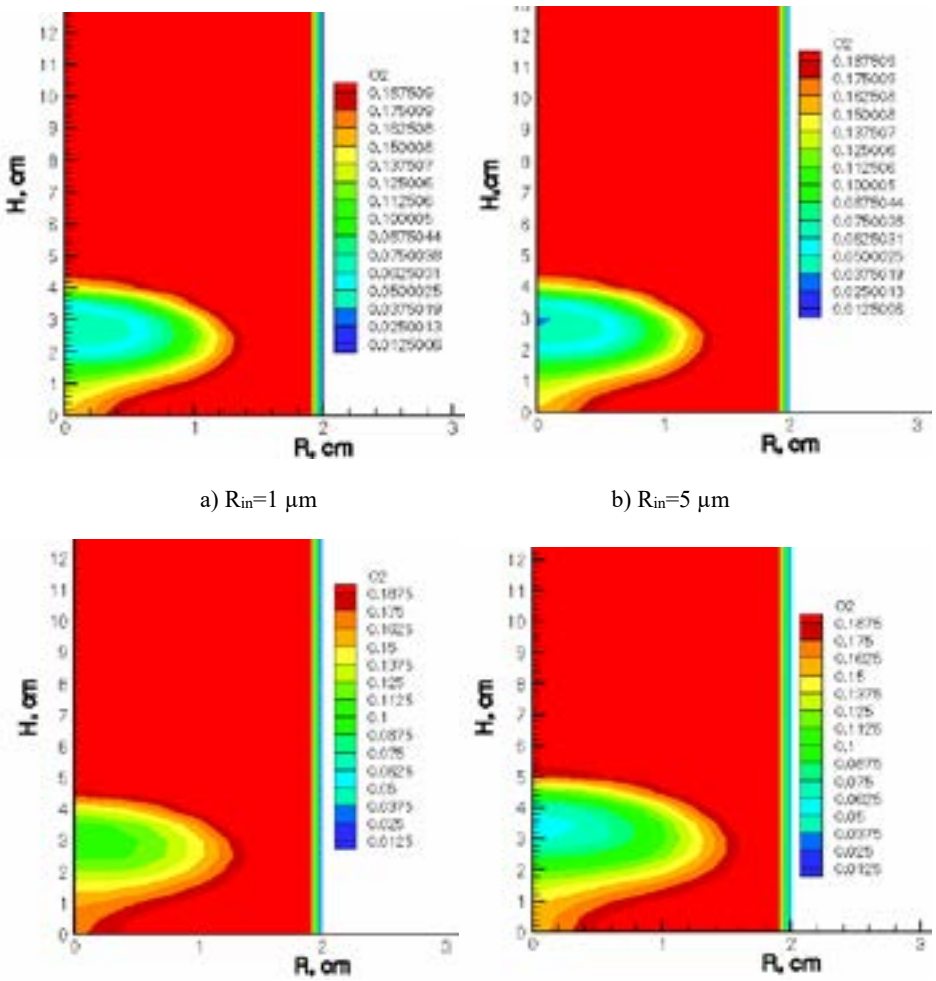
The comparative analysis shows that the initial droplet radius has no significant effect on the processes of ignition and combustion of liquid fuel in the combustion chamber.

The maximum concentration of the oxidizer in the combustion chamber relative to the fuel is 0.1875 g/g for octane (Figure 9). However, it can be seen from Figure 9 that, as the initial droplet radius increases, the area of maximum oxygen consumption increases.

As a result of computational experiments, the obtained results were generalized and the optimal parameters of atomization, combustion, and processes of liquid fuel under high turbulence were determined.

A graphical interpretation of the obtained results was performed. The dependences of the liquid fuel particle size and combustion temperature on the initial radius of the injected fuel were plotted. We completed optimization of liquid atomized fuel combustion processes.

Analysis of Figure 10 shows that the particle size grows rapidly as the initial radius of the injected droplets increases. The maximum value is reached at an initial radius of 20 μm.



a) R_{in}=1 μm b) R_{in}=5 μm

c) R_{in}=10 μm d) R_{in}=20 μm

Figure 9 – Oxidizer profiles at the moment of octane ignition t=2.5 ms at different initial radii

The most efficient combustion of liquid fuel occurs at an initial drop radius of 20 μm, as shown in Figure 11, at which the temperature in the chamber takes the maximum value. For octane, the maximum temperature is 1728 K. Thus, as the initial drop radius increases, the combustion temperature of the liquid fuel increases.

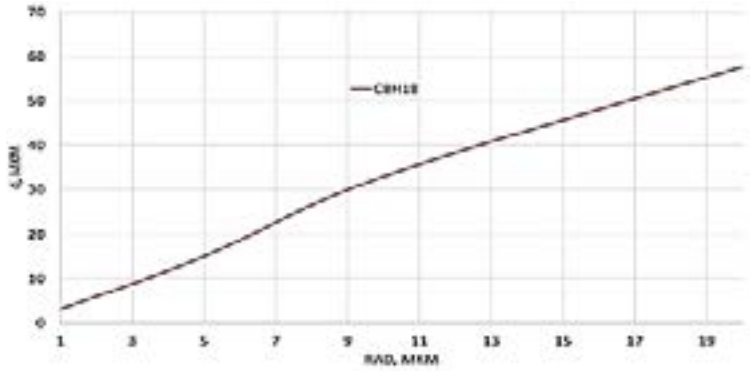


Figure 10 – Dependence of the octane particle size on the initial radius of its injected droplets

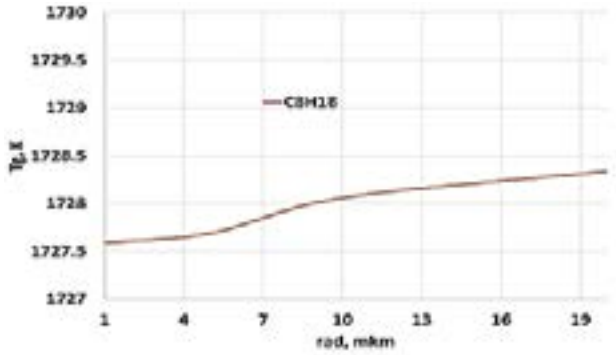


Figure 11 – Dependence of the combustion temperature of liquid fuel on the initial radius of its injected droplets

Conclusion

Because of the computational experiment, we found that, during high turbulence, the initial radius has the maximum effect on liquid particles of lighter molecular composition of fuels. With heavier molecules, the effect of the initial radius is insignificant. Combustion process of liquid fuel proceeds most effectively at an initial droplet radius of 20 μm, in which case the temperature in the chamber takes the maximum value for octane.

Obtained results are of fundamental and practical importance and can be used for the development of the theory of combustion of gas and liquid fuels. Obtained new knowledge contributes not only to increasing the level of scientific research and achievement of the world level in the priority direction of science, but also has a great applied value. This is due, first, to the fact that the continuous growth of our knowledge about the physical-mechanical and chemical properties of matter causes the observed technological explosion in the world. In this view, it is not unexpected that the vast majority of modern technologies used in almost all major industries are based on the principle by using the mechanical, thermodynamic, electro physical and other properties of gaseous, solid and liquid fuels.

Acknowledgements

This research has been funded by the Science Committee of the Ministry of Education and Science of the Republic of Kazakhstan (Grant No. AP08857288).

References

1 Gielen D., et al. The role of renewable energy in the global energy transformation // Energy Strategy Reviews. – 2019. – Vol. 24. – P. 38-50.

2 Bolegenova S., Heierle E. CFD study of harmful substances production in coal-fired power plant of Kazakhstan // Bulgarian chemical communications. – 2016. – Vol.48. – P. 260-265.

3 Kumar C.R., Majid M.A. Renewable energy for sustainable development in India: current status, future prospects, challenges, employment, and investment opportunities // Energy, Sustainability and Society. – 2020. – Vol. 10, Issue 1. – P. 2-36.

4 Beketayeva M., et al. Computational method for investigation of solid fuel combustion in combustion chambers of a heat power plant // High Temperature. – 2015. – Vol. 53. – P. 751-757.

5 Askarova A., et al. Processes of heat and mass transfer in furnace chambers with combustion of thermochemically activated fuel // Thermophysics and Aeromechanics. – 2019. – Vol. 26. P. 925-937

6. Ospanova Sh., et al. 3D modelling of heat and mass transfer processes during the combustion of liquid fuel // Bulgarian Chemical Communications. – 2016. – Vol. 48. – P. 229-235.

7. Askarova A., et al. Investigation of the different Reynolds numbers influence on the atomization and combustion processes of liquid fuel // Bulgarian Chemical Communications. – 2018. – Vol. 50. – P. 68-77.

8. Leithner R., et al. Computational modeling of heat and mass transfer processes in combustion chamber at power plant of Kazakhstan. – 20th International Conference on Circuits, Systems, Communications and Computers (CSCC 2016). – Greece, 2016. – Vol. 76.

9. Oruganti S. K., Gorokhovski M. Stochastic sub-grid scale model for LES of secondary atomization-assessment and evaluation for ECN Spray-A conditions // International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems (ICLASS). – 2021. – Vol. 1, Issue 1. – P. 1-9.

10. Bolegenova S., et al. The computational study of heat and mass transfer processes at combustion of pulverized Kazakh coal in real conditions of energy objects // Bulgarian Chemical Communications. – 2018. – Vol. 50. – P. 61-67.

11. Viera J.P., et al. Measurements of droplet size in shear-driven atomization using ultra-small angle x-ray scattering // International Journal of Multiphase Flow. – 2017. – Vol. 92. – P. 131-139.

12. Safarik P., et al. 3D modeling of combustion thermochemical activated fuel // News of the national academy of sciences of the Republic of Kazakhstan. Series physical and mathematical. -2019. – Vol. 2. – P. 9-16.

13. Lalo M, et al. Use of faraday instabilities to enhance fuel pulverization in airblast atomizers // Comptes Rendus Mecanique. – 2009. – Vol. 337. – P. 492-503.

14. Leithner R., Muller H., Askarova A. CFD code FLOREAN for industrial boilers simulations // WSEAS Transactions on Heat and Mass Transfer. – 2009. – Vol 4. – P. 98-107.

15. Beketayeva M., et al. Influence of boundary conditions to heat and mass transfer processes // International Journal of Mechanics. – 2016. – Vol. 10. – P. 320-325.

16. Shortanbayeva Zh., et al. On the effect of the temperature boundary conditions on the walls for the processes of heat and mass transfer // International Journal of Mechanics. – 2016. – Vol. 10. – P. 349-355.

17. Kourmatzis A., Masri A.R. Air-assisted atomization of liquid jets in varying levels of turbulence // Journal of Fluid Mechanics. – 2015. – Vol. 764. – P. 95–132.

18. Marmottant P., Villermaux E. On spray formation //Journal of Fluid Mechanics. – 2004. – Vol. 498. – P. 73–111.

19. Matas J.P., Delon A., Cartellier A. Shear instability of an axisymmetric airwater coaxial jet // Journal of Fluid Mechanics. – 2018. – Vol. 843. – P. 575–600.

20. Mayer W.O.H., Branam R. Atomization characteristics on the surface of a round liquid jet // Experiments in Fluids. – 2004. – Vol. 36, Issue 4. – P. 528–539.

21. Safarik P., et al. Simulation of low-grade coal combustion in real chambers of energy objects // Acta Polytechnica. – 2019. – Vol. 59. – P. 98-108.

22. Varga C. M., Lasheras J.C., Hopfinger E.J. Initial breakup of a small-diameter liquid jet by a high-speed gas stream // Journal of Fluid Mechanics. – 2003. – Vol. 497. – P. 405–434.

23. Askarova A., et al. Modeling of heat mass transfer in high-temperature reacting flows with combustion // High Temperature. – 2018. – Vol. 56. – P. 738-743.

24. Dumouchel C. On the experimental investigation on primary atomization of liquid streams // Experiments in Fluids. – 2008. – Vol 45, Issue 3. – P. 371–422.

25. Khan M.M., Hélie J., Gorokhovski M., Sheikh N.A. Experimental and numerical study of flash boiling in gasoline direct injection sprays // Applied Thermal Engineering. – 2017. – Vol. 123. – P. 377-389.

26. Muller H., et al. Combustion of Low-Rank Coals in Furnaces of Kazakhstan Coal-Firing Power Plants // VDI Berichte. – 2007 (1998). – P. 497-502.

27. Gorokhovski M., Deng T., Ribault C.L. Stochastic model of spray formation closely to air-blast injector: LES-SIM (stochastic interface model) approach // Seventh International Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena. – Ottawa: Begel House Inc., 2011. – P. 1-7.

References

1 D. Gielen, et al., Energy Strategy Rev., 24, 38-50 (2019).

2 S. Bolegenova and E.Heierle, Bulg. Chem. Commun., 48, 260-265 (2016).

3 C.R. Kumar, and M.A. Majid, Energy Sustain. Soc., 10, 2-36 (2020).

4 M. Beketayeva, et al., High Temp., 53, 751-757 (2015).

5 A. Askarova, et al., Thermophys. Aeromechanics, 26, 925-937 (2019).
6 Sh. Ospanova, Bulg. Chem. Commun., 48, 229-235 (2016).
7 A. Askarova, et al. Bulg. Chem. Commun., 50, 68-77 (2018).
8 R. Leithner, et al., *Proc. 20th Int. Conf. CSCC* (Corfu Island, Greece, 2016), 76.
9 S.K. Oruganti and M. Gorokhovski, Proc. of Int. *Conf. Liquid Atom.&Spray Syst*., p.1-9 (2021).
10 S. Bolegenova, et al., Bulg. Chem. Commun., 50, 61-67 (2018).
11 J.P. Viera, et al., Int. J. Multiph. Flow, 92, 131-139 (2017).
12 P. Safarik, et al., News Nat. Acad. Sc. RK, 2, 9-16 (2019).
13 M. Lalo, et al., CR Mecanique, 337, 492-503 (2009).
14 R. Leithner, H. Muller, A. Askarova, WSEAS Trans. Heat Mass Transf., 4, 98-107 (2009).
15 M. Beketayeva, et al., Int. J. Mech., 10, 320-325 (2016).
16 Zh. Shortanbayeva, et al., Int. J. Mech., 10, 349-355 (2016).
17 A. Kourmatzis and A.R. Masri, J. Fluid Mech., 764, 95-132 (2015).
18 P. Marmottant, and E. Villermaux, J. Fluid Mech., 498, 73-111 (204).
19 J.P. Matas, A. Delon, and A. Cartellier, J. Fluid Mech., 843, 575-600 (2018).
20 W.O.H. Mayer, R. Branam, Exp. Fluids, 36, 528-539 (2004).
21 P. Safarik, et al., Acta Polytech., 59, 98-108 (2019).
22 C.M. Varga, J.C. Lasheras, and E.J. Hopfinger, J. Fluid Mech., 497, 405-434 (2003).
23 A. Askarova, et al., High Temp., 56, 738-743 (2018).
24 C. Dumouchel, Exp. Fluids, 45, 371-422 (2008).
25 M.M. Khan, J. Hélie, M. Gorokhovski, and N.A. Sheikh, Appl. Therm. Eng., 123, 377-389 (2017).
26 H. Muller, et al., VDI Berichte, 497-502 (2007).
27 M. Gorokhovski, T. Deng, and C.L. Ribault *Proc. 7th Int. Symp. Turbul. Shear Flow Phenom.* (Ottawa, 2011).

4-бөлім

БЕЙСЫЗЫҚ ФИЗИКА. РАДИОФИЗИЗИКА

Section 4

NONLINEAR PHYSICS. RADIOPHYSICS

Раздел 4

НЕЛИНЕЙНАЯ ФИЗИКА. РАДИОФИЗИКА

МРНТИ 37.15.29 https://doi.org/10.26577/RCPh.2022.v80.i1.10

С.Н. Мукашева[1]*, О.И. Соколова[2]

[1]Казахский национальный университет имени аль-Фараби, Казахстан, г. Алматы
[2]Институт ионосферы Национального центра космических исследований и технологий, Казахстан, г. Алматы
*e-mail: snmukasheva@gmail.com

ИОНОСФЕРНЫЕ БУРИ НАД КАЗАХСТАНОМ ПО ДАННЫМ ОБ ИНТЕГРАЛЬНОМ ЭЛЕКТРОННОМ СОДЕРЖАНИИ

В данной работе приводятся результаты статистического анализа ионосферных возмущений в интегральном электронном содержании, N_F, за период регистрации эффекта Фарадея в пункте Алматы [43,2^{0}N; 76,9^{0}E] при приеме сигналов с ИСЗ «ETS-II» (Engineering Test Satellite Type-II), находящегося на геостационарной орбите [0^{0}N; 130^{0}E], радиомаяк которого работал на частоте 136,112 МГц. Анализ классификационных характеристик каждого конкретного события показал, что возмущения в интегральном электронном содержании могут происходить как с положительным (35 случаев из 83-х), так и с отрицательным знаком в (37 случаев из 83-х), а также со сменой фаз (со сменой знака) в процессе протекания возмущения. По времени начала ионосферные возмущения имеют тенденцию чаще случаться в вечернее и ночное время, с большей вероятностью в 17 LT-22 LT. В течение года возмущения N_F с наибольшей частотой случаются в такие месяцы как ноябрь, декабрь, январь, февраль и март. Обнаруживается уменьшение количества ионосферных возмущений по данным об интегральном электронном содержании ионосферы в период высокой солнечной активности. «Пропадание» бурь в интегральном электронном содержании происходит примерно при F10.7 >180, что, возможно, связано с эффектом «насыщения» в ионосфере.

Ключевые слова: интегральное электронное содержание, ионосферное возмущение, геомагнитная буря.

S.N. Mukasheva[1]*, O.I. Sokolova[2]

[1]Al-Farabi Kazakh National University, Kazakhstan, Almaty
[2]Institute of Ionosphere of the National Center for Space Research and Technology, Kazakhstan, Almaty
*e-mail: snmukasheva@gmail.com

Ionospheric Storms over Kazakhstan Based on Integrated Electronic Content Data

This paper presents the results of statistical analysis of ionospheric disturbances in the integral electronic content, NF, during the period of registration of the Faraday effect at the point of Almaty [43,2^{0}N; 76,9^{0}E] when receiving signals from the ETS-II satellite (Engineering Test Satellite Type-II), located in geostationary orbit [0^{0}N; 130^{0}E], the radio beacon of which operated at a frequency of 136,112 MHz. The analysis of the classification characteristics of each specific event showed that perturbations in the integral electronic content can occur both with a positive (35 cases out of 83) and with a negative sign in (37 cases out of 83), as well as with a change of phases (with a change of sign) in the course of the perturbation. According to the start time, ionospheric disturbances tend to occur more often in the evening and at night, with a greater probability at 17 LT -22 LT. During the year, NF disturbances occur most frequently in the months of November, December, January, February, and March. A decrease in the number of ionospheric disturbances is detected based on the data on the integral electron content of the ionosphere during the period of high solar activity. The «disappearance» of storms in the integral electron content occurs approximately at F10. 7 > 180, which is probably due to the «saturation» effect in the ionosphere.

Key words: integral electron content, ionospheric disturbance, geomagnetic storm.

 © 2022 Al-Farabi Kazakh National University

С.Н. Мукашева[1]*, О.И. Соколова[2]
[1]Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Қазақстан, Алматы қ.
[2]Ионосфера институты Ұлттық ғарыштық зерттеулер мен технологиялар орталығы, Қазақстан, Алматы қ.
*e-mail: snmukasheva@gmail.com

Интегралды электрон құрылымы жәйлі мәліметтер бойынша Қазақстан аумағындағы ионосфералық дауылдар

Бұл ұсынылған жұмыста [0 ^{0}N; 130 ^{0}E] геостационарлық орбитада орналасқан «ETS - II» (Engineering Test Satellite Type - II) жердің жасанды серігінен алынған сигналдарын қабылдау кезінде Фарадей эффектісін тіркеу периодында Алматы пунктінде [43,2 ^{0}N; 76,9 ^{0}E], радиомаягі 136,112 МГц жиілікте жұмыс істеген, интегралды электрондық мазмұндағы, N_F, ионосфералық ауытқулардың статистикалық талдау нәтижелері келтірілген. Әрбір нақты оқиғаның жіктеу сипаттамаларын талдау интегралды электрондық мазмұндағы бұзылулардың оң (83 жағдайдан 35-і) және теріс белгісімен (83 жағдайдан 37-і), сондай-ақ ионосфералық ауытқу процесінде фазалардың өзгеруімен (белгінің өзгеруімен) болатындығын көрсетті. Басталу уақытына қарай 17 LT – 22 LT ықтималдығы жоғарырақпен ионосфералық ауытқулар кешке және түнде жиі кездесетінің тенденциясы байқалады. Жыл ішінде NF-тің ең жоғары жиіліктегі бұзылулары қараша, желтоқсан, қаңтар, ақпан және наурыз айларында болады. Жоғары күн белсенділігі кезеңінде ионосфераның интегралды электронды құрамы туралы мәліметтер бойынша ионосфералық бұзылулар санының азаюы анықталды. Интегралды электронды мазмұндағы дауылдардың «жоғалуы» шамамен F10.7 > 180 кезінде орын алады, бұл ионосферадағы «қанықтыру» әсерімен байланысты болуы мүмкін.

Түйін сөздер: интегралды электрондық мазмұн, ионосфералық ауытқу, геомагниттік дауыл.

Введение

Ионосферные бури – это возмущения в ионосфере, во время которых происходит как сильное уменьшение, так и сильное увеличение электронной концентрации. Длительность ионосферной бури может колебаться от нескольких часов до нескольких суток (здесь не будут рассматриваться короткопериодные, менее одного часа, изменения в параметрах ионосферы, которые обычно связывают с перемещающимися ионосферными возмущениями). Ионосферные бури являются следствием активных процессов на Солнце и откликом ионосферы на события в системе Солнце – солнечный ветер, магнитосфера и ионосфера Земли [1-9]. Они имеют глобальный характер и захватывают всю ионосферу от высоких широт до экваториальных [10-11]. Указанные особенности ионосферных бурь делают их изучение очень важными с точки зрения большого круга практических задач, связанных с распространением коротковолновых (КВ) и ультракоротко-волновых радиоволн (УКВ) [12-13]. Быстрые изменения ионосферных токовых систем во время экстремальных солнечных событий, такие как вспышки, сопровождающиеся выбросом мощного магнитного облака (coronal mass ejections, CMEs), вызывают возмущение магнитного поля Земли и образуют флуктуирующие токи в ионосфере и магнитосфере [14]. Одним из негативных воздействий экстремальных солнечных событий на технологические системы является появление в проводящих наземных системах (линиях электропередач, трубопроводах) наведенных токов [15-16]. Расчеты наведенных токов проводятся с использованием моделей ионосферных токов и структуры проводимости Земли [17]. Ведутся работы по моделированию процесса одновременного влияния силы магнитного поля и силы трения на окружающую среду [18]. Учитывая сложность вопросов, и наиболее важную роль ионосферы в обеспечении коротковолновой радиосвязи, радиолокации и пеленгации, в последние годы наибольшее внимание уделяют совершенствованию прогноза возмущенной ионосферы с целью определения вероятности появления возмущения, времени его начала, интенсивности, продолжительности и развития возмущения в планетарном масштабе [19-22].

Ионосферные бури были впервые обнаружены по данным вертикального зондирования ионосферы. Большая часть представлений о морфологии ионосферных бурь, исследования по выяснению физических процессов, ответственных за протекание ионосферных бурь также базируются на этих данных. При этом ионосферу считают возмущенной, если

$$|\delta f_0F2| = \left|\left(\left(f_0F2_{\text{тек}} - f_0F2_{\text{мед}}\right)/f_0F2_{\text{мед}}\right) \times \right.$$
$$\left. \times 100\right| > 20\%,$$

где $f_0F2_{\text{тек}}$ – текущее значение критических частот слоя F2 ионосферы, f_0F2, $f_0F2_{\text{мед}}$ – медианное, посчитанное за спокойные дни, значение f_0F2. При этом говорят, что имеется отрицательное ионосферное возмущение, если $\delta f_0F2 < 0$, и положительное, если $f_0F2 > 0$.

Метод

Физика ионосферных бурь

Отрицательная фаза (по материалам работ [12, 23-25]).

С самого начала изучения ионосферных бурь отрицательные ионосферные возмущения, стали связывать с изменением на высотах области F2 нейтрального состава атмосферы, точнее – с уменьшением отношения [O]/[N_2], которое в условиях фотохимического равновесия пропорционально концентрации электронов. Что является причиной указанного изменения состава и где находится источник этих изменений? Во время магнитосферных возмущений (суббурь) имеется источник разогрева на высотах Е-области в авроральном овале, – джоулев нагрев, за счет диссипации энергии крупномасштабных токовых систем, причем по экспериментальным данным 60 % этой энергии идет на нагрев нейтрального газа. Разогрев атмосферного газа на высотах 100-120 км приводит к вертикальному (вверх) выносу газа с соответствующим увеличением температуры и изменением его состава. В результате [O]/[N_2] на высотах области F2 уменьшается ([O] – падает или остается постоянным, а [N_2] растет по сравнению с невозмущенными условиями), приводя к уменьшению равновесной концентрации электронов. Указанный разогрев приводит к градиенту давлений, что вызывает буревую циркуляцию. Наиболее важная для нашего рассмотрения меридиональная циркуляция при этом будет направлена к экватору (непосредственно или через полюс) и в общем случае не совпадает с атмосферной циркуляцией в спокойных условиях. Летом меридиональная составляющая ветра направлена к экватору, а зимой от экватора. В таких условиях буревая циркуляция (всегда – к экватору) летом добавляется к уже существующему невозмущенному ветру, а зимой работает против такового, поэтому летом отрицательная фаза должна быть развита сильнее и опускаться до более низких широт, чем зимой. Однако расчеты показали, что роль указанного механизма в сезонных различиях изменения [O]/[N_2] во время бури относительно мала. Наибольший вклад в этот эффект вносит сезонное различие в широтном распределении [O]. В летнем полушарии [O] растет от полюса к экватору ($d\ \ln[O]/d\varphi < 0$) и перенос за счет буревой циркуляции приводит к уменьшению [O] по мере развития бури. В зимнем полушарии на широтах 0°–50° ($d\ \ln[O]/d\varphi$) имеет обратный знак, поэтому в ходе бури происходит рост [O]. Таким образом, сезонную разницу в глобальной морфологии отрицательных возмущений связана с сезонно – широтным различием в глобальном распределении [O].

Итак, джоулев нагрев в авроральном овале приводит к передаче момента количества движения, и эффект ветра передается на средние широты, где вызывает рост *f*oF2. Одновременно начинается (из-за джоулева нагрева) изменение состава термосферы на средних широтах, которое сначала “отстает” от чисто ветрового эффекта, дающего из-за дрейфа области F2 вверх положительную фазу бури на начальном этапе возмущения, а потом за счет все усиливающегося уменьшения отношения [O]/[N_2] приводит к падению [e], т.е. к появлению отрицательной фазы. Уменьшение с уменьшением широты амплитуды отрицательной фазы объясняют эффектом дивергенции и усилением к низким широтам роли термосферных ветров.

Положительная фаза ионосферной бури. В работах [12, 25] были сформулированы основные требования, которым должен отвечать механизм образования положительной фазы ионосферной бури для того, чтобы описать наблюдаемые морфологические особенности ее появления. Наиболее важным из этих требований является следующее: такой механизм должен объяснять часто встречающееся появление положительной фазы (иногда достаточно сильной) до начала магнитного возмущения, регистрируемого с помощью различных индексов (K_p, AE, D_{st}). Это требование в первую очередь заставило высказать утверждение, что механизм образования положительной фазы не может быть связан с основным каналом передачи энергии солнечного ветра (через хвост магнитосферы, высыпание авроральных частиц,

развитие кольцевого тока, джоулев разогрев и т.д.) в ионосферу и термосферу, который приводит к возникновению отрицательной фазы, и что необходим другой канал проникновения энергии солнечного ветра в ионосферу, который может опережать (по эффектам в термосфере и ионосфере) первый канал, связанный с джоулевым разогревом, и может быть достаточно независим от первого, чтобы объяснить существование обособленных положительных возмущений, не сопровождающихся развитием ионосферной бури, т.е. сменой положительной фазы на отрицательную. В качестве такого канала в этих работах был предложен канал высыпания мягких частиц в районе дневного каспа, который замыкается непосредственно на дневные граничные слои и может быстро отреагировать на любое (даже не приводящие к развитию цепочки процессов, заканчивающихся образованием кольцевого тока и джоулевым разогревом термосферы) изменение солнечного ветра или межпланетного магнитного поля. (Под дневным каспом понимается область, где происходит высыпание электронов с энергией E<200 эВ. Эта область простирается вдоль геомагнитной параллели на (2–3) ч, иногда (4–5) ч в каждую сторону от полуденного геомагнитного меридиана, и имеет размеры вдоль этого меридиана от 2° до 5°. Для высыпания в области каспа характерны большие потоки электронов малых энергий (50–200) эВ и резкое уменьшение потоков более энергичных частиц ($E \geq$ 1кэВ), наблюдаемых ближе к экватору и к полюсу. Спектры электронов в области каспа говорят о том, что эти электроны имеют два основных источника: частицы переходного слоя, куда, ускоряясь, попадает через ударную волну плазма солнечного ветра, и частицы больших энергии, попадающие из так называемого граничного слоя. Из рассматриваемых в обзорах возможных механизмов образования ионосферных бурь: 1) джоулев нагрев нижней ионосферы, связанная с ним циркуляция воздушных масс и соответствующие изменения нейтрального состава, 2) электромагнитный дрейф плазмы, 3) обмен плазмой между ионосферой и плазмосферой – ни один не стал общепринятым, поскольку не в состоянии объяснить все наблюдаемые морфологические, пространственные и временные особенности ионосферных бурь. Как показано в работах [26-27] возмущения ионосферы возникают не только с приходом солнечных протонов вспышки, но и при вариациях галактических космических лучей (ГКЛ). Из модели возмущений электромагнитной и корпускулярной радиации при солнечных вспышках имеем временную последовательность: 1) Вспышка рентгеновского излучения, 2)вспышка солнечных космических лучей (СКЛ), 3) приход субрелятивистских солнечных протонов, 4) приход ударной волны на переднем фронте плазменной неоднородности, вышедшей из Солнца при вспышке, 5) Форбуш понижение интенсивности ГКЛ: в максимуме Форбуш-эффекта могут наблюдаться: 6) высыпание заряженных частиц из радиационных поясов, 7) изменение нижнего порога жесткости геомагнитного обрезания ГКЛ и 8) приход быстрых протонов плазменной неоднородности к Земле при совпадении их траектории. Эффекты ударной волны проявляются на дневной стороне Земли, высыпание частиц и изменение порога геомагнитного обрезания – при значительных (более 100 нТл) возмущениях H – составляющей вектора магнитного поля Земли. Субрелятивистские протоны и протоны плазменной неоднородности относятся к низкоэнергичной, а ГКЛ, ударная волна, вспышки СКЛ к высокоэнергичным компонентам корпускулярных излучений. В случае доказательств возможности передачи возмущений космических лучей в среднеширотную область F ионосферы мы получим обоснование возникновения как положительных, так и отрицательных ВИВ.

Эффекты ионосферных бурь в интегральном электронном содержании

Поиски методов прогноза развития ионосферного возмущения ведутся в разных направлениях, в том числе с использованием данных об интегральном электронном содержании, полученных при регистрации эффекта Фарадея сигналов, принимаемых от радиомаяков геостационарных ИСЗ. УКВ сигналы, принимаемые от геостационарных ИСЗ, дают уникальную возможность для непрерывного контроля как короткопериодных, так и долгопериодных вариаций ионосферы. Этот метод наиболее подходящ для наблюдения ионосферных бурь, потому что резкое искажение N(h) – профилей и увеличение поглощения в D–области, амплитудные и фазовые мерцания не влияют на качество измерений интегрального электронного содержания методом фарадеевского вращения, в то

время как они часто ухудшают качество ионозондных измерений [28]. Исследования ионосферных бурь методом радиомаяка начали проводиться сразу после запусков первых ИСЗ. Для Северной Америки модель возмущенной ионосферы, согласно [28], выглядит следующим образом: если буря начинается утром, то наблюдается увеличение интегрального электронного содержания после полудня этого дня, затем следует понижение вблизи захода и значение его остается ниже обычного в последующие несколько дней. Вариации электронной концентрации в максимуме слоя F2 во время бурь в высоких широтах характеризуются начальным коротким возрастанием, за которым следует сильное уменьшение электронной концентрации; амплитуда уменьшения наибольшая летом. В экваториальной области во время возмущений увеличение электронной концентрации происходит после короткого начального понижения. Ситуация на низких широтах следующая: сильные магнитные бури здесь обуславливают уменьшение электронной концентрации как днем, так и ночью, причем поведение ионосферы во время бурь летом существенно отличается от вариации в другие сезоны [28]. В работе [29] по результатам измерения интегрального электронного содержания на широте 40°N (Алматы – геостационарный ИСЗ «SIRIO»), показано, что положительное или отрицательное возмущение часто опережает магнитное. Зимой магнитным бурям, начинающимся в предполуночном секторе, предшествуют ночные возрастания электронной концентрации в максимуме слоя F2, но в то же время эти ночные всплески отсутствуют в интегральном электронном содержании. Во время самой магнитной бури на фазе образования кольцевого тока происходит рост, а на фазе ее распада происходит возвращение электронной концентрации к нормальному значению.

Ионосферные бури над Казахстаном по данным регистрации эффекта Фарадея от геостационарного ИСЗ «ETS-II»

В данной работе приводятся результаты статистического анализа ионосферных возмущений с сентября 1985 г. по декабрь 1989 г. в интегральном электронном содержании (ИЭС), N_F, за период регистрации эффекта Фарадея в пункте Алматы [43,2^{0}N; 76,9^{0}E] при приеме сигналов с ИСЗ «ETS-II» (Engineering Test Satellite Type-II), находящегося на геостационарной орбите [0^{0}N; 130^{0}E], радиомаяк которого работал на частоте 136,112 МГц.

Степень возмущенности ионосферы рассматривается в терминах отклонений текущих значений ИЭС от фоновых (медианных) значений ИЭС (N_{Fmed}) и оценивается в процентах:

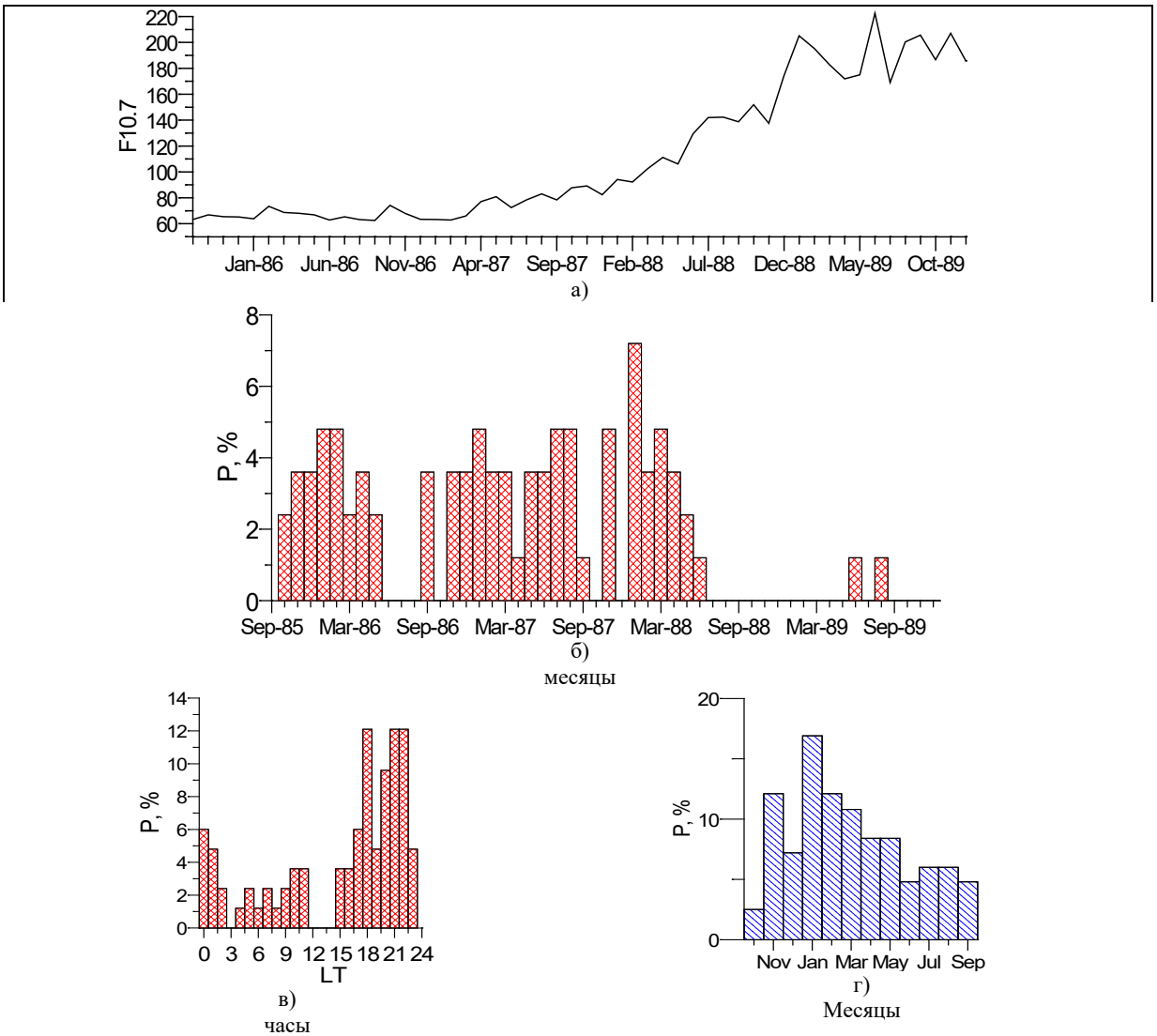
$$\delta N_F(\%) = \left(\frac{N_F - N_{Fmed}}{N_{Fmed}}\right) \times 100$$

При этом медианные значения N_{Fmed} рассчитываются в результате низко-частотной фильтрации исходных данных N_F (интервал дискретизации – 1 сутки), представляющих собой процедуру обработки исходных данных методом скользящего среднего с длиной усреднения L=13 суток. Классификация степени возмущенности ионосферы проведена по правилам, использующимся в оценке состояния ионосферы по данным о критических частотах слоя F2 (таблица 1), принимая, что ионосферу можно рассматривать возмущенной, если $|\delta N_F|$ превышает 20 % в течении времени длительностью более шести часов.

Таблица 1 – Категории ионосферных бурь (определяется значениями δfoF2 и продолжительностью бури)

Характеристика ионосферной бури	Ионосферные бури	
	продолжительность	максимальное δfoF2, %
Малая	меньше суток	20 < |δfoF2| < 30
Умеренная	(1 – 2) суток	30 ≤ |δfoF2| < 40
Большая	более суток	40 ≤ |δfoF2| < 50
Очень большая	более 2 суток	|δfoF2| ≥ 50
Примечание: δfoF2 – максимальное отклонение (положительное или отрицательное) критической частоты слоя F2 от месячной скользящей медианы в процентах (δfoF2, %).		

В результате соответствующей обработки массива данных интегрального электронного содержания за весь период с 10.09.1985 г. по 31.12.1989 г. и интерпретации полученных результатов выявлено 83 события, характеристики которых удовлетворяют требованиям классификации, приведенной в таблице 1. Анализ классификационных характеристик каждого конкретного события показал, что возмущения в интегральном электронном содержании могут происходить как с положительным (35 случаев из 83-х), так и с отрицательным знаком в (37 случаев из 83-х), а также со сменой фаз (со сменой знака) в процессе протекания возмущения. Условия появления ионосферных бурь по данным об интегральном электронном содержании показаны на рисунке 1.



Вариации потока радиоизлучения Солнца F10.7 за период с сентября 1985 г. по декабрь 1989 г. (а);
вероятность появления ионосферных бурь по данным ИЭС за тот же период (б);
вероятность появления ионосферных бурь относительно времени суток (в);
вероятность появления ионосферных бурь в течение года (г).

Рисунок 1 – Условия появления ионосферных бурь (по данным об ИЭС) над Казахстанским регионом

По времени начала возмущения имеют тенденцию чаще случаться в вечернее и ночное время, с большой вероятностью в 17–22 часов LT, смотри рисунок 1в, степень возмущенности интегрального электронного содержания, как правило, по абсолютной величине превышает 50 % относительно фонового уровня N_F. В течение года возмущения N_F с наибольшей частотой случаются в такие месяцы как ноябрь, декабрь, январь, февраль и март (смотри рисунок 1г). Но особое замечание мы делаем о том, что от года к году распределение возмущенностей ИЭС выглядит таким образом, что с ростом солнечной активности (рисунок 1а, 1б) частота появления возмущений сначала увеличивается, затем возмущения в N_F, как бы не регистрируется вовсе, в отличие от ситуации в геомагнитном поле (1986 г. – 9 геомагнитных бурь, 1987 г. – 5 геомагнитных бурь, 1988 г. – 11 геомагнитных бурь, 1989 г. – 26 геомагнитных бурь). «Пропадание» бурь в ИЭС происходит примерно при F10.7 > 180.

Что касается критических частот слоя F2, то следует отметить, что имеются показания о наличии возмущений в ионосфере в этот период повышений СА, однако из-за специфики метода (радиозондирование на частотах 0,5÷15 МГц) и физических факторов в ионосферной среде (образование экранизирующих слоев, поглощение сигналов, помехи и пр.) измерения *fo*F2 или затруднительны, или не представляются возможными вообще в возмущенные периоды. Поэтому ряды данных по *fo*F2 в такие периоды имеют большие разрывы и, практически, не подлежат статистической обработке.

Заключение

Следствием активных геоэффективных процессов на Солнце являются геомагнитные бури [14] и множеством ионосферных явлений: (1) внезапными ионосферными возмущениями, (2) поглощениями в полярной шапке, (3) авроральными поглощениями, (3) послебуревыми эффектом и (4) ионосферными бурями [12, 23-25]. Указанные основные виды ионосферных возмущений существенно влияют на радиосвязь и на работу различных радиотехнических систем на Земле и на спутниках. Если внезапные ионосферные возмущения, поглощения в полярной шапке, авроральные поглощения – явления характерные для высокоширотной ионосферы, и они оказывают свое влияние на полярных радиотрассах, то ионосферные бури, как я отмечала в начале раздела 3, имеют глобальный характер и захватывают всю ионосферу от высоких широт до экваториальных. Геомагнитные возмущения и резкие изменения ионосферных токовых систем способствуют появлению в проводящих наземных системах (линиях электропередач, трубопроводах) геомагнитно индуцированных токов, ГИТ, или так называемых наведенных токов. В свою очередь изучение ионосферных бурь представляет собой большой практический интерес из-за их воздействия на радиосвязь, и точный прогноз их проявления, интенсивности, продолжительности является актуальной задачей. Однако такие прогнозы невозможны до тех пор, пока не будут поняты основные механизмы возникновения этих бурь. Исследования ионосферных бурь методом фарадеевского вращения начали проводиться сразу после запусков первых ИСЗ [28]. УКВ сигналы, принимаемые от геостационарных ИСЗ, дают уникальную возможность для непрерывного контроля как короткопериодных, так и долгопериодных вариаций ионосферы.

В настоящей работе в результате проведенного, по существу, статистического анализа вариации интегрального электронного содержания ионосферы с позиции исследования ионосферных бурь, можно утверждать, что:

- измерение интегрального электронного содержания является надежным инструментом для регистрации и изучения возмущенного состояния ионосферы;

- возмущения ИЭС могут происходить равновероятно как с понижением значений (отрицательные возмущения) так и с повышением значений ИЭС (положительные возмущения), а также могут носить сложный характер протекания со сменой знака возмущения, степень возмущенности интегрального электронного содержания, как правило, по абсолютной величине превышает 50 % относительно фонового уровня N_F;

- по времени начала возмущения имеют тенденцию чаще случаться в вечернее и ночное время, с большей вероятностью в 17–22 часов LT;

- в течение года возмущения N_F с наибольшей частотой случаются в такие месяцы как ноябрь, декабрь, январь, февраль и март;

- обнаруживается уменьшение количества ионосферных возмущений по данным об интег-

ральном электронном содержании ионосферы в период высокой солнечной активности. «Пропадание» бурь в ИЭС происходит примерно при F10.7 > 180, что, возможно, связано с эффектом “насыщения” в ионосфере.

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке Комитета науки Министерства образования и науки Республики Казахстан грантового проекта AP09259554.

Литература

1 Kamide Y., Balan N. The importance of ground magnetic data in specifying the state of magnetosphere – ionosphere coupling: a personal view // Geoscience Letters. –2016. –Vol. 3, N 10.

2 Klimenko M.V., Klimenko V.V., Despirak I.V., Zakharenkova I.E., Kozelov B.V., Cherniakov S.M., Andreeva E.S., Tereshchenko E.D., Vesnin A.M., Korenkova N.A., Gomonov A.D., Vasiliev E.B., Ratovsky K.G. Disturbances of the thermosphere-ionosphere-plasmasphere system and auroral electrojet at 30°E longitude during the St. Patrick–s Day geomagnetic storm on 17–23 March 2015 // J. Atmos. Solar-Terr Phys.–2018.–Vol. 180. –P. 78-92.

3 Gulyaeva T.L., Gulyaev R.A. Chain of responses of geomagnetic and ionospheric storms to a bunch of central coronal hole and high speed stream of solar wind // J. Atmos. Solar-Terr Phys. –2020.–Vol. 208. –Article id. 105380.

4 Astafyeva E., Zakharenkova I., Förster M. Ionospheric response to the 2015 St. Patrick–s Day storm: A global multi-instrumental overview // JGR Space Physics. –2015. –Vol. 120. –P. 9023-9037.

5 Astafyeva E., Zakharenkova I., Huba J. D., Doornbos E., van den Ijssel J. Global Ionospheric and thermospheric effects of the June 2015 geomagnetic disturbances: Multi-instrumental observations and modeling // JGR Space Physics. –2017. –Vol. 122. –P. 11716-11742..

6 Astafyeva E., Zakharenkova I., Hozumi K., Alken P., Coïsson P., Hairston M. R., Coley W. R. Study of the equatorial and low-latitude electrodynamic and ionospheric disturbances during the 22–23 June 2015 geomagnetic storm using ground-based and spaceborne techniques // JGR Space Physics. –2018. –Vol. 123. –P. 2424–2440.

7 Liu Y., Fu L., Wang J., Zhang C. Studying Ionosphere Responses to a Geomagnetic Storm in June 2015 with Multi-Constellation Observations // Remote Sensing. –2018. –Vol. 10. –P. 666–686.

8 Crowley G., Azeem I. Extreme Events in Geospace / Book Chapter 23 - Extreme Ionospheric Storms and Their Effects on GPS Systems. Elsevier, 2018. – P. 555-586,

9 Liu Y., Fu L., Wang J., Zhang C. Studying Ionosphere Responses to a Geomagnetic Storm in June 2015 with Multi-Constellation Observations // Remote Sensing. –2018. –Vol. 10. –P. 666–686.

10 Черниговская М. А., Шпынев Б. Г., Ясюкевич А. С., Хабитуев Д. С. Ионосферная долготная изменчивость в северном полушарии во время магнитных бурь по данным ионозондов и GPS/ГЛОНАСС // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. –2020. –Т. 17, № 4. –С. 269-281.

11 Yang G., Jiang C., Lan T., Huang W., Zhao Z. Ionosonde observations of daytime spread F at middle latitudes during a geomagnetic storm // J. Atmos. Solar-Terr Phys. –2018. –Vol. 179.–P. 174–180.

12 Данилов А.Д., Морозова Л.Д. Ионосферные бури в области F2. Морфология и физика (Обзор) // Геомагнетизм и аэрономия. –1985. –Т. 25, № 5. –С. 705-721.

13 Kunitsyn V. E., Padokhin A. M., Kurbatov G. A., Yasyukevich Yu. V., Morozov Yu. V. Ionospheric TEC estimation with the signals of various geostationary navigational satellites // GPS Solution. –2016. –Vol. 20. –P. 877-884.

14 Мирошниченко Л.И. Физика Солнца и солнечно-земных связей: учебное пособие // под ред. М. И. Панасюка. –М.: Университетская книга, 2011. –174 с.

15 Gannon J. L., Swidinsky A., Xu Zh. Geomagnetically Induced Currents from the Sun to the Power Grid //Geophysical Monograph Series: John Wiley & Sons. –2019. –Vol. 246.–256 p.

16 David T.O. Oyedokun, Pierre J.Cilliers Classical and Recent Aspects of Power System Optimization: Chapter 16 - Geomagnetically Induced Currents: A Threat to Modern Power Systems.–Academic Press.–2018.– P. 421-462.

17 Viljanen A., Amm O., and. Pirijola R.. Modeling geomagnetically induced currents during different ionospheric situations // J Geophys. Res.–1999.–Vol. 104.–P. 28059-28071.

18 Джумагулова К.Н., Рамазанов Т.С., Машеева Р.У., Мырзалы М., Шаленов Е.О., Атаканов Н., Джумагулов М.Н. Влияние внешнего магнитного поля и силы трения на динамические свойства системы заряженных частиц // Вестник. Серия Физическая. –2021, №1 (76).–С. 32-41.

19 Bilitza D., Altadill D., Truhlik V., Shubin V., Galkin I., Reinisch B., Huang X. International Reference Ionosphere 2016: From ionospheric climate to real-time weather predictions //Space Weather. –2017.–Vol.15, Issue2.– P. 418-429.

20 Bilitza, D., Altadill, D., Truhlik, V., Shubin, V., Galkin, I., Reinisch, B., & Huang, X. International Reference Ionosphere 2016: From ionospheric climate to real-time weather predictions// Space Weather.– 2017.–P. 418–429.

21 Stanislawska I., Gulyaeva T. L., Grynyshyna-Poliuga O., Pustovalova L. V. Ionospheric Weather During Five Extreme Geomagnetic Superstorms Since IGY Deduced With the Instantaneous Global Maps GIM-foF2 // Space Weather. –2018.–Vol.16, Issue12.–P. 2068-2078.

22 Andreev A. B., Somsikov V. M., Mukasheva S. N., Kapytin V. I., Nurgalieva K. A. Nonequilibrium Effects in Atmospheric Perturbations Caused by Solar Radiation Flux // Geomagnetism and Aeronomy.–2018.–Vol. 58, N 1.–P. 106–112.

23 Danilov, A.D., Konstantinova, A.V. Ionospheric Precursors of Geomagnetic Storms. 1. A Review of the Problem // Geomagnetism and Aeronomy. –2019.–Vol.59.–P. 554-566.

24 Danilov, A.D., Konstantinova, A.V. Trends in hmF2 and the 24th solar activity cycle // Advances in Space Research.–2020. –Vol. 66(2).–P.292-298.

25 Данилов А.Д., Морозова Л.Д., Мирмович Э.Г. О возможной природе положительной фазы ионосферных бурь // Геомагнетизм и аэрономия. –1985. –Т. 25, № 5. –С. 768-772.

26 Козин И.Д., Федулина И.Н. Динамика ионосферы. –Алма-Ата, 1991. –Т. 3. –С. 177-191.

27 Козин И.Д., Сайфутдинов М.А., Туркеева Б.А. Ионосферные исследования. –1989. –№ 44. –С. 124-126.

28 Davies K. Recent progress in satellite radio beacon studies // Space Science Reviews. –1980. –N 25. – P. 357-430.

29 Мукашева С.Н., Докучаева А.В. Эффекты ионосферных бурь в интегральном электронном содержании // Геомагнетизм и Аэрономия. –1990. –Т.30, № 3. –С. 435-439.

References

1 Y. Kamide and N. Balan, Geoscience Letters, 3, 10 (2016).

2 M.V. Klimenko, et.al., J. Atmos. Solar-Terr Phys., 180, 78-92 (2018).

3 T.L. Gulyaeva and R.A. Gulyaev, J. Atmos. Solar-Terr Phys., 208, 105380 (2020).

4 E. Astafyeva, I. Zakharenkova, and M. Förster, JGR Space Physics,120, 9023-9037 (2015).

5 E. Astafyeva, et.al., J., JGR Space Physics, 122, 11716-11742 (2017).

6 E. Astafyeva, et.al., JGR Space Physics, 123, 2424-2440 (2018).

7 Y. Liu, et.al., Remote Sensing, 10, 666-686 (2018).

8 G. Crowley and I. Azeem , Extreme Events in Geospace, (Book Chapter 23 - Extreme Ionospheric Storms and Their Effects on GPS Systems, Elsevier, 2018), 555-586.

9 Y. Liu, et.al., Remote Sensing, 10, 666-686 (2018).

10 M.A. Chernigovskaya, et.al., Modern problems of remote sensing of the Earth from Space, 17, 4, 269-281 (2020). (in Russ).

11 G. Yang, et.al., J. Atmos. Solar-Terr Phys., 179, 174–180 (2018).

12 A.D. Danilov and L.D. Morozova, Geomagnetism and Aeronomy, 25, 5, 705-721 (1985). (in Russ).

13 V.E. Kunitsyn, et.al., GPS Solution, 20, 877-884 (2016).

14 L.I. Miroshnichenko Physics of the Sun and solar-terrestrial connections (A textbook M .: University book, 2011), 174 p. (in Russ).

15 J.L. Gannon, A. Swidinsky, and Zh. Xu, Geophysical Monograph Series (John Wiley & Sons., 246, 2019), 256p.

16 T.O. David, Oyedokun and Pierre J. Cilliers, Classical and Recent Aspects of Power System Optimization: Chapter 16 - Geomagnetically Induced Currents: A Threat to Modern Power Systems.–Academic Press., 421-462 (2018).

17 A. Viljanen, O. Amm, and R.Pirijola, J. Geophys. Res.,104, 28059-28071 (1999).

18 K.N. Dzhumagulova, et.al., Rec.Contr.Phys., 1 (76), 32-41 (2021). (in Russ).

19 D. Bilitza, et.al., Space Weather, 15, 2, 418-429 (2017).

20 D. Bilitza, et.al., Space Weather, 418-429 (2017).

21 I. Stanislawska, et.al., Space Weather, 16, 12, 2068-2078 (2018).

22 A.B. Andreev, et.al., Geomagnetism and Aeronomy, 58, 1, 106-112 (2018).

23 A.D. Danilov, and A.V. Konstantinova, Geomagnetism and Aeronomy, 59, 554-566 (2019).

24 A.D. Danilov, and Konstantinova A.V., Advances in Space Research, 66(2), 292-298 (2020).

25 A.D. Danilov, L.D. Morozova and E.G. Mirmovich, Geomagnetism and Aeronomy, 25, 5, 768-772 (1985). (in Russ).

26 I.D. Kozin, and I.N. Fedulina, Dynamics of the ionosphere (Alma-Ata, 1991), 3, 177-191.

27 I.D. Kozin, M.A. Sayfutdinov, and B.A. Turkeeva, Ionospheric studies, 44, 124-126 (1989). (in Russ).

28 K. Davies, Space Science Reviews, 25, 357-430 (1980). (in Russ).

29 S.N. Mukasheva and A.V. Dokuchaeva, Geomagnetism and Aeronomy, 30, 3, 435-439 (1990). (in Russ).

МАЗМҰНЫ – CONTENTS – СОДЕРЖАНИЕ

1-бөлім
Теориялық физика. Ядро және элементар бөлшектер физикасы. Астрофизика

Section 1
Theoretical Physics. Nuclear and Elementary Particle Physics. Astrophysics

Раздел 1
Теоретическая физика. Физика ядра и элементарных частиц. Астрофизика

Zhusupov M.A., Zhaksybekova K.A., Kabatayeva R.S., Kopenbayeva A.S., Dadanbekov E.E.
Specific features of capture reactions of real and virtual α-particles by ^{6}Li and ^{7}Li isotopes 4

Рахатов Д.Ж., Цыба П.Ю., Разина О.В.
Степенные решения модели f(G)-гравитации с электромагнитным и скалярным полем 12

Солодовник А.А., Леонтьев П.И., Усеинов Б.М.
Оценка параметров Вселенной, исходя из связи инертной и гравитационной масс 22

2-бөлім
Конденсирленген күй физикасы және материалтану проблемалары. Нанофылым

Section 2
Condensed Matter Physics and Materials Science Problems. Nanoscience

Раздел 2
Физика конденсированного состояния и проблемы материаловедения. Нанонаука

Мурзалинов Д.О., Ракыметов Б.А., Байтимбетова Б.А., Шайкенова А.А., Муратов Д.А.
Определение свойств парамагнитных центров нитрида кремния при различных условиях термической обработки 30

Kozlovskiy A.L.
Study of changes in the mechanical and thermal conductive properties of AlN ceramics exposed to heavy ion irradiation 40

Дюсамбаев Д.С., Айткулов М.Т., Мадиянова А.Н., Касымов А.Б., Бугыбай Ж.Т., Киселев К.С., Аханов А.М.
Неразрушающие исследования внутренней структуры бетона разных марок 48

3-бөлім
Жылу физикасы және теориялық жылу техникасы

Section 2
Thermophysics and Theoretical Heat Engineering

Раздел 2
Теплофизика и теоретическая теплотехника

Баранов А.Ю., Василёнок А.В., Макарчук Д.В., Спиридонова А.П.
Жидкостные системы охлаждения индивидуальных криотерапевтических установок 58

Ходжаева М.С., Голиков О.Ю., Соколов Д.Ю., Ережеп Д.
Исследование динамики изменения температуры универсальной криогенной поверхности с помощью метода конечных элементов 66

Bolegenova S., Askarova A., Ospanova Sh., Slavinskaya N., Aldiyarova A., Zhagaparov A., Yerbosynov D.
Investigation of the droplet dispersion influence on the atomization of liquid fuel processes in view of large-scale structures formation 75

4-бөлім
Бейсызық физика. Радиофизизика

Section 4
Nonlinear physics. Radiophysics

Раздел 4
Нелинейная физика. Радиофизика

Мукашева С.Н., Соколова О.И.
Ионосферные бури над Казахстаном по данным об интегральном электронном содержании 88