

ISSN 1991-346X

ҚАЗАҚСТАН РЕСПУБЛИКАСЫ  
ҰЛТТЫҚ ҒЫЛЫМ АКАДЕМИЯСЫНЫҢ

# Х А Б А Р Л А Р Ы

---

---

## ИЗВЕСТИЯ

НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК  
РЕСПУБЛИКИ КАЗАХСТАН

## NEWS

OF THE NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES  
OF THE REPUBLIC OF KAZAKHSTAN

**ФИЗИКА-МАТЕМАТИКА  
СЕРИЯСЫ**



**СЕРИЯ**

**ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКАЯ**



**SERIES**

**OF PHYSICAL AND MATHEMATICAL**

**2 (294)**

**НАУРЫЗ – СӘУІР 2014 ж.**

**МАРТ – АПРЕЛЬ 2014 г.**

**MARCH – APRIL 2014**

1963 ЖЫЛДЫҢ ҚАҢТАР АЙЫНАН ШЫҒА БАСТАҒАН

ИЗДАЕТСЯ С ЯНВАРЯ 1963 ГОДА

PUBLISHED SINCE JANUARY 1963

ЖЫЛЫНА 6 РЕТ ШЫҒАДЫ

ВЫХОДИТ 6 РАЗ В ГОД

PUBLISHED 6 TIMES A YEAR

АЛМАТЫ, ҚР ҰҒА  
АЛМАТЫ, НАН РК  
ALMATY, NAS RK

Бас редактор  
ҚР ҰҒА академигі  
**Б. Т. Жұмағұлов**

Редакция алқасы:

физика-математика ғылымдарының докторы **Н. М. Темірбеков** (бас редактордың орынбасары), ҚР ҰҒА-ның академиктері **Н. Ж. Тәкібаев, С. Н. Харин, Т. Ш. Кәлменов, Н. Қ. Блиев, Б. Н. Мұқашев, М. Ө. Өтелбаев**, физика-математика ғылымдарының докторы **Қ. Қ. Қадыржанов**, физика-математика ғылымдарының докторы **Н. Т. Данаев**, физика-математика ғылымдарының докторы **Т. С. Рамазанов**, физика-математика ғылымдарының докторы **Ө. Ө. Өмірбаев**, академик **А. Гаджиев** (Әзірбайжан), академик **А. Пашаев** (Әзірбайжан), академик **И. Тигиняну** (Молдова), академик **И. Н. Вишневский** (Украина), академик **А. М. Ковалев** (Украина), академик **А. А. Михалевич** (Беларусь), химия ғылымдарының докторы **Н. Бейсен** (жауапты хатшы)

Главный редактор  
академик НАН РК  
**Б. Т. Жумагулов**

Редакционная коллегия:

доктор физико-математических наук **Н. М. Темирбеков** (заместитель главного редактора), академики НАН РК **Н. Ж. Такибаев, С. Н. Харин, Т. Ш. Кальменов, Н. К. Блиев, Б. Н. Мукашев, М. О. Отелбаев**, доктор физико-математических наук **К. К. Кадыржанов**, доктор физико-математических наук **Н. Т. Данаев**, доктор физико-математических наук **Т. С. Рамазанов**, доктор физико-математических наук **У. У. Умирбаев**, академик **А. Гаджиев** (Азербайджан), академик **А. Пашаев** (Азербайджан), академик **И. Тигиняну** (Молдова), академик **И. Н. Вишневский** (Украина), академик **А. М. Ковалев** (Украина), академик **А. А. Михалевич** (Беларусь), доктор химических наук **Н. Бейсен** (ответственный секретарь)

Editor-in-chief  
academician of the NAS of the RK  
**B. T. Zhumagulov**

Editorial staff:

doctor of physical and mathematical sciences **N.M. Temirbekov** (deputy editor-in-chief), academicians of the NAS of the RK **N. Zh. Takibayev, S. N. Harin, T. Sh. Kalmenov, N. K. Bliiev, B. N. Mukashev, M. O. Otelbaev**, doctor of physical and mathematical sciences **K. K. Kadirzhanov**, doctor of physical and mathematical sciences **N. T. Danaev**, doctor of physical and mathematical sciences **T. S. Ramazanov**, doctor of physical and mathematical sciences **U. U. Umirbaev**, academician **A. Gadzhiev** (Azerbaijan), academician **A. Pashaev** (Azerbaijan), academician **I. Tiginaynu** (Moldova), academician **I. N. Vishnevskiyi** (Ukraine), academician **A. M. Kovalov** (Ukraine), academician **A. A. Mikhalevich** (Belarus), doctor of chemical sciences **N. Beysen** (secretary)

«Известия НАН РК. Серия физико-математическая» I ISSN 1991-346X

Собственник: РОО «Национальная академия наук Республики Казахстан» (г. Алматы)

Свидетельство о постановке на учет периодического печатного издания в Комитете информации и архивов Министерства культуры и информации Республики Казахстан №5543-Ж, выданное 01.06.2006 г.

Периодичность: 6 раз в год.

Тираж: 3000 экземпляров.

Адрес редакции: 050010, г. Алматы, ул. Шевченко, 28, ком. 219, 220, тел.: 272-13-19, 272-13-18 www.akademiyanauk.kz  
Адрес типографии: ИП «Аруна», г. Алматы, ул. Муратбаева, 75.

---

© Национальная академия наук Республики Казахстан, 2014

*ҚР ҰҒА академигі*  
**ТӘКІБАЕВ Нұрғали Жаббағұлының**  
*70 жылдығына арналған*

**«ФИЗИКА МЕН ЖАҢА ТЕХНОЛОГИЯЛАРДЫҢ  
ЗАМАНАУИ МӘСЕЛЕЛЕРІ»**

*атты халықаралық конференцияның материалдары*

**\* \* \***

*Материалы международной конференции  
в честь 70-летия академика НАН РК*  
**ТАКИБАЕВА Нурғали Жаббағевича**

**«СОВРЕМЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ ФИЗИКИ  
И НОВЫХ ТЕХНОЛОГИЙ»**

**\* \* \***

*Proceedings of the International Conference dedicated  
to the 70<sup>th</sup> anniversary of academician NAS RK*  
**TAKIBAYEV N.Zh.**

**«MODERN PROBLEMS  
OF PHYSICS AND NEW TECHNOLOGIES»**

KIYOSHI KATO<sup>1</sup>, YUMA KIKUCHI<sup>2</sup>, MASAYUKI AIKAWA<sup>1</sup>,  
MERUERT TAKIBAYEVA<sup>3;4</sup> NURGALI TAKIBAYEV<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Nuclear Reaction Data Centre (JCPRG), Faculty of Science, Hokkaido University, Sapporo 060-0810,

<sup>2</sup>Research Center for Nuclear Physics (RCNP), Osaka University, Ibaraki 567-0047, Japan

<sup>3</sup>Central Asian Nuclear Reaction Data Base, Almaty 050-040, Kazakhstan

<sup>4</sup>Graduate School of Science, Hokkaido University, Sapporo 060-0810, Japan

## RESONANCE STRUCTURES IN THE $(\alpha-\alpha)+n$ SYSTEM

**Abstract.** We study the resonance structures in the low-energy  $(\alpha-\alpha)+n$  scattering. For this purpose, the  $(\alpha-\alpha)+n$  coupled-channel orthogonality condition model is explained. Resonance states are solved by applying the complex scaling method.

**1. Introduction.** Recently, it has been discussed that three-body resonances of the two-heavy-nuclei plus one-neutron system play important roles in high-density matter like neutron stars [1]. Such three-body resonances strongly depends on the structure of two heavy nuclei, and they are called as "the structural neutron resonances". In the  ${}^9\text{Be}$  nuclei, a very interesting resonant state has been observed at the very low energy just above  ${}^8\text{Be}+n$  threshold [2].

For this resonant state, many experimental and theoretical studies have been performed so far. However, a clear understanding of resonance mechanism and structure has not yet been obtained [3, 4].

Recently a new observation of the  ${}^9\text{Be}(\gamma, n)$  reaction cross section has been reported by Arnold *et al.* [5]. This new data suggest a  ${}^8\text{Be}+n$  resonance, but indicate inconsistent with old data [6]. It is desired to study the photo-dissociation of  ${}^9\text{Be}$  theoretically. Using the reliable model which can explain the experimental data, it is interesting to investigate the resonance mechanism and the structural resonances because the  ${}^8\text{Be}+n$  system is also considered as one example of the two-heavy-nuclei plus one-neutron systems.

To understand the low-energy resonances and the structural neutron resonance in the  $(\alpha-\alpha)+n$  system, we try to investigate the  $(\alpha-\alpha)+n$  coupled-channel model using the  $\alpha-\alpha$  and  $\alpha-n$  interactions constructed microscopically. In the present model, we calculate neutron resonances coupled with vibration and rotation of the two-alpha system. To calculate the photo-disintegration cross section and resonant poles of the S-matrix, we apply the complex scaling method to the  $(\alpha-\alpha)+n$  coupled-channel model.

In section 2, the present method is briefly explained. Section 3 is devoted to some comments on numerical calculations. Summary is given in section 4.

**2. The model  $(\alpha - \alpha) + n$  coupled-channel OCM.** We assume an  $\alpha + \alpha + n$  model for description of low-lying states in  ${}^9\text{Be}$ , because the  ${}^8\text{Be}$  nucleus has been understood to be well explained by the  $\alpha + \alpha$  model. Experimentally, the  ${}^9\text{Be}$  nucleus has been observed to have a small binding energy (1.57 MeV) from the  $\alpha + \alpha + n$  threshold [2]. It is also known that every subsystem of  $\alpha + \alpha$  and  $\alpha + n$  in the  $\alpha + \alpha + n$  system has no bound state. Therefore, we can call this three-body  $\alpha + \alpha + n$  model as one of the Borromean systems.

In this model, we consider the  $\alpha$  cluster as a point particle because excitations of the  $\alpha$  cluster is not treated explicitly. However, the anti-symmetrization between nucleons in the  $\alpha$  clusters and valence neutron is taken into account by the orthogonality condition model (OCM)[7]. In OCM, the relative motion between clusters is solved for the corresponding wave function so as to be orthogonal to the Pauli forbidden states, which are defined the harmonic oscillator wave functions with  $(N, L) = (0, 0), (2, 0),$  and  $(0, 2)$  and  $N = \text{odd}$  for the  $\alpha + \alpha$  system, and with  $(N, L) = (0, 0)$  for the  $\alpha + n$  system.

The subsystems of  $\alpha + \alpha$  and  $\alpha + n$  in the  $\alpha + \alpha + n$  system have been well studied experimentally and theoretically so far. We can employ the reliable interactions  $V_{\alpha\alpha}$  and  $V_{\alpha n}$  constructed on the basis of microscopic studies for  $\alpha + \alpha$  and  $\alpha + n$  systems, respectively. Using this model, we study the  $(\alpha-\alpha)+n$  scattering problem. The Hamiltonian for the  $(\alpha-\alpha)+n$  model is expressed as



$$H = \mathbf{h}(\vec{\xi}) - \frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla_r^2 + V_{\alpha n}(\vec{r}_1), \quad \mathbf{h}(\vec{\xi}) = -\frac{\hbar^2}{4M} \nabla_s^2 + V_{\alpha\alpha}(\xi)$$

where  $\mathbf{h}(\vec{\xi})$  is the internal Hamiltonian between two  $\alpha$ 's and  $\mu = 8/9 M$  the reduced mass between  $2\alpha$  and a neutron. The vectors  $\vec{\xi}, \vec{r}_1, \vec{r}_1$  and  $\vec{r}_1$  present the coordinates of  $\alpha$ - $\alpha$ ,  $(2\alpha)$ - $n$ ,  $\alpha$ - $n$  and  $\alpha$ - $n$ , respectively.

The Schrodinger equation  $H = E$  is solved variationally by employing the appropriate basis functions. The wave function  $\Psi^{J^\pi}$  is expressed as

$$\Psi^{J^\pi} = \sum_{c,\alpha,\beta} A_{c,\alpha,\beta}^{J^\pi} \phi_c^\alpha(\xi) \phi_c^\beta(r) \phi_c^c(\vec{\xi}, \vec{r}), \quad \mathbf{h}_c(\vec{\xi}, \vec{r}) = [Y_{l_c}(\vec{\xi}), Y_{l_c}(\vec{r})]^J$$

$\phi_c^\alpha(\xi), \phi_c^\beta(r)$  and  $\mathbf{h}_c(\vec{\xi}, \vec{r})$  are relative wave functions of  $\alpha$ - $\alpha$  and  $(2\alpha)$ - $n$  and the channel wave function, respectively. The subsystem of  $\alpha$ - $\alpha$  is described by the following Schrodinger equation:

$$\mathbf{h}(\vec{\xi})[\phi_c^\alpha(\xi) Y_{l_c}(\vec{\xi})] = \epsilon_c^\alpha[\phi_c^\alpha(\xi) Y_{l_c}(\vec{\xi})]$$

To investigate resonances and photo-disintegration cross sections, we apply the complex scaling method [8], which is defined by the transformations of coordinates and conjugate momenta

$$U(\theta); \quad \vec{r}_i \rightarrow \vec{r}_i e^{i\theta} \quad \text{and} \quad \vec{k}_i \rightarrow \vec{k}_i e^{i\theta} \quad \text{for } i=1,2.$$

The degrees of freedom,  $i = 1$  and  $2$ , of the system correspond to the relative motions of  $\alpha$ - $\alpha$  and  $(2\alpha)$ - $n$ , respectively. The scaling parameter  $\theta$  is a real number of  $0 \leq \theta < \theta_{max}$ , where  $\theta_{max}$  is determined from analyticity of the interactions. The complex scaled Schrodinger equation is solved by diagonalization of the complex scaled Hamiltonian. The wave function of this system is described as an expansion of a basis set of  $L^2$  functions.

The eigenvalues and eigenstates of the complex scaled Schrodinger equation are classed as

$$(E_\alpha, \Psi^\alpha) = \begin{cases} (E_B, \Psi^B) & B = 1, \dots, N_B \\ (E_R, \Psi^R) & R = 1, \dots, N_R \\ (E_c(\theta), \Psi^c) & c = 1, \dots, N - N_B - N_R(\theta) \end{cases}$$

where  $N_B$  and  $N_R(\theta)$  are the number of bound states and the  $\theta$ -dependent number of resonant states, respectively. The energies of resonant states are independent of  $\theta > \tan^{-1}(\sqrt{2}E_r^R)$  because of the intrinsic quantities of the system;  $E_R = E_r^R - i^R$ . But the discretized energies  $E_c(\theta)$  of continuum states are  $\theta$ -dependent and expressed as  $E_c = \mathcal{E}_r - i\mathcal{E}_i$ . These eigenstates have been shown to construct an extended completeness relation [15].

The photo-disintegration cross section of the  $E1$  transitions is calculated as

$$\frac{d\sigma}{dE} = \frac{16\pi^3}{9\hbar c} N_E(E_\gamma) \frac{dB(E)}{dE}$$

where  $N_{E1}(E_\gamma)$  is the virtual photon number and

$$\begin{aligned} \frac{dB(E)}{dE} &= \frac{1}{2J_{gr} + 1} \sum_\nu \langle \overline{\Psi}_{gr} | \hat{E}_1 | \Psi_\nu \rangle \langle \overline{\Psi}_\nu | \hat{E}_1 | \Psi_i \rangle \delta(E - E_\nu) \\ &= \frac{1}{\pi} \text{Im} \left[ \frac{1}{2J_{gr} + 1} \sum_\nu \frac{\langle \overline{\Psi}_{gr} | \hat{E}_1(\theta) | \Psi_\nu \rangle \langle \overline{\Psi}_\nu | \hat{E}_1(\theta) | \Psi_i \rangle}{E - E_\nu} \right] \end{aligned}$$

The last equation is calculated with CSM, where  $\psi_\nu^\theta$  are solutions belonging to the eigen-energy  $E_\nu^\theta$  and satisfy the outgoing boundary condition. It should be noted that the result is independent of the parameter  $\theta$  [16, 17].

**3. Summary.** We explained our approach of the  $(\alpha$ - $\alpha$ )+ $n$  coupled-channel orthogonality condition model. The aim of study is to understand the resonance structure of the  $(\alpha$ - $\alpha$ )+ $n$  system. The resonances of the  $(\alpha$ - $\alpha$ )+ $n$  system are expected to play important roles in the equation of states of neutron stars and the nucleosynthesis in stars.

In this article, a brief explanation of the model and some needs for numerical calculations are given. Resonances and photo-disintegration cross sections are calculated by applying the complex scaling method [13, 14].

#### REFERENCES

- 1 Takibayev N. and Kato K., Takibayeva M., Sarsembayeva A. and Nasirova D., Few-Body Systems, 54, 1587 (2013).
- 2 TUNL Nuclear Data Evaluation, <http://www.tunl.duke.edu/nucldata/>
- 3 Efros V.D. and Bang J.M., Eur. Phys. J. A 4, 33 (1999).
- 4 Garrido E., Fedorov D.V. and Jensen A.S., Phys. Letters B 684, 132 (2010).
- 5 Arnold C.W., Clegg T.B., Iliadis C., Karwowski H.J., Rich G.C. and Tompkins J.R., Phys. Rev. C 85, 044605 (2012).
- 6 Utsunomiya H., Yonezawa Y., Akimune H., Yamagata T., Ohta M., Fujishiro M., Toyokawa H., 420 and H. Ohgaki, Phys. Rev. C 63, 018801 (2000).
- 7 Saito S., Prog. Theor. Phys. 40, 893 (1968); 41, 705 (1969); Prog. Theor. Phys. Suppl. 62, 11 (1977).
- 8 Aguilar J. and Combes J.M., Commun. Math. Phys. 22, 269 (1971); Balslev E. and Combes J.M., Commun. Math. Phys. 22, 280 (1971).
- 9 Kukulin V.I., Krasnopol'sky V.M., Voronchev V.T. and Sazonov P.B., Nucl. Phys. A417, 128 (1984).
- 10 Hiyama E., Kino Y. and Kamimura M., Prog. Part. Nucl. Phys. 51, 223 (2003).
- 11 Kurokawa C. and Kato K., Nucl. Phys. A 792 (2007), 87.
- 12 Kanada H., Kaneko T., Nagata S. and Nomoto M., Prog. Theor. Phys. 61, 1327 (1979).
- 13 Aoyama S., Myo T., Kato K. and Ikeda K., Prog. Theor. Phys. 116, 1 (2006).
- 14 Horiuchi H., Ikeda K. and Kato K., Prog. Theor. Phys. Suppl. 192, 1, (2012).
- 15 Myo T., Ohnishi A. and Kato K., Prog. Theor. Phys. 99, 801 (1998).
- 16 Myo T., Kato K., Aoyama S. and Ikeda K., Phys. Rev. C 63, 054313 (2001).
- 17 Kikuchi Y., Myo T. and Kato K. and Ikeda K., Phys. Rev. C 87, 034606 (2013).

УДК 534.854

*М. В. АРМАНОВА<sup>1</sup>, С. А. ДАРЗНЕК<sup>2</sup>, Ж. ЖЕЛКОБАЕВ<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>Российский университет Дружбы народов (РУДН), Москва, Россия,

<sup>2</sup>Научно-исследовательский центр по изучению свойств поверхности и вакуума (ОАО «НИЦПВ»), Москва, Россия)

## ЛАЗЕРНЫЙ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКИЙ ИЗМЕРИТЕЛЬ НАНОПЕРЕМЕЩЕНИЙ НА ОСНОВЕ МЕТОДИКИ ЧИСЛЕННОГО ГЕТЕРОДИНИРОВАНИЯ СИГНАЛА ФОТОПРИЕМНИКА

**Аннотация.** Для расчета смещения подвижного зеркала  $s(t)$  в лазерном интерферометрическом измерителе перемещений [1, 2] использована методика численного гетеродинамирования сигнала фотоприемника. Оцифрованный сигнал фотоприемника умножался на систему базовых гармоник  $\cos \Omega t$  и  $\sin \Omega t$  несущей частоты  $\Omega$ , а затем из произведения методом численной фильтрации удалялась высокочастотная компонента. Полученные низкочастотные составляющие использовались для восстановления искомого зависимости смещения зеркала  $S(t)$ . Для численной фильтрации использовался фильтр Баттерворта в частотном домене.

Показано, что описанная методика позволяет рассчитывать смещение зеркала с шагом по времени, значительно меньшим, чем в методе временных интервалов [2]. Приведены результаты обработки экспериментальных данных по измерению временной зависимости колебаний зеркала интерферометра с амплитудой порядка десятков нанометров на частотах в диапазоне килогерц.

Лазер, интерферометр, гетеродин

Laser, interferometer, heterodyne

### 1. Методика эксперимента

Принципиальная схема лазерного гетеродинного интерферометра представлена на рисунке 1. В интерферометрах такого типа луч света от He-Ne лазера 1 сначала проходит через блок из двух

оптико-акустических дефлекторов 2 и 3. Дифрагируя на ультразвуковой волне дефлектора, свет отклоняется от оптической оси системы и приобретает дополнительный сдвиг частоты, равный частоте ультразвуковой волны. В результате луч лазера расщепляется на два пучка, распространяющихся под углом друг к другу. Разность частот между ними равна разности частот акустических волн в дефлекторах  $F$  и составляет 10 – 100 кГц.

Один из этих лучей — опорный — после отражения от поворотного зеркала 4 поступает на фотоприемник 9, а второй — сигнальный — сначала направляется на подвижное зеркало интерферометра 7. Подвижное зеркало закрепляется на торце пьезоэлектрического элемента, который играет роль вибратора. При подаче переменного напряжения на пьезоэлемент его длина периодически изменяется, и зеркало интерферометра совершает колебания, форма которых близка к синусоидальной.

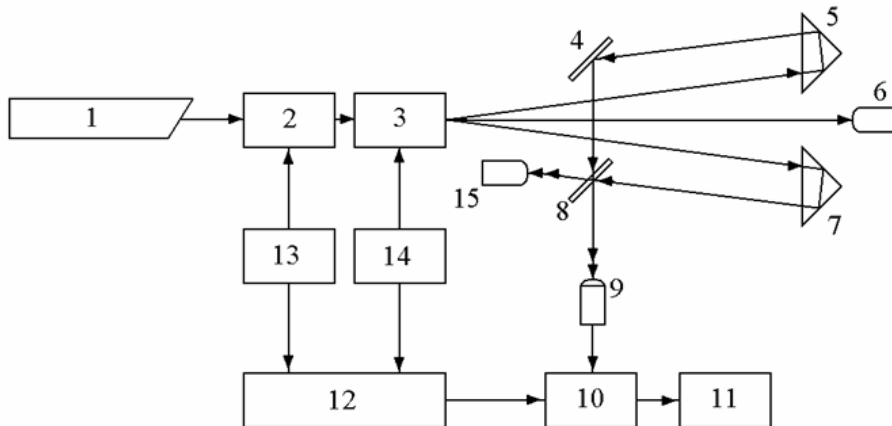


Рис. 1. Блок-схема лазерного гетеродинного интерферометра. 1 – He-Ne лазер ЛГН-304; 2, 3 – акустооптические модуляторы; 4 – зеркало; 5 – поворотная призма; 6, 15 – поглотители нерабочих пучков; 7 – отражатель с исследуемым объектом; 8 – смесительный элемент; 9 – фотоприемное устройство; 10 – устройство сбора данных с фотоприемника; 11 – компьютер; 12 – электрический смеситель; 13, 14 – генераторы напряжения высокой частоты

В результате интерференции опорного и сигнального лучей на фотоприемнике возникает частотно модулированный сигнал

$$I(t) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \Phi(t), \quad (1)$$

где  $I_1$  и  $I_2$  — интенсивности лучей,  $\Phi(t) = \Omega t + \varphi(t)$ ,  $\Omega = 2\pi F$  — разностная акустическая частота, а  $\varphi(t)$  — разность фаз опорного и сигнального лучей, связанная со смещением подвижного зеркала  $s(t)$  формулой

$$\varphi(t) = \frac{4\pi}{\lambda_a} s(t), \quad (2)$$

где  $\lambda_a$  — длина волны света в воздухе.

В качестве устройства сбора данных в наших экспериментах использовался быстродействующий запоминающий осциллограф Tektronix TDS2014B, который с заданным шагом по времени оцифровывал сигнал фотоприемника и записывал его в виде файла. Полученный файл загружался в специально разработанную программу, которая рассчитывала искомую временную зависимость смещения зеркала  $s(t)$  по известному сигналу фотоприемника  $I(t)$  в соответствии с описанной ниже методикой

## 2. Методика численного расчета смещения подвижного зеркала

В работах [1,2] для расчета искомой временной зависимости смещения подвижного зеркала  $s(t)$  по сигналу фотоприемника  $I(t)$  использовалась методика определения локального периода функции  $I(t)$ . Для этого было необходимо с высокой точностью вычислять положение нулей переменной составляющей  $I(t)$ , однако в силу принципиальных особенностей алгоритма смещение зеркала в этой методике может быть определено лишь с гораздо большим шагом по времени  $\Delta t = \frac{1}{F} \sim 10$  мкс.

В настоящей работе предложена и реализована другая методика расчета, позволяющая определять смещение зеркала с тем же шагом по времени, с которым происходит оцифровка сигнала фотоприемника.

Суть этой методики заключается в следующем. Умножим переменную составляющую сигнала фотоприемника  $\cos \Phi(t)$  на систему базовых гармоник разностной акустической частоты  $\sin \Omega t$  и  $\cos \Omega t$

$$P_1(t) = \cos \Phi(t) \cdot \sin \Omega t = \frac{1}{2} [\sin(2\Omega t + \varphi(t)) - \sin(\varphi(t))], \quad (3.1)$$

$$P_2(t) = \cos \Phi(t) \cdot \cos \Omega t = \frac{1}{2} [\cos(2\Omega t + \varphi(t)) + \cos(\varphi(t))] \quad (3.2)$$

Отфильтровав в (3) низкочастотным численным фильтром гармоники высокой частоты  $2\Omega$ , получим функцию

$$P(t) = \frac{P_1(t)}{P_2(t)} = -\operatorname{tg}(\varphi(t)). \quad (4)$$

По значению тангенса можно восстановить разность фаз  $\varphi(t)$  сначала в диапазоне  $-\pi/2, \pi/2$ , а затем, сшивая функцию в точках разрыва, получить непрерывную зависимость фазы от времени.

Фильтрация функций (3) выполнялась следующим образом. Сначала вычислялся спектр функции с использованием алгоритма Блустейна [3] быстрого преобразования Фурье, а затем полученный спектр умножался на частотную характеристику низкочастотного фильтра. Для восстановления отфильтрованного сигнала выполнялось обратное преобразование Фурье.

Заметим, что описанная выше численная методика в точности моделирует алгоритм выделения аудиосигнала в классическом гетеродинном радиоприемнике.

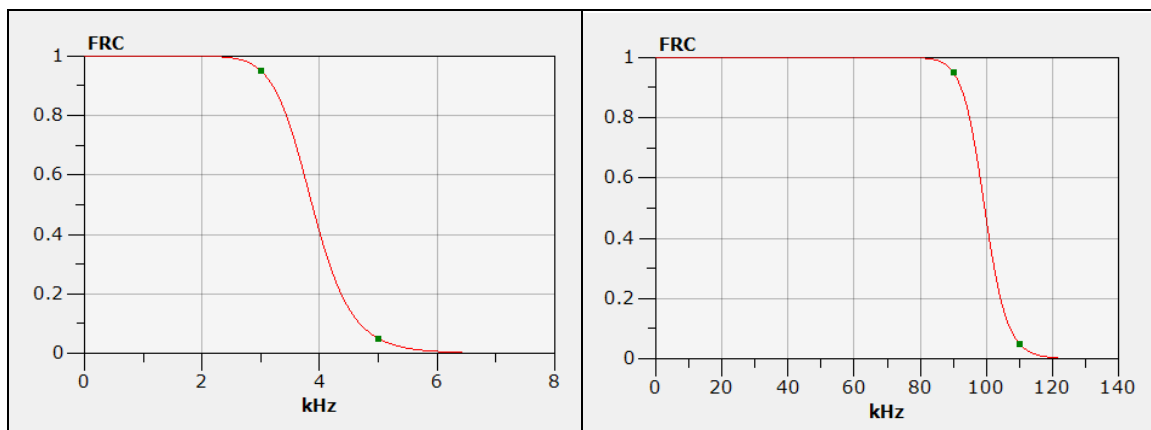


Рис. 2. Частотные характеристики (FRC) фильтра Баттерворта (скриншот программы обработки данных). Левый график соответствует «жесткому» фильтру с параметрами  $f_c = 3,9$  кГц и  $n = 5,8$ , а правый — «мягкому» фильтру с  $f_c = 99,5$  кГц и  $n = 14,7$ . Квадраты на кривых соответствуют уровням частотной характеристики 0,05 и 0,95

В качестве низкочастотного фильтра мы использовали фильтр Баттерворта[4] с частотной характеристикой

$$H(f) = \frac{1}{1 + \left(\frac{f}{f_c}\right)^n}, \quad (5)$$

где  $f$  — частота,  $f_c$  — частота среза, а  $n$  — порядок фильтра, определяющий ширину переходной полосы. Частотная характеристика фильтра Баттерворта (5) приведена на рисунке 2.

Фильтр Баттерворта был выбран в качестве низкочастотного фильтра из тех соображений, что он имеет плоские горизонтальные участки в низко- и высокочастотных областях характеристики (5) и легко регулируемую ширину переходной области.

Отметим, что использование низкочастотного фильтра для удаления гармоник частоты  $2\Omega$  в (3) одновременно убирает и нежелательные шумы из сигнала фотоприемника, что позволяет без дополнительной фильтрации удобно выделять низкочастотную кинематическую составляющую разности фаз  $\varphi(t)$  и искомого смещения зеркала  $s(t)$  в (2).

### 3. Результаты

Ниже приведены результаты измерения по описанной в параграфе 2 методике временной зависимости смещения подвижного зеркала интерферометра с амплитудой порядка десятков нанометров в частотном диапазоне  $\sim 1$  кГц.

На рисунке 3 изображена типичная зависимость сигнала фотоприемника от времени, измеренная скоростным осциллографом, а на рисунке 4 — временная зависимость смещения подвижного зеркала. Расчеты выполнены для двух параметров фильтра Баттерворта, приведенных на рисунке 2. Из сравнения результатов расчета видно, что при подходящем подборе параметров фильтра удается не только подавить гармонику двойной несущей частоты, но и эффективно убрать шумы измерительной системы, наложенные на полезный сигнал.

Кроме того, необходимо отметить, что при использовании методики численного гетеродинамирования (как, впрочем, и для других систем с фазовой модуляцией сигнала) амплитудная нестабильность сигнала фотоприёмника практически не влияет на результаты расчета смещения подвижного зеркала.

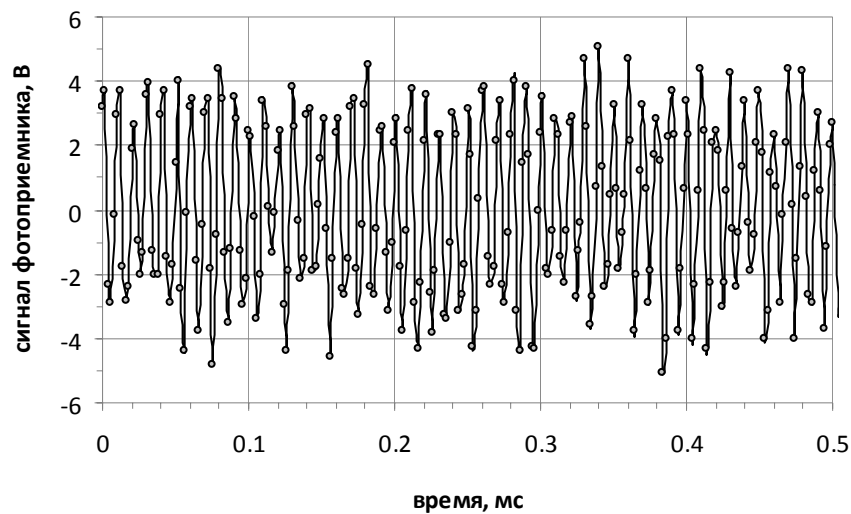


Рис. 3. Начальный участок сигнала фотодиода. Шаг оцифровки 2 мкс, разностная акустическая частота  $F = 100$  кГц.

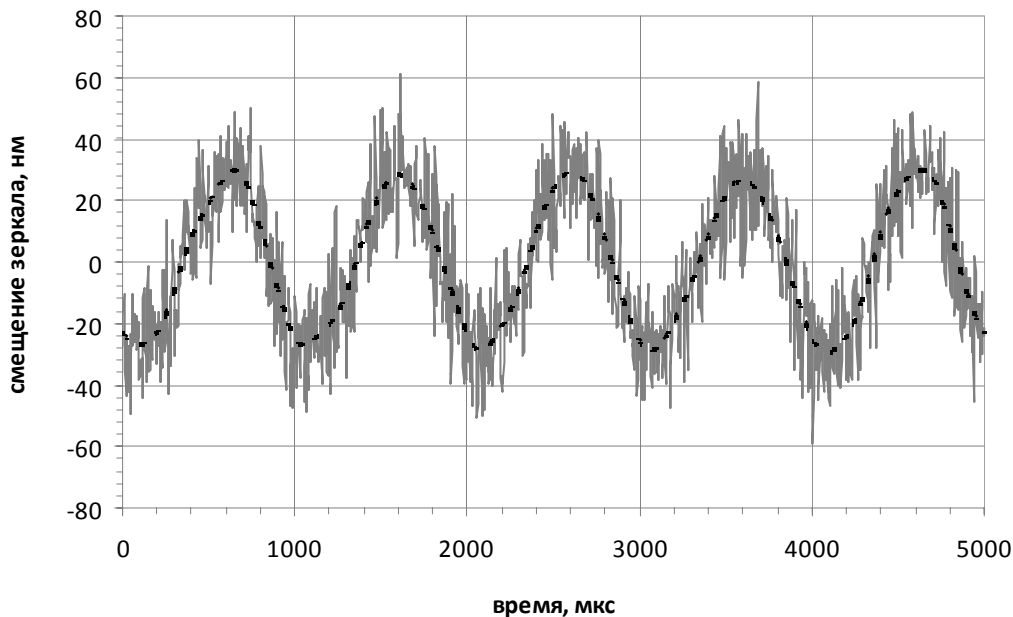


Рис.4. Рассчитанная зависимость смещения подвижного зеркала от времени для различных параметров фильтра Баттерворта. Серая тонкая кривая соответствует «мягкому» фильтру с частотой среза  $f_c = 99,5$  кГц, а жирная пунктирная — «жесткому» с  $f_c = 3,9$  кГц.

#### 4. Заключение

1. Предложенная и реализованная в работе схема расчета смещения подвижного зеркала по сигналу интерферометра позволяет рассчитывать смещение с тем же шагом по времени, с которым производится оцифровка сигнала фотоприемника.

2. Схема численного гетеродинирования практически нечувствительна к амплитудным шумам фотоприемника.

3. Возможность гибкого подбора параметров численного фильтра позволяет одновременно с гетеродинированием фильтровать временную зависимость смещения подвижного зеркала интерферометра и эффективно выделять его кинематическую составляющую.

#### ЛИТЕРАТУРА

1 Арманова М.В., Дарзбек С.А., Желкобаев Ж., Тодуа П.А. Измерение скорости и ускорения с помощью лазерного интерферометрического фазометра. // Сборник докладов 20-й Международной конференции «Лазеры. Измерения. Информация», Т.2, С. 326–335, 2010. Издательство Политехнического университета, Санкт-Петербург.

2 Арманова М.В., Дарзбек С.А., Желкобаев Ж. Е., Тодуа П.А. Лазерный гетеродинный интерферометр с прямым расчетом смещения подвижного зеркала по сигналу фотоприемника. // Сборник докладов 22-й международной конференции «Лазеры. Измерения. Информация», Том 2, С.225–231, 2012. Издательство Политехнического Университета, Санкт-Петербург.

3 Leo I. Bluestein, A linear filtering approach to the computation of the discrete Fourier transform. //Northeast Electronics Research and Engineering Meeting Record 10, 218-219, 1968.

4 Giovanni Bianchi and Roberto Sorrentino. Electronic filter simulation & design. //p. 17–20, McGraw-Hill Professional. 2007.

#### REFERENCES

1 Armanova M.V., Darznek S.A., Zhelkobaev Zh., Todua P.A. Sbornik dokladov 20 Mezhdunarodnoi konferentsii «Lasery. Izmereniya. Informatsiya», V.2, pp. 326–335, 2010, SPb. (in Russ.)

2 Armanova M.V., Darznek S.A., Zhelkobaev Zh., Todua P.A. Sbornik dokladov 22 Mezhdunarodnoi konferentsii «Lasery. Izmereniya. Informatsiya», V 2, pp.225–231, 2012, SPb. (in Russ.).

3 Leo I. Bluestein, A linear filtering approach to the computation of the discrete Fourier transform. Northeast Electronics Research and Engineering Meeting Record 10, 218-219, 1968.

4 Giovanni Bianchi and Roberto Sorrentino. Electronic filter simulation & design. pp. 17–20, McGraw-Hill Professional. 2007.

#### Summary

To calculate the displacement of the movable mirror in the laser interferometric displacement meters the technique of numerical heterodyne for a signal of the photodiode was used. The digitized signal of the photodiode was multiplied by a system of basic harmonics  $\sin \Omega t$  and  $\cos \Omega t$  of the carrier frequency  $\Omega$  and then the high-frequency component was removed by numerical filtering. The resulting low-frequency components were used to restore the time dependence of the interferometer mirror displacement. For the numerical filtering Butterworth filter in the frequency domain was used.

It has been shown that the described scheme allows to calculate displacement of the mirror with a time step significantly lower than in the method of timeslots. The results of experimental data processing for the interferometer mirror oscillation with amplitude of the order of tens of nanometers at frequencies in the kilohertz range are adduced.

М. Е. АБИШЕВ, С. ТОКТАРБАЙ, Б. А. ЖАМИ

(Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан)

## ОБ УСТОЙЧИВОСТИ КРУГОВЫХ ОРБИТ ПРОБНОГО ТЕЛА В ОГРАНИЧЕННОЙ ЗАДАЧЕ ТРЕХ ТЕЛ В МЕХАНИКЕ ОТО

**Аннотация.** В работе рассмотрена проблема орбитальной устойчивости кругового движения пробного тела в ограниченной задаче трех тел, когда возмущения от второго тела порядка релятивистских поправок движению пробного тела от центрального тела. Все тела, рассматриваемые в задаче, не имеют собственного вращения.

**Ключевые слова:** ОТО, задача трех тел, адиабатическая теория движения, орбитальная устойчивость.

**Тірек сөздер:** ЖСТ, үш дене есебі, қозғалыстың адиабаттық теориясы, орбиталық орнықтылық.

**Keywords:** GTR, three body problem, adiabatic theory of motion, orbital stability.

Задача трех тел имеет глубокое теоретическое и обширное прикладное значение в современной классической небесной механике, но ее всестороннее и детальное рассмотрение в рамках релятивистской небесной механики практически не ведется, так как до настоящего времени отсутствовали соответствующие наблюдательные данные и все вычисления и теоретические выкладки сталкиваются с огромными техническими трудностями. Отсутствие наблюдательных данных связано в основном с отсутствием предсказаний теории, так как эта задача практически не разработана, а также наличием множества факторов, которые по своему действию иногда намного превосходят общерелятивистские эффекты, и выделить их от общего фона не представляется возможным. Но в нашем случае, как мы считаем, космогонические общерелятивистские эффекты могут быть весьма существенными, даже определяющими эволюцию системы тел, особенно когда дело касается устойчивости орбитального движения небесных тел.

Здесь мы рассматриваем задачу об орбитальной устойчивости кругового движения пробного тела в ограниченной задаче трех тел, когда возмущения от движущегося по круговой орбите второго тела в области движения пробного тела (в плоскости движения второго тела) порядка релятивистских поправок движению пробного тела от центрального тела

$$U_1 \ll c^2, U_2 \ll U_1 \quad (1)$$

где  $U_1, U_2$  потенциалы центрального и второго тел соответственно. Все рассматриваемые тела не имеют собственного вращения. Положение покоящегося центрального тела совпадает с точкой отсчета координат, второе тело движется по кругу вокруг центрального (первого) тела и не подвергается возмущению. Пробное тело движется по возмущенной круговой орбите. Данная задача относится к классу квазикеплеровых, и мы применим к нему хорошо апробированную в механике ОТО адиабатическую теорию движения тел, разработанную академиком М. М. Абдильдиным. Релятивистская функция Лагранжа рассматриваемой задачи имеет вид [1–3]:

$$\begin{aligned} L = & \frac{m_2 v_2^2}{2} + \frac{m_3 v_3^2}{2} + \gamma \frac{m_1 m_2}{|\vec{r}_2|} + \gamma \frac{m_1 m_3}{|\vec{r}_3|} + \gamma \frac{m_2 m_3}{|\vec{r}_2 - \vec{r}_3|} + \frac{1}{8c^2} (m_2 v_2^4 + m_3 v_3^4) \\ & + \frac{\gamma}{2c^2} \left[ \frac{3m_1 m_2}{|\vec{r}_2|^2} v_2^2 + \frac{3m_1 m_3}{|\vec{r}_3|^2} v_3^2 + \frac{m_2 m_3}{|\vec{r}_2 - \vec{r}_3|} \left( 3v_2^2 + 3v_3^2 - 7(\vec{v}_2 \vec{v}_3) - \frac{(\vec{v}_2 (\vec{r}_2 - \vec{r}_3)) (\vec{v}_3 (\vec{r}_2 - \vec{r}_3))}{|\vec{r}_2 - \vec{r}_3|^2} \right) \right] \\ & - \frac{\gamma^2}{c^2} m_1 m_2 m_3 \left( \frac{1}{|\vec{r}_2| |\vec{r}_3|} + \frac{1}{|\vec{r}_2| |\vec{r}_2 - \vec{r}_3|} + \frac{1}{|\vec{r}_3| |\vec{r}_2 - \vec{r}_3|} \right) \\ & - \frac{\gamma^2}{2c^2} \left( \frac{m_1 m_2 (m_1 + m_2)}{|\vec{r}_2|^2} + \frac{m_1 m_3 (m_1 + m_3)}{|\vec{r}_3|^2} + \frac{m_2 m_3 (m_2 + m_3)}{|\vec{r}_2 - \vec{r}_3|^2} \right) \quad (2) \end{aligned}$$

Наша задача – найти уравнение эволюционного движения пробного (третьего) тела, которое описывает среднее изменение его орбитального момента. Для этого запишем функцию Гамильтона рассматриваемой системы и воспользуемся следующими выражениями

$$H = \vec{v}_i \frac{\partial L}{\partial \vec{v}_i} - L; \quad \dot{\vec{r}}_3 = \frac{\partial H}{\partial \vec{p}_3}; \quad \dot{\vec{p}}_3 = -\frac{\partial H}{\partial \vec{r}_3}; \quad \vec{M} = [\vec{r}_3, \vec{p}_3]; \quad (3)$$

$$\dot{\vec{M}} = \left[ \dot{\vec{r}}_3, \vec{p}_3 \right] + \left[ \vec{r}_3, \dot{\vec{p}}_3 \right] \quad (4)$$

$$\begin{aligned} H = & \frac{p_3^2}{2m_3} + \frac{p_2^2}{2m_2} - \gamma \left( \frac{m_1 m_2}{|\vec{r}_2|} + \frac{m_1 m_3}{|\vec{r}_3|} + \frac{m_2 m_3}{|\vec{r}_2 - \vec{r}_3|} \right) - \frac{1}{8c^2} \left( \frac{p_3^4}{2m_3^3} + \frac{p_2^4}{2m_2^3} \right) \\ & + \frac{\gamma}{2c^2 |\vec{r}_2 - \vec{r}_3|} \left( 7(\vec{p}_3 \vec{p}_2) + \frac{(\vec{p}_3 (\vec{r}_2 - \vec{r}_3))(\vec{p}_2 (\vec{r}_2 - \vec{r}_3))}{|\vec{r}_2 - \vec{r}_3|^2} \right) - \frac{3\gamma}{2c^2} \left( \frac{m_3}{|\vec{r}_2 - \vec{r}_3|} + \frac{m_1}{|\vec{r}_2|} \right) \frac{p_2^2}{m_2} \\ & - \frac{3\gamma}{2c^2} \left( \frac{m_2}{|\vec{r}_3 - \vec{r}_2|} + \frac{m_1}{|\vec{r}_3|} \right) \frac{p_3^2}{m_3} + \frac{\gamma^2}{c^2} m_1 m_2 m_3 \left( \frac{1}{|\vec{r}_2| |\vec{r}_3|} + \frac{1}{|\vec{r}_2| |\vec{r}_2 - \vec{r}_3|} + \frac{1}{|\vec{r}_3| |\vec{r}_2 - \vec{r}_3|} \right) \\ & + \frac{\gamma^2}{2c^2} \left( \frac{m_1 m_2 (m_1 + m_2)}{|\vec{r}_2|^2} + \frac{m_1 m_3 (m_1 + m_3)}{|\vec{r}_3|^2} + \frac{m_2 m_3 (m_2 + m_3)}{|\vec{r}_2 - \vec{r}_3|^2} \right) \end{aligned} \quad (5)$$

$$\dot{\vec{r}}_3 = \frac{\vec{p}_3}{m_3} \left[ 1 - \frac{1}{c^2} \left( \frac{p_3^2}{m_3^2} + 3\gamma \left( \frac{m_2}{|\vec{r}_2 - \vec{r}_3|} + \frac{m_1}{|\vec{r}_3|} \right) \right) \right] + \frac{\gamma}{c^2} \frac{1}{|\vec{r}_2 - \vec{r}_3|} \left( 7\vec{p}_2 + \frac{(\vec{r}_2 - \vec{r}_3)(\vec{p}_2 (\vec{r}_2 - \vec{r}_3))}{|\vec{r}_2 - \vec{r}_3|^2} \right) \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \dot{\vec{p}}_3 = & -\gamma \frac{m_1 m_3}{|\vec{r}_3|^3} \vec{r}_3 + \gamma \frac{m_2 m_3}{|\vec{r}_2 - \vec{r}_3|^3} (\vec{r}_2 - \vec{r}_3) - \frac{7\gamma}{2c^2} \frac{(\vec{p}_2 \vec{p}_3)(\vec{r}_2 - \vec{r}_3)}{|\vec{r}_2 - \vec{r}_3|^3} \\ & - \frac{\gamma}{2c^2} \left[ \frac{3(\vec{p}_3 (\vec{r}_2 - \vec{r}_3))(\vec{p}_2 (\vec{r}_2 - \vec{r}_3))(\vec{r}_2 - \vec{r}_3)}{|\vec{r}_2 - \vec{r}_3|^5} - \frac{1}{|\vec{r}_2 - \vec{r}_3|^3} \left[ \vec{p}_2 (\vec{p}_3 (\vec{r}_2 - \vec{r}_3)) + \vec{p}_3 (\vec{p}_2 (\vec{r}_2 - \vec{r}_3)) \right] \right] \\ & + \frac{3\gamma}{2c^2} \left[ \frac{\vec{p}_2^2 m_3 (\vec{r}_2 - \vec{r}_3)}{m_2 |\vec{r}_2 - \vec{r}_3|^3} + \frac{\vec{p}_2^2}{m_3} \left( \frac{m_2 (\vec{r}_2 - \vec{r}_3)}{|\vec{r}_2 - \vec{r}_3|^3} - \frac{m_1 \vec{r}_3}{|\vec{r}_3|^3} \right) \right] \\ & - \frac{\gamma^2 m_1 m_2 m_3}{c^2} \left[ -\frac{\vec{r}_3}{|\vec{r}_2| |\vec{r}_3|^3} - \frac{\vec{r}_2 - \vec{r}_3}{|\vec{r}_2 - \vec{r}_3|^3 |\vec{r}_2|} - \frac{\vec{r}_3}{|\vec{r}_2 - \vec{r}_3| |\vec{r}_3|^3} + \frac{\vec{r}_2 - \vec{r}_3}{|\vec{r}_2 - \vec{r}_3|^3 |\vec{r}_3|} \right] \\ & + \frac{\gamma^2}{c^2} \left[ \frac{m_1 m_3 (m_1 + m_3) \vec{r}_3}{|\vec{r}_3|^4} - \frac{m_2 m_3 (m_2 + m_3) (\vec{r}_2 - \vec{r}_3)}{|\vec{r}_2 - \vec{r}_3|^4} \right] \end{aligned} \quad (7)$$

Подставляя найденные выражения в (4), получим изменение орбитального момента:

$$\begin{aligned} \dot{\vec{M}} = & \left\{ \gamma m_2 m_3 - \frac{7\gamma}{2c^2} (\vec{p}_2 \vec{p}_3) - \frac{3\gamma}{2c^2} \frac{(\vec{p}_2 (\vec{r}_2 - \vec{r}_3))(\vec{p}_3 (\vec{r}_2 - \vec{r}_3))}{|\vec{r}_2 - \vec{r}_3|^2} \right. \\ & \left. + \frac{3\gamma m_2 m_3}{2c^2} \left( \frac{\vec{p}_2^2}{m_2^2} + \frac{\vec{p}_3^2}{m_3^2} \right) - \frac{\gamma^2}{c^2} m_1 m_2 m_3 \left( \frac{1}{|\vec{r}_2|} + \frac{1}{|\vec{r}_3|} \right) \right\} \frac{[\vec{r}_3, \vec{r}_2]}{|\vec{r}_2 - \vec{r}_3|^3} \\ & + \frac{\gamma}{2c^2} (\vec{p}_3 (\vec{r}_2 - \vec{r}_3)) \frac{[\vec{r}_3, \vec{p}_2]}{|\vec{r}_2 - \vec{r}_3|^3} - \frac{\gamma}{2c^2} (\vec{p}_2 (\vec{r}_2 - \vec{r}_3)) \frac{[\vec{r}_2, \vec{p}_3]}{|\vec{r}_2 - \vec{r}_3|^3} - \frac{\gamma}{c^2} \frac{(\vec{p}_2 (\vec{r}_2 - \vec{r}_3))}{|\vec{r}_2 - \vec{r}_3|^3} \vec{M} + \frac{7\gamma}{2c^2} \frac{[\vec{p}_2, \vec{p}_3]}{|\vec{r}_2 - \vec{r}_3|} \end{aligned} \quad (8)$$



Для получения уравнения эволюционного движения нужно проинтегрировать уравнение (8) по периоду повторения конфигураций системы Т (синодическому периоду пробного тела):

$$\overline{\dot{M}} = \frac{1}{T} \int_0^T \dot{M} dt \quad (9)$$

где

$$T = \frac{2\pi}{\omega_2 - \omega_3};$$

Возмущенное движение пробного тела описывается выражением

$$r = r_{kep} + r_p + r_{rel} \quad (10)$$

где

$$r_{kep} = \frac{p}{1 + e \cos \omega_3 t};$$

где  $r_{kep}$  описывает невозмущенное движение,  $r_p$  описывает классическое возмущение от второго тела, а третий член является релятивистской поправкой [4]. В классическом рассмотрении данной задачи показано [5], что возмущение от второго тела в эволюционном уравнении обращается в ноль. Отмечая, что в этой задаче работает принцип суперпозиции малых возмущений [6], мы можем опустить  $r_p$ . Импульсы стоят только в релятивистских поправках, поэтому там можно подставить классические выражения. Тогда, подставляя радиус-вектор пробного тела

$$\vec{r}_3 = r_{kep} (\vec{i} \cos \omega_3 t + \vec{j} \sin \omega_3 t) \quad (11)$$

и второго тела

$$\vec{r}_2 = r_2 (\vec{i} \cos \omega_2 t + \vec{j} \sin \omega_2 t) \quad (12)$$

а также импульсы как производные от них умноженные на соответствующие массы, и проинтегрировав по периоду Т

$$\overline{\dot{M}} = \frac{1}{T} \int_0^T (\dot{M}_{kep} + \dot{M}_{rel}) dt \quad (13)$$

получим уравнения эволюционного движения

$$\overline{\dot{M}} = \overline{\dot{M}_{kep}} + \overline{\dot{M}_{rel}} \quad (14)$$

Среднее от Кеплерова движения равняется нулю

$$\overline{\dot{M}_{kep}} = 0 \quad (15)$$

Далее, проинтегрировав релятивистскую составляющую, получим ноль

$$\overline{\dot{M}_{rel}} = 0 \quad (16)$$

Орбитальная устойчивость движения пробного тела по определению означает равенство нулю среднего изменения момента импульса. Как мы видим из полученного выражения, в общем случае движение пробного тела в плоскости орбиты второго тела является устойчивым.

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1 Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. – М.: Наука, 1973. – 400 с.
- 2 Брумберг В.А. Релятивистская небесная механика. – М.: Наука, 1972, –382 с.
- 3 Абдильдин М.М. Проблема движения тел в общей теории относительности. – Алматы: Казак университети, 2006. – 132 с.
- 4 Hans C. Ohanian and Remo Ruffini. Gravitation and Spacetime, 3rd edn., Cambridge University Press, 2013. – 530 p.
- 5 Дубошин Г.Н. Небесная механика. Основные задачи и методы. – М.: Наука, 1968. – 799 с.
- 6 Абдильдин М.М. Механика теории гравитации Эйнштейна. –Алма-Ата: Наука, 1988. – 198 с.

#### REFERENCES

- 1 Landau L.D., Lifshitz E.M. Teorya polya . – М.: Nauka, 1973, – 400 s.
- 2 Brumberg V.A. Relativistskaya nebesnaya mekhanika. – М.: Nauka, 1972, –382 s.

- 3 Abdildin M.M. Problema dvizheniya tel v obshei teorii otноситelnosti. – Almaty: Kazakh Universiteti, 2006, –132 s.  
4 Hans C. Ohanian and Remo Ruffini. Gravitation and Spacetime, 3rd edn., Cambridge University Press, 2013, –530 p.  
5 Duboshin G.N. Nebesnaya mekhanika. Osnovnye zadachi i metody. – M.: Nauka, 1968, –799 s.  
6 Abdildin M.M. Mekhanika teorii gravitatsii Einsteina. – Alma-Ata: Nauka, 1988, –198 s.

### Резюме

*М. Е. Әбішев, С. Тоқтарбай, Б. А. Жәми*

(Әл-Фараби атындағы Қазақ Ұлттық Университеті, Алматы, Қазақстан)

### ЖСТ МЕХАНИКАСЫНЫҢ ШЕКТЕЛГЕН ҮШ ДЕНЕ ЕСЕБІНДЕГІ СЫНАҚ ДЕНЕСІНІҢ ДӨҢГЕЛЕК ОРБИТАЛАРЫНЫҢ ОРНЫҚТЫЛЫҒЫ ТУРАЛЫ

Бұл жұмыста, екінші дене тарапынан болатын ұйытқу мен сынақ денесінің қозғалысына орталық дене тарапынан болатын релятивтік түзетулер шамалас болғандағы шектелген үш дене есебіндегі сынақ денесінің дөңгелек орбитасының орнықтылық мәселесі қарастырылған. Қарастырылып отырған есептегі барлық денелердің өздік айналуы жоқ деп есептеледі.

**Тірек сөздер:** ЖСТ, үш дене есебі, қозғалыстың адиабаттық теориясы, орбиталық орнықтылық.

### Summary

*M. E. Abishev, S. Toktarbay, B. A. Zhami*

(Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan)

### ON THE STABILITY OF CIRCULAR ORBITS OF A TEST BODY IN THE RESTRICTED THREE BODY PROBLEM IN GR MECHANICS

The paper considers the problem of orbital stability of a circular motion of a test body in the restricted three body problem, when disturbances from the second body of the order of relativistic corrections to the motion of a test body from the central body. It is considered that all bodies do not have own rotation in the problem.

**Keywords:** GTR, three body problem, adiabatic theory of motion, orbital stability.

УДК 539.12; 539.12.01

*А. Х. АРҒЫНОВА, А. Ш. ГАЙТИНОВ, А. А. ЛОКТИОНОВ*

(Физико-технический институт, Алматы, Казахстан)

### СИЛЬНЫЕ ФЛУКТУАЦИИ В НАЧАЛЬНЫХ УСЛОВИЯХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ЛЕГКИХ ЯДЕР ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

**Аннотация.** Одна из ключевых проблем физики ионов высоких энергий заключается в оценке флуктуаций начальных условий взаимодействий ядер. Различные решения этой сложной задачи разрабатывались и реализуются в экспериментах NA-49, RHIC(БНЛ, Брукхейвен), NA-61 (ЦЕРН, Женева) и готовятся в новых проектах: NICA (ОИЯИ, Дубна), RHIC (БНЛ, Брукхейвен), FAIR (GSI, Дармштадт). В настоящей работе исследование флуктуаций начальных условий выполнено во взаимодействиях легких – (C, O, Ne) и средних – (Si, S) ионов с легкими – (C/N/O) ядрами эмульсии для мишенных экспериментов при энергиях от 3.7 ГэВ до 200 ГэВ на нуклон. Идентичные условия регистрации ливневых частиц и заряженных фрагментов-спектаторов открыли путь для успешного решения этой проблемы. Анализ соударений легких ядер показал, что нелинейности в поведении множественных и фрагментационных процессов нарастают при увеличении степени периферичности соударений. Физическая причина роста этих флуктуаций заключается в новом эффекте – нерегулярном процессе образования тяжелых фрагментов-спектаторов с перемежаемыми распределениями масс. Относительные флуктуации в этом случае должны описываться «большими скачками Леви», а не малым гауссовским разбросом вокруг среднего значения. Выводы могут быть полезными в развитии понимания процессов физики ионов высоких энергий и проектировании новых экспериментов.

**Ключевые слова:** физика ионов высоких энергий, множественные процессы, фрагментационные процессы, соударения ядер, начальные условия, флуктуации, сильные Леви флуктуации.

**Тірек сөздер:** жоғары энергиялы иондардың физикасы, көптік үдерістер, фрагменттік үдерістер, ядролардың соқтығысуы, бастапқы жағдай, ауытқулар, күшті Леви ауытқуы.

**Keywords:** high energy physics, multiparticle processes, fragmentation processes, nuclei collisions, initial conditions, fluctuations, strong Levy flights.

**Введение.** Проблема конфайнмента-деконфайнмента адронов является одной из наиболее актуальных и сложных в изучении фундаментальных свойств барионной материи [1]. Детализация поиска точки перехода из адронной в кварк-глюонную фазу во взаимодействиях ядер высоких энергий выполняется на основе количественного анализа параметров множественных процессов. Усиление флуктуаций, например, множественности рожденных частиц при «двухмерном сканировании» взаимодействий по энергиям и массам сталкивающихся ядер должно свидетельствовать о приближении системы к точке фазового перехода. Выделение динамических флуктуаций на эксперименте эквивалентно теоретическому анализу фазовой диаграммы возбужденной адронной материи в координатах барионной плотности и температуры системы. Поскольку множественность вторичных частиц определяется не только энергией и массами взаимодействующих ядер, но и степенью перекрытия соударяющихся объектов, для исследования «истинных» динамических флуктуаций возбужденных адронных систем необходимо исключить влияния изменяющейся геометрии столкновения ядер. В среднем при соударениях ядер, близких к центральным, с малыми параметрами удара будут преобладать процессы высокой множественности. Крайне периферические соударения будут характеризоваться сравнительно низкой множественностью и повышенной вероятностью фрагментационных процессов. Такое понимание формализовано в модели Глаубера, широко используемой в физике ионов высоких энергий. Однако важно понять степень отклонения от этой идеализированной картины в отдельных взаимодействиях ядер. Поэтому изучению флуктуаций начальных условий уделяется все более нарастающее внимание. В 2012 г. были проведены две международные конференции по проблемам изучения флуктуаций начального состояния во взаимодействиях тяжелых ионов: Европейский центр теоретической ядерной физики организовал конференцию «Initial State Fluctuations and Final State Correlations in Heavy Ion Collisions» [2], 2-6 Jul, 2012, Trento, Italy и Американское физическое общество провело «Mini-Symposium on Initial State Fluctuations in Relativistic Heavy Ion Collisions» [3], 24-27 октября 2012 г., Ньюпорт, Калифорния. Проблема флуктуаций подробно анализируется в годовом 2012 г. отчете [4] Брукхейвенской лаборатории в США. В 2013 г. эти вопросы рассматривались на специальной конференции [5], а в 2014 г. будут рассмотрены на отдельных секциях конференции Quark Matter 2014 [6], Дармштадт, Германия, май, 2014 г. Различные решения этих сложных задач разрабатывались и реализуются в экспериментах NA-49 [7], RHIC [8] (БНЛ, Брукхейвен), NA-61 [9] (ЦЕРН, Женева) и готовятся в новых проектах 2017-2018 гг.: NICA [10] (ОИЯИ, Дубна) и FAIR [12] (GSI, Дармштадт), в преобразовании Брукхейвенского проекта RHIC в eRHIC.

Очень важен анализ тяжелых фрагментов при определении параметра удара. Такие работы выполнялись по данным эксперимента NA-49 [12]. Необходимость регистрации тяжелых фрагментов-спектров рассмотрена [13] при создании нового детектора MPD в проекте NICA и проекте eRHIC [4].

Оценки начальных условий взаимодействий тяжелых и легких ядер при JINR-AGS-SPS энергиях с учетом тяжелых фрагментов выполнены в [14, 15]. В настоящей работе изучены сильные флуктуации начальных условий взаимодействий легких ядер. Основу подхода составляет изучение процессов фрагментирования для групп протонов,  $\alpha$ -частиц и более тяжелых ( $Z > 3$ ) осколков. При этом особое внимание уделено анализу вклада быстрых многозарядных фрагментов в решение проблемы флуктуации начальных условий.

**1. Выбор данных и условий анализа.** Основу работы составляют данные ФТИ по взаимодействиям средних - Si и S ионов с легкими - (C/N/O) ядрами эмульсии, полученные при выполнении международных мишенных экспериментов коллаборацией EMU [16]. Эксперименты выполнялись в ОИЯИ при энергиях 3.7 А ГэВ, в Брукхейвене (США) при энергиях 14 А ГэВ для ионов Si и в ЦЕРНе, при энергиях 200 А ГэВ для ионов S. С целью изучения множественных процессов выделены события с числом рожденных частиц, превышающим 1/3 от максимальной множественности

в соответствующем эксперименте. Основными переменными анализа являются множественности рожденных частиц, нормированные на максимальное значение  $N_{smax}$  в соответствующем эксперименте, –  $N_s/N_{smax}$ , и суммы масс быстрых заряженных фрагментов первичного иона, нормированные на массу  $A_{max}$  налетающего иона, –  $A/A_{max}$ .

В [15] было показано, что флуктуации начальных условий во взаимодействиях легких ядер как при энергиях ОИЯИ, так и при энергиях 14 А ГэВ для ионов Si и 200 А ГэВ для ионов S существенно превышают флуктуации во взаимодействиях тяжелых ядер. Поэтому в настоящей работе для более четкой интерпретации полученных результатов выполнен анализ суммарных данных для всех энергий.

**2. Результаты анализа.** Анализ вклада быстрых многозарядных фрагментов в усиление флуктуаций начальных условий взаимодействий представлен на рис.1. На всех трех плотках этого рисунка по оси ординат отложены относительные множественности  $N_s/N_{smax}$ , по оси абсцисс – суммы масс быстрых заряженных фрагментов первичного иона, при условии, что измеряются только легкие фрагменты-протоны, только протоны плюс альфа-частицы, и, наконец, все фрагменты. Левый верхний сектор каждого плота соответствует данным с наиболее высокими множественностями рожденных частиц и наименьшими значениями суммы масс фрагментов. Таким образом, этот сектор дает нам множественно-фрагментационные характеристики наиболее центральных взаимодействий. Правый нижний сектор плота, напротив, соответствует данным с наименьшими множественностями рожденных частиц и наибольшими значениями суммы масс быстрых заряженных фрагментов первичного иона, т.е. соответствует наиболее периферическим взаимодействиям. В целом данные рисунка 1 наглядно иллюстрируют схему изменения множественно-фрагментационных характеристик при увеличении степени периферичности соударений. Переход от левого плота к правому показывает, что нарастающие нелинейности в поведении множественных и фрагментационных процессов обусловлены вкладом многозарядных фрагментов.

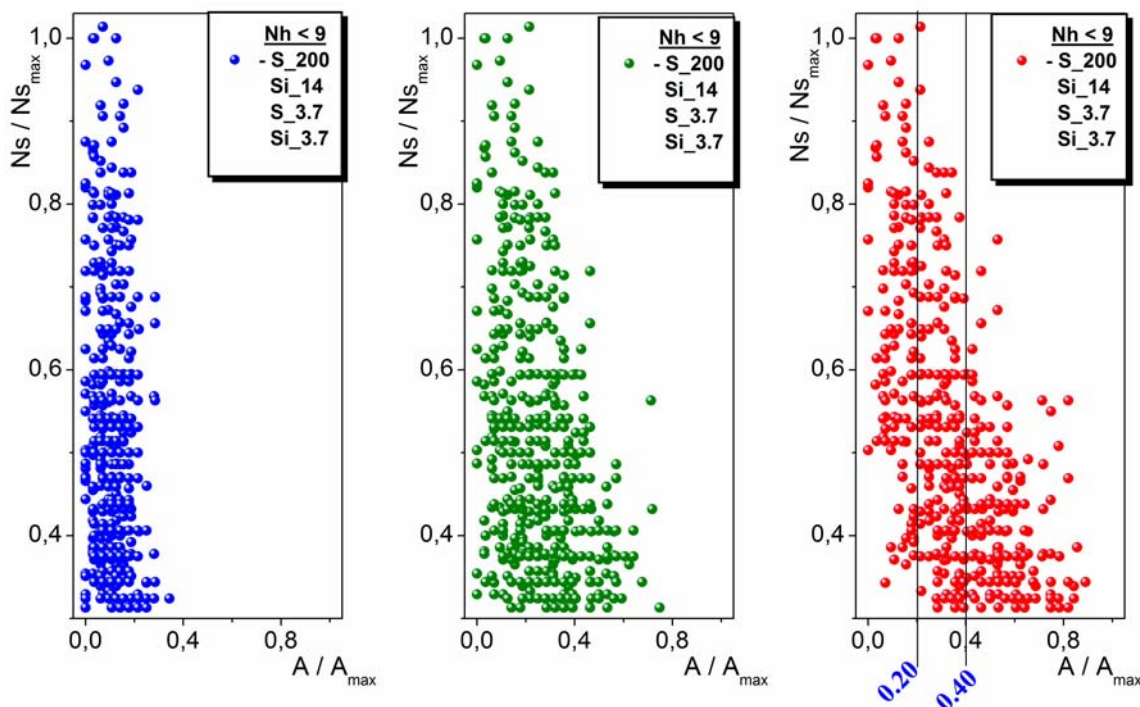


Рисунок 1 – Результаты корреляционного множественно-фрагментационного анализа взаимодействий легких ионов с легкими ядрами эмульсии при SPS, AGS, JINR энергиях

На рисунке 2 представлена зависимость процессов от величины параметра удара и величины заряда фрагментов. По степени центральности соударений выделены три группы: «центральные» ( $A/A_{max} < 0.20$ ), «квазипериферические» ( $0.20 < A/A_{max} < 0.41$ ) и «периферические» ( $A/A_{max} > 0.40$ ). Быстрые заряженные фрагменты-спектаторы разделены на однозарядные – нижний уровень, двухзарядные – средний уровень и многозарядные компоненты – верхний уровень. Результаты

выполненной декомпозиции показывают, что в зависимости от величины параметра удара распределения по сумме масс фрагментов каждой компоненты имеют различные степени изменчивости. Распределения однозарядных фрагментов показывают наиболее плавный характер изменения во всех трех группах по степени центральности соударений: в «центральных», «квазипериферических» и «периферических». Новый эффект возникновения нерегулярно-разрывных распределений масс фрагментов обусловлен многозарядными фрагментами. В значительной доле ( $\sim 0.4$ ) этих соударений многозарядные фрагменты отсутствуют. В оставшейся доле событий многозарядными фрагментами уносятся до  $2/3$  массы легкого первичного ядра. Таким образом, в этой группе событий проявляются эффекты нерегулярности и сильные относительные флуктуации, существенно превышающие гауссовские. «Большие скачки» по Леви [17] в распределениях нормированной суммы масс ( $A/A_{\max}$ ) многозарядных фрагментов-спектаторов обуславливают нарастания флуктуаций в начальных условиях соударения легких ядер с ростом степени периферичности.

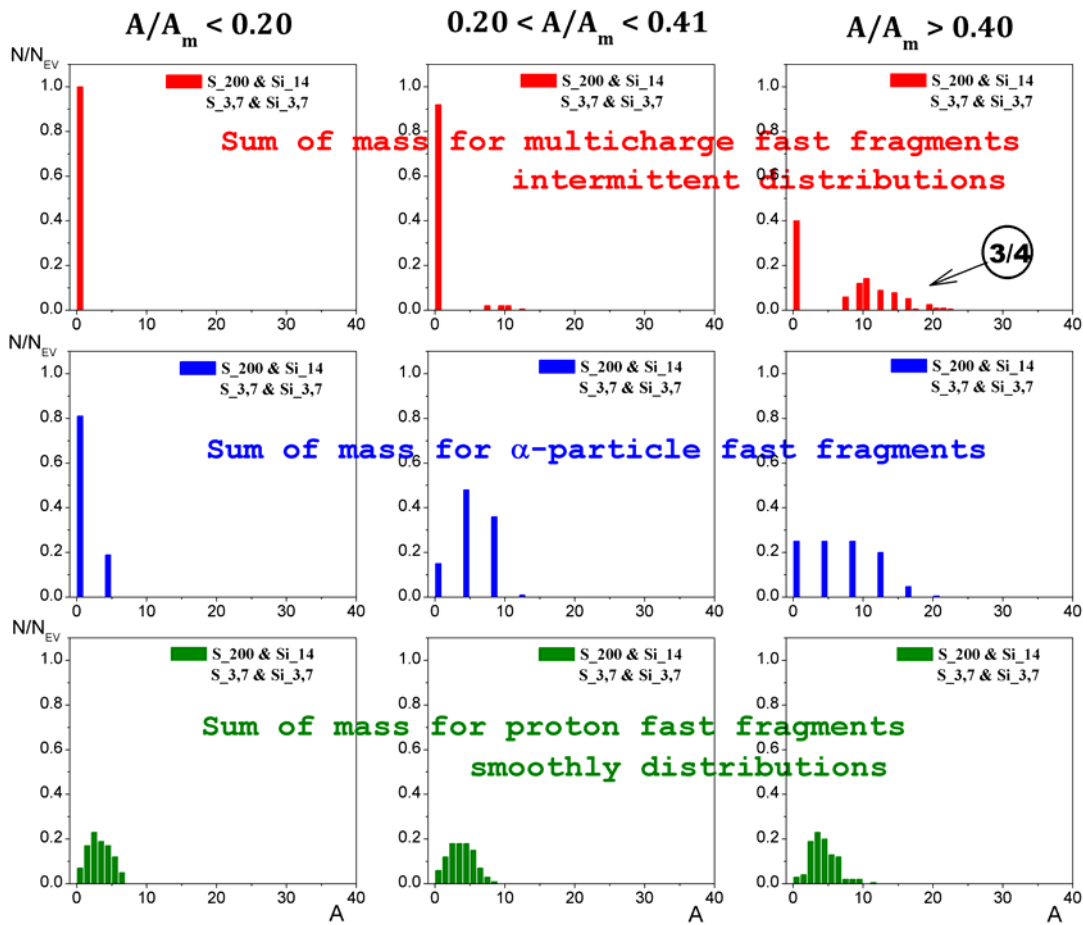


Рисунок 2 – Распределения по сумме масс фрагментов во взаимодействиях легких первичных ядер

**Выводы:**

1. В периферических соударениях легких ядер реализуются сильные флуктуации начальных условий.
2. Физическая причина возникновения таких флуктуаций заключается в новом эффекте – нерегулярном процессе образования тяжелых фрагментов-спектаторов с перемежаемыми распределениями масс.
3. Относительные флуктуации в этом случае должны описываться «большими скачками Леви», а не малым гауссовским разбросом вокруг среднего значения.
4. Выводы могут быть полезными в развитии понимания процессов физики ионов высоких энергий и проектировании новых экспериментов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Hunting the Quark Gluon Plasma, Results from the first 3 years at RHIC, April 18, 2005, Report BNL-73847-2005. – 361 p.
2. Roland G. Participant Geometry and Flow Fluctuations, конференция Initial State Fluctuations and Final State Correlations in Heavy Ion Collisions, 2-6 Jul, 2012, Trento, Italy.
3. Soltz R., Garishvili I. Using Data to Determine the Initial Condition in Heavy Ion Collisions, Mini-Symposium on Initial State Fluctuations in Relativistic Heavy Ion Collisions, совещание по ядерной физике 24-27 октября 2012 г. Ньюпорт, Калифорния.
4. BNL 2012RHIC&AGS Annual Users' Meeting-"eRHIC – understanding the initial condition of the heavy ion".
5. Intern. Conf on the Initial Stages in High Energy Nuclear Collisions, IS 2013, 8-14 Sept 2013, Spain.
6. <http://qm2014.gsi.de>, QuarkMatter 2014, Дармштадт, Германия, май, 2014г.
7. <http://na49info.web.cern.ch>.
8. <http://www.bnl.gov/npp>.
9. <http://na61.web.cern.ch>.
10. <http://theor.jinr.ru/twiki-cgi/view/NICA/webHome>, ОИЯИ (Дубна).
11. <http://www.fair-center.de>, GSI-центр (Дармштадт).
12. Appelshauer M. et al., (NA 49 Collaboration), Spectator Nucleons in Pb+Pb Collisions at 158 A GeV. // Eur. Phys. J. – A2. – (1998). – 383 p.
13. Golubeva M.B., Guber F.F., Ivashkin A.P. et al. Nuclear-Nuclear Collision Centrality Determination by the Spectator Calorimeter for MPD Setup at the NICA Facility. // Phys of Atom. Nucl. – 2013. – Vol.76. – No1. – P.1-15.
14. Аргынова А.Х., Гайтинов А.Ш., Локтионов А.А. Оценка начальных условий взаимодействий тяжелых и легких ядер при JINR-AGS-SPS энергиях. // Международная конф. «Актуальные проблемы Современ. физики», КазНУ им. Аль-Фараби, 15-16 марта 2013г. / Изв. НАН РК, сер. физ.-мат. –2013. –№3. – С. 67-71.
15. Аргынова А.Х., Гайтинов А.Ш., Локтионов А.А., Анализ множественно-фрагментационных корреляций в соударениях асимметричных ядер при JINR-AGS-SPS энергиях. / Тр. 9-ой межд. конф. ICNRP'13, "Nuclear and Radiation Physics", 24-27 сентября 2013г., Алматы.
16. List of Super Proton Synchrotron experiments in <http://en.wikipedia.org/wiki/NA61/SHINE>
17. Metzler R., Chechkin A.V., Klafter J., Levy statistics and anomalous transport: Levy flights and subdiffusion, ArXiv: 0706.3553 [cond-mat.stat-mech], 25 Jun 2007.

REFERENCES

1. Hunting the Quark Gluon Plasma, Results from the first 3 years at RHIC, April 18, 2005, Report BNL-73847-2005. – 361 p.
2. Roland G. Participant Geometry and Flow Fluctuations, конференция Initial State Fluctuations and Final State Correlations in Heavy Ion Collisions, 2-6 Jul, 2012, Trento, Italy.
3. Soltz R., Garishvili I. Using Data to Determine the Initial Condition in Heavy Ion Collisions, Mini-Symposium on Initial State Fluctuations in Relativistic Heavy Ion Collisions, meeting on Nuclear Physics 24-27 October 2012 г. Newport, California.
4. BNL 2012RHIC&AGS Annual Users' Meeting-"eRHIC – understanding the initial condition of the heavy ion".
5. Intern. Conf on the Initial Stages in High Energy Nuclear Collisions, IS 2013, 8-14 Sept 2013, Spain.
6. <http://qm2014.gsi.de>, Quark Matter 2014, Darmstadt, Germany, May, 2014г.
7. <http://na49info.web.cern.ch>.
8. <http://www.bnl.gov/npp>.
9. <http://na61.web.cern.ch>.
10. <http://theor.jinr.ru/twiki-cgi/view/NICA/webHome>, JINR (Dubna).
11. <http://www.fair-center.de>, GSI-center (Darmstadt).
12. Appelshauer M. et al., (NA 49 Collaboration), Spectator Nucleons in Pb+Pb Collisions at 158 A GeV. // Eur. Phys. J. – A2. – (1998). – 383 p.
13. Golubeva M.B., Guber F.F., Ivashkin A.P. et al. Nuclear-Nuclear Collision Centrality Determination by the Spectator Calorimeter for MPD Setup at the NICA Facility. // Phys of Atom. Nucl. – 2013. – Vol.76. – No1. – P.1-15.
14. Argynova A.Kh., Gaitinov A.Sh., Loctionov A.A. Evaluation of initial conditions interactions of heavy and light nuclei at JINR-AGS-SPS energies. // International Conference «Actual Problems of Modern Physics», KazNU Al-Farabi, 15-16 March 2013г. / Izv. NAN RK, ser.phys.-mat. –2013. –№3. – P. 67-71.
15. Argynova A.Kh., Gaitinov A.Sh., Loctionov A.A. Analysis of multiple-fragmentation correlations in asymmetric collisions of nuclei at JINR-AGS-SPS energies / International Conference ICNRP'13, "Nuclear and Radiation Physics", 24-27 September 2013г., Almaty.
16. List of Super Proton Synchrotron experiments in <http://en.wikipedia.org/wiki/NA61/SHINE>
17. Metzler R., Chechkin A.V., Klafter J., Levy statistics and anomalous transport: Levy flights and subdiffusion, ArXiv: 0706.3553 [cond-mat.stat-mech], 25 Jun 2007.

Резюме

Жоғары энергиялы иондардың физикасының бірден бір өзекті мәселесіне ядролардың әрекеттестігінің бастапқы жағдайын бағалау жатады. Бұл күрделі мәселенің әртүрлі шешімі NA-49, RHIC (БНЛ, Брукхейвен) эксперименттерінде зерттеліп даярланып іске қосылуда және жаңа жобаларда NICA (ОИЯИ, Дубна), RHIC (БНЛ, Брукхейвен), FAIR (GSI, Дармштадт) даярлануда. Осы жұмыста бастапқы жағдайының ауытқуын зерттеу нысаналық тәжірибелер үшін энергиясы бір нуклонға 3.7 ГэВ-тен 200 ГэВ-ке дейін сай келетін

аймақта жеңіл – (C, O, Ne) және орта – (Si, S) иондардың эмульсияның жеңіл – (C/N/O) ядросымен әрекеттестігінде орындалды. Нөсерлік бөлшектерді және зарядталған фрагменттік – спектаторларды тіркеу-дің бірыңғай шарты осы мәселені ойдағыдай шешу үшін жол ашты. Жеңіл ядролардың әрекеттестігін талдау көптік және фрагменттік үдерістердің тәртібінің сызықсыздығы әрекеттестіктің перифериялық дәрежесі ұлғайған сайын арта бастайды. Бұл массалар үлестірілімі қайталанатын ауытқулар өсуінің физикалық себебі – ауыр фрагменттік-спектаторлардың пайда болуының ретсіз үдерісінде. Бұл жағдайда салыстырмалы ауытқулар орта мәнінің жанындағы төмен Гаусс ретсіздігімен емес «күшті Леви ауытқуымен» сипатталынады. Алынған қорытынды жоғары энергиялы иондар физикасының үдерістерін ұғынып дамытуға және жаңа эксперименттерді жобалауда пайдалы болуы мүмкін.

**Тірек сөздер:** жоғары энергиялы иондардың физикасы, көптік үдерістер, фрагменттік үдерістер, ядролардың соқтығысуы, бастапқы жағдай, ауытқулар, күшті Леви ауытқуы.

### Summary

Estimation of fluctuations in initial conditions of nuclei interactions is one of the key problems for heavy ion physics. Different approaches are realized in experiments NA–49, RHIC (BNL), NA–61 (CERN) and prepared in new projects NICA (JINR), eRHIC (BNL), FAIR (GSI, Darmstadt). In the present work initial condition fluctuations are investigated in interactions of light – (C, O, Ne) and medium– (Si, S) ions with light – (C/N/O) emulsion nuclei for target experiments at energies from 3.7 A GeV up to 200 A GeV. Detection of both shower particles and fast fragment-spectators with identical possibilities open the way to the useful study of this problem. The analysis of light nuclei collisions has shown, that nonlinearity in the multiple and fragmentation processes to become stronger with the impact parameter increasing. Physical explanation of the fluctuation growing consists in new effect creation – non regularity in the production of heavy fragment-spectators with intermittent mass distribution. Fluctuations in this case correspond to the Levy flights, but not small Gaussian variations in a data series around the mean. Conclusions can be useful in the understanding processes of heavy ion physics and new experiments designing.

**Keywords:** high energy physics, multiparticle processes, fragmentation processes, nuclei collisions, initial conditions, fluctuations, strong Levy flights.

УДК 539.12

*А. Ш. ГАЙТИНОВ, С. А. ИБРАИМОВА, И. А. ЛЕБЕДЕВ, А. И. ФЕДОСИМОВА*

(Физико-технический институт, Алматы, Казахстан)

## ПАРАМЕТРЫ ДИСКРЕТИЗАЦИИ КАСКАДНОЙ КРИВОЙ ДЛЯ МИНИМИЗАЦИИ ЧИСЛА СЛОЕВ ТОНКОГО КАЛОРИМЕТРА

**Аннотация.** Проведено исследование параметров дискретизации каскадной кривой с целью увеличения точности определения энергии высокоионизирующего излучения на основе тонкого калориметра. Показано, что точность определения энергии можно существенно увеличить, если использовать корреляционные кривые зависимости числа частиц на определенном уровне наблюдения от разности числа частиц на двух соседних уровнях наблюдения, разделенных слоем поглотителя. В результате анализа установлено, что корреляционные кривые представляют собой упорядоченную картину в зависимости от первичной энергии. Флуктуации восходящей ветви корреляционной кривой незначительны, особенно по сравнению с флуктуациями каскадных кривых. При использовании корреляционных кривых также автоматически решается проблема неопределенности первичного ядра, так как корреляционные кривые практически совпадают для различных ядер. Представлены корреляционные кривые с различными значениями толщины поглотителя. Показано, что увеличение слоя поглотителя приводит к увеличению точности определения энергии. Однако увеличение слоя поглотителя увеличивает массу установки. Таким образом, выбор толщины слоя зависит от задач и условий конкретного эксперимента.

**Ключевые слова:** тонкий калориметр, каскадные кривые, флуктуации.

**Тірек сөздер:** жұқа калориметр, каскадты кысықтар, флуктуациялар.

**Keywords:** a thin calorimeter, cascade curves, fluctuations.

**Введение.** Техническое воплощение современных ионизационных калориметров может быть различным, но идея остается простой: первичная частица входит в плотное вещество (например, железо или свинец), в веществе происходят многочисленные ядерные и электромагнитные взаимодействия, которые рожают целый каскад вторичных частиц. Если глубина вещества достаточна,

то вся кинетическая энергия первичной частицы перейдет в каскад вторичных частиц, которые в свою очередь потеряют энергию на ионизацию [1].

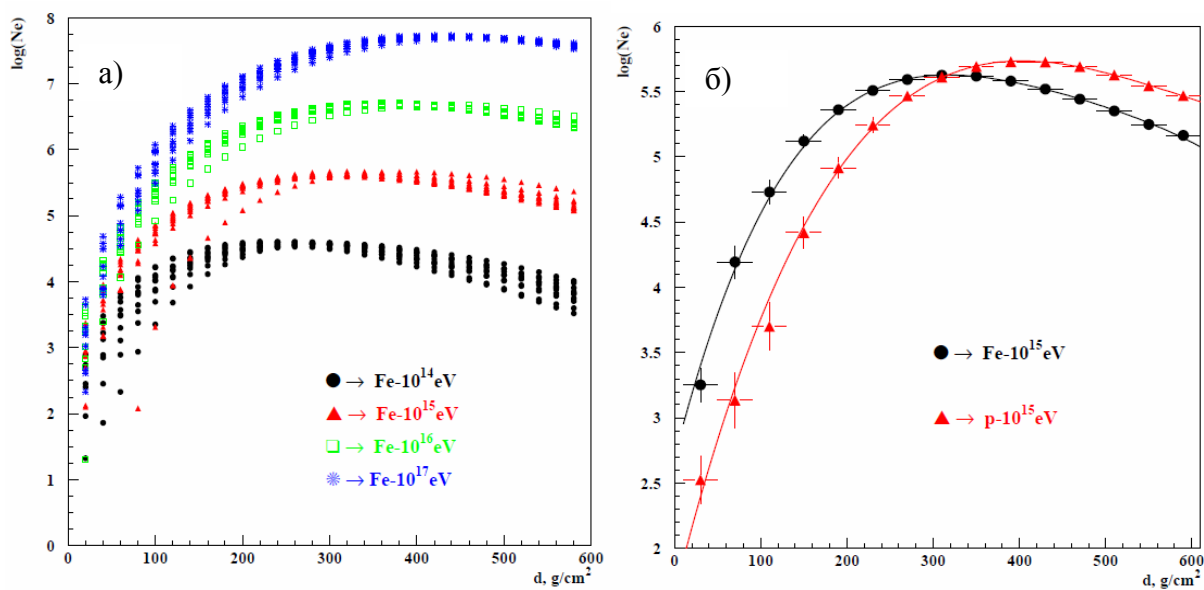
Главная проблема при таком способе измерения энергии – массивные установки, так как калориметр должен иметь достаточно большую глубину для фиксации каскада. Это значительно усложняет возможности использования такого прибора в космической индустрии. В связи с этим, более перспективным для определения энергии на основе прямых измерений КЛ является использование тонкого калориметра [2].

В тонком калориметре не ставится задача фиксации целиком каскада вторичных частиц, а регистрируется только его начало. Энергия определяется на основе анализа каскадных кривых – зависимости размера каскада от глубины его проникновения, поскольку число частиц на небольшой глубине развития каскада почти пропорционально энергии первичной частицы [3].

Низкая точность при таком способе измерений обусловлена тем, что результаты реконструирования энергии существенно зависят от флуктуаций в развитии каскадного процесса и от массы первичного ядра.

Существенно уменьшить влияние флуктуаций в развитии каскада на результаты измерения энергии возможно, используя корреляционные методы анализа развития каскада. Это позволяет значительно повысить точность измерения энергии.

**Метод каскадных кривых.** Для решения задачи измерения энергии высокоэнергичных частиц на основе тонкого калориметра было проведено моделирование развития каскадных процессов, образованных первичными частицами различных масс и энергий на основе пакета программ CORSIKA QGSJET [4]. Результаты моделирования представлены на рисунке 1.



а) Каскадные кривые, образованные ядрами железа с энергиями  $10^{14}$ - $10^{17}$  эВ;  
 б) Средние каскадные кривые, образованные протонами и ядрами Fe с  $E=10^{15}$  эВ

Рисунок 1 – Каскадные кривые, образованные протонами (p) и ядрами железа (Fe) с различными первичными энергиями (E) при прохождении слоя воздуха толщиной  $d$

Каскадные кривые, как видно из рисунка 1а, существенно флуктуируют и практически сливаются (не разделимы) при малых значениях глубины проникновения  $d$ .

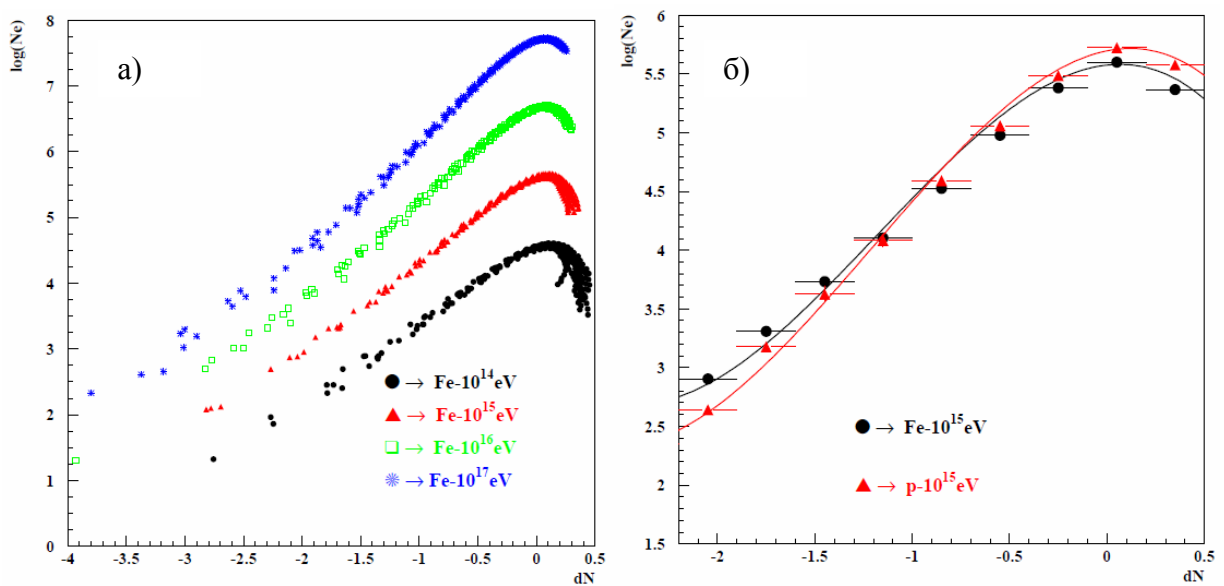
Из рисунка 1б видно, что каскадные кривые, образованные протоном, сдвинуты в область больших глубин проникновения по сравнению с Fe каскадными кривыми. Этот факт (при таком способе реконструирования первичной энергии) приводит к заниженному значению энергии протонных каскадов и к завышенному значению для Fe каскадов.

**Универсальность развития каскада.** Суть разрабатываемой методики, позволяющей увеличить точность измерения энергии, сводится к тому, чтобы перейти от анализа каскадных кривых, поведение которых сильно зависит от флуктуаций в развитии каскада, к анализу внутренних корреляций.



Основная идея исследования была основана на предположении об универсальности развития каскада [5]. Данное предположение базировалось на следующем. Среди различных причин, вызывающих флуктуации, наибольший эффект дают флуктуации первого акта взаимодействия, поскольку в последующих взаимодействиях число участвующих частиц так велико, что флуктуации индивидуальных взаимодействий более или менее компенсируют друг друга. Следовательно, все каскады, образованные первичными частицами одинаковой массы и энергии, начиная с некоторого момента, развиваются практически одинаково. Данное предположение было подтверждено результатами моделирования.

Для увеличения эффективности тонкого калориметра были проанализированы различные внутренние корреляционные характеристики каскада. Наиболее подходящее распределение имеют корреляционные кривые зависимости числа частиц на определенном уровне наблюдения от разности числа частиц на двух соседних уровнях наблюдения, разделенных слоем поглотителя. На рисунке 2 представлены данные корреляционные кривые для тех же взаимодействий, что и на рисунке 1.



а) Корреляционные кривые, образованные ядрами железа с энергиями  $10^{14}$ - $10^{17}$  эВ;  
б) Средние корреляционные кривые, образованные протонами и ядрами Fe с  $E=10^{15}$  эВ

Рисунок 2 – Корреляционные кривые, образованные протонами и ядрами железа при прохождении слоя воздуха толщиной  $d$

Корреляционные кривые, как видно из рисунка 2а, представляют собой более упорядоченную картину. Флуктуации восходящей ветви корреляционной кривой не столь значительны, как в случае каскадных кривых. Дополнительно, использование корреляционных кривых позволяет существенно уменьшить ошибки определения энергии первичной частицы, связанные с неопределенностью первичного ядра. Из рисунка 2б видно, что корреляционные кривые практически совпадают для обоих типов ядер.

Следующий важный вопрос касается точности определения энергии первичной энергии и выбора оптимальной толщины слоя поглотителя с целью минимизации числа слоев тонкого калориметра. Для решения этой задачи проведено моделирование корреляционных кривых с различными значениями толщины поглотителя, представленные на рисунке 3.

Необходимо отметить, что упорядоченная картина сохраняется и при малой толщине поглотителя  $dN \sim 40$  г/см<sup>2</sup> (см. рисунок 3а) и при большой  $dN \sim 100$  г/см<sup>2</sup> и более (см. рисунок 3б). Предварительный расчет точности определения энергии показал, что уменьшение толщины слоя поглотителя приводит к уменьшению точности определения энергии. Однако большой слой поглотителя увеличивает массу установки. Таким образом, выбор толщины слоя зависит от задач и условий конкретного эксперимента.

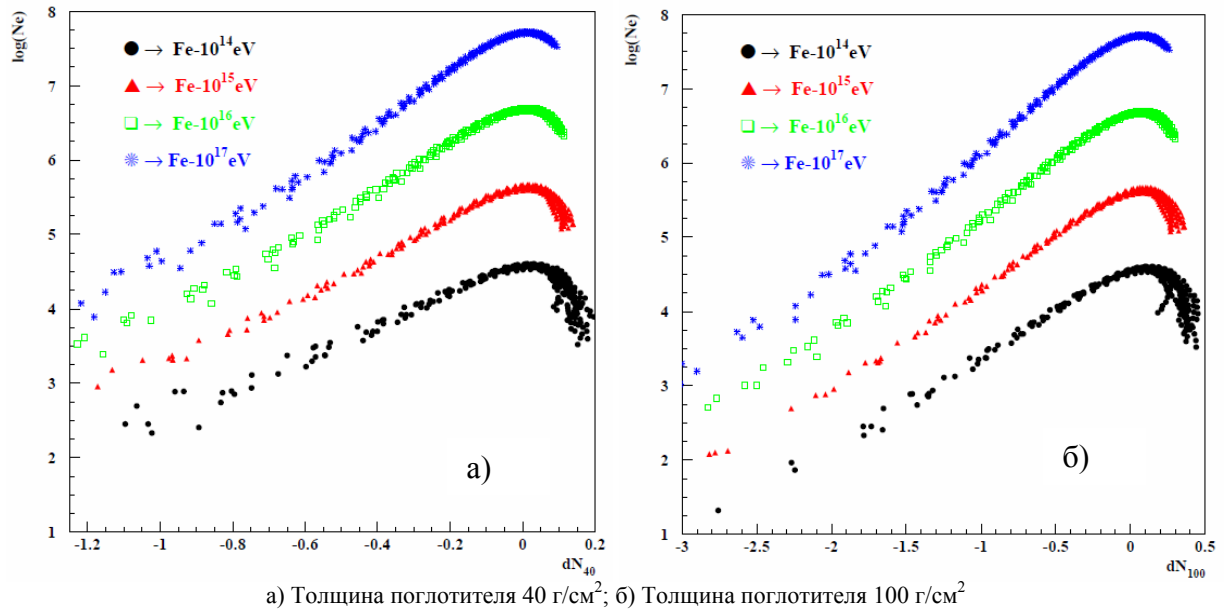


Рисунок 3 – Корреляционные кривые, образованные ядрами железа с энергиями  $10^{14}$ эВ,  $10^{15}$ эВ,  $10^{16}$ эВ,  $10^{17}$ эВ при прохождении слоя воздуха  $d = 600$  г/см<sup>2</sup>

Работа поддержана грантом МОН РК №1276/ГФ2.

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1 Мурзин В.С. Астрофизика космических лучей. М.: МГУ, 2006. – 668 с.
- 2 Панасюк М.И. и др. Тайна происхождения галактических космических лучей // Вестник Московского университета. Серия 3. Физика, астрономия – 2012. – № 6. – С. 25-30. <http://www.roskosmos.ru/Doc1Show.asp?DocID=17>.
- 3 Булатов В.Л. и др. Тестирование технологического образца установки "НУКЛЕОН" на пионном пучке // ПТЭ – 2010. – № 1. – С. 34–41
- 4 Heck D., Knapp J., Capdeville J.N., Schatz G., Thouw T. CORSIKA: A Monte Carlo Code to Simulate Extensive Air Showers // FZKA 6019, Karlsruhe. – 1998. – 89 p.
- 5 Apel W.D., Boos E.G., Lebedev I.A. et al. Applying Shower Development Universality to KASCADE data // Astropart. Phys. 2008. Vol. 29, N 6. P. 412-419.

#### REFERENCES

- 1 Murzin V.S. Astrophysica kosmicheskikh luchey. Moskva, MGU, 2006. 668p. (in Russ.)
- 2 Panasyuk M.I. et al. Tayna proishozhdeniya galakticheskikh kosmicheskikh luchey Vestnik Moscovskogo universiteta. Seriya 3. Fizika, Astronomiy, 2012. N6. P. 25-30. <http://www.roskosmos.ru/Doc1Show.asp?DocID=17>. (in Russ.)
- 3 Bulatov V.L. et al. Testirovanie technologicheskogo obrazca ustanovki "NUCLEON" na pionnom puchke PTE 2010. N1. P. 34–41 (in Russ.)
- 4 Heck D., Knapp J., Capdeville J.N., Schatz G., Thouw T. CORSIKA: A Monte Carlo Code to Simulate Extensive Air Showers // FZKA 6019, Karlsruhe. – 1998. – 89 p.
- 5 Apel W.D., Boos E.G., Lebedev I.A. et al. Applying Shower Development Universality to KASCADE data // Astropart.Phys. 2008. Vol. 29, N 6. P. 412-419.

#### Резюме

А. Ш. Гайтинов, С. А. Ыбрайымова, И. А. Лебедев, А. И. Федосимова

(Физика-техникалық институты, Алматы, Қазақстан)

#### ЖҰҚА КАЛОРИМЕТР ҚАБАТТАРЫ САНЫН МИНИМИЗАЦИЯЛАУ ҮШІН КАСКАДТЫ ҚИСЫҚТЫҢ ДИСКРЕТИЗАЦИЯСЫНЫҢ ПАРАМЕТРЛЕРІ

Жұқа калориметр негізде, жоғары иондаушы сәулеленудің энергиясын анықтау дәлдігін ұлғайту мақсатымен каскадты қисықты дискретизациялау параметрлерінің зерттеуі өткізілген. Энергияны анықтау дәлділігін, егер бақылаудың белгілі бір деңгейіндегі бөлшектер санының жұтқыш қабатымен бөлінген,

бақылаудың екі көрші деңгейлеріндегі бөлшектер саны айырмасынан тәуелділігінің корреляциялық қисықтарын пайдаланса айтарлықтай үлкейтуге болатыны көрсетілді. Талдау нәтижесінде, корреляциялық қисықтары бастапқы энергиядан тәуелді реттелген көріністер болатыны көрсетілді. Корреляциялық қисықтың көтерілетін тармағының флуктуациясы, әсіресе каскадты қисықтар флуктуацияларымен салыстырғанда болмашы. Корреляциялық қисықтарды пайдалану кезінде, сондай-ақ бастапқы ядроның белгісіздік мәселесі автоматты түрде шешіледі, өйткені іс жүзінде барлық ядролар үшін корреляциялық қисықтар бір-біріне дәл келеді. Жұтқыш қалыңдығының әртүрлі мәндерімен корреляциялық қисықтар ұсынылған. Жұтқыш қабатының ұлғаюы энергияны дәл анықтауға мүмкіндік беретіні көрсетілді. Дегенмен жұтқыш қабатының ұлғаюы қондырғы массасын көбейтеді. Сонымен қабаттың қалыңдығын таңдау, нақты эксперименттің міндеттері мен шарттарынан тәуелді болады.

**Тірек сөздер:** жұқа калориметр, каскадты қисықтар, флуктуациялар.

### Summary

*A. Sh. Gaitinov, S. A. Ibraimova, I. A. Lebedev, A. I. Fedosimova*

(Institute of Physics and Technology, Almaty, Kazakhstan)

### PARAMETRES OF DIGITIZATION OF A CASCADE CURVE FOR MINIMIZATION OF NUMBER OF LAYERS OF A THIN CALORIMETER

Research of parameters of digitization of a cascade curve for increase in accuracy of energy definition of high ionizing radiations on the basis of a thin calorimeter, is carried out. It is shown, that accuracy of energy reconstruction can be increased essentially if to use correlation curve dependences of number of particles at observation level versus a difference of number of particles at two next observation levels divided by an absorber layer. As a result of the analysis it is shown, that correlation curves represent the ordered picture depending on primary energy. Fluctuations of an ascending branch of a correlation curve are insignificant, especially in comparison with fluctuations of cascade curves. At use of correlation curves also the problem of uncertainty of a primary nucleus is unessential as correlation curves practically coincide for different nuclei. Correlation curves with various values of a thickness of an absorber are presented. It is shown, that the increase in a layer of an absorber leads to increase in accuracy of definition of energy. However the increase in a layer of an absorber increases weight of installation. Thus, the choice of a thickness of a layer depends on tasks and conditions of concrete experiment.

**Keywords:** a thin calorimeter, cascade curves, fluctuations.

УДК 53.01; 53.043

*Ф. М. ПЕНЬКОВ, П. М. КРАСОВИЦКИЙ*

(Институт ядерной физики, Алматы, Казахстан)

### ДИФфуЗИЯ МОЛЕКУЛЫ БЕРИЛЛИЯ ПРИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЯХ

**Аннотация.** Рассматривалась диффузия молекулы бериллия по поверхности меди (001). Из-за существенно резонансной вероятности прохождения барьера, квантовая диффузия молекулы при низких температурах превышает атомарную диффузию. Результаты были получены численным решением двумерного уравнения Шредингера в схеме решения, допускающей развал молекулы.

**Ключевые слова:** двумерное рассеяние, резонансная прозрачность, квантовая диффузия составных частиц.

**Тірек сөздер:** екі өлшемді шашырау, резонанстық мөлдірлік, құрама бөлшектердің кванттық диффузиясы.

**Keywords:** two-dimension scattering, resonance transparent, quantum diffusion of compound particles.

В 1994 году японские ученые [1] впервые обнаружили эффект увеличения вероятности прохождения отталкивающего барьера парой связанных частиц при определенных энергиях. Позже этот эффект, объясненный в рамках задачи трех тел [2], был назван эффектом резонансной прозрач-

ности. Эффект резонансной прозрачности в последнее время активно изучается как со стороны расширения возможности его реализации, так и со стороны его прикладного значения [2–13].

Объяснение эффекта основано на том, что пара связанных частиц может образовывать вблизи барьера квазисвязанные состояния. При совпадении энергии пары частиц с энергией такого состояния и наблюдается прозрачность барьера. При таких энергиях вероятности прохождения барьера составной частицей могут достигать единицы и на много порядков превышать вероятность прохождения барьера одной частицей [2–4].

В настоящее время изучаются особенности эффекта для различных квантовых систем [3–5, 7, 12], возможности применения эффекта для объяснения квантовой диффузии [6], прохождения куперовской пары через барьер [8], резонансного формирования молекул из отдельных атомов [8] и даже возможности управления направлением диффузии в твердом теле [13]. Указанные задачи стимулировали разработку численных методов и программных продуктов для описания эффектов резонансной прозрачности [10, 11]. Несмотря на то, что в вышеуказанных работах основным приложением служат физика твердого тела и нанотехнологии, существуют работы по применению эффекта туннелирования атомных ядер через кулоновский барьер, где эффекты многочастичности проявляются в аномальном поведении сечений ядерных реакций ниже кулоновского барьера, а в работе [2] рассматриваются резонансные вероятности индуцированного распада ложного вакуума.

Вышеприведенный краткий литературный обзор показывает, что академическое изучение эффекта резонансной прозрачности переходит в стадию изучения возможностей применения эффекта в прикладных задачах [6, 8]. В настоящей работе изучались эффекты квантовой диффузии бинарных молекул в твердом теле. Для анализа таких эффектов необходимо исследовать особенности резонансной прозрачности для пары атомов, связанных реалистичным взаимодействием. В этом случае возникает не изученная до настоящего времени проблема прохождения парой барьера при энергиях движения выше порога развала пары, что приводит к необходимости учета непрерывного спектра пары.

Расчет интегральных характеристик эффекта резонансной прозрачности определяет диффузию. Если вероятность прохождения представляет собой ступеньку: выше барьера 1, ниже – ноль, то мы получаем классический закон Аррениуса, если же она определяется квантовомеханическим описанием, то можно говорить о квантовой диффузии.

*Молекула бериллия как наиболее подходящий кандидат для квантовой диффузии.* Одной из важных составляющих задачи изучения молекулярной резонансной диффузии в твердом теле является выбор объекта рассмотрения – диффундируемой молекулы. Эта молекула должна быть составлена из легчайших атомов для наблюдения эффектов квантовой диффузии. Для возможности сравнения молекулярной диффузии с атомарной электронная конфигурация молекулы должна быть предельно близка к произведению атомарных конфигураций. Такое требование выполняется только для молекулярной связи типа сил Ван-дер-Ваальса. Самой легкой ван-дер-ваальсовой молекулой является молекула  ${}^4\text{He}_2$ , однако ее энергия связи (около 1 милликельвина) практически исключает возможности экспериментальной проверки теоретических расчетов.

Поэтому в качестве молекулы для расчетов была выбрана двухатомная молекула бериллия  ${}^9\text{Be}_2$ . Эта молекула характеризуется ван-дер-ваальсовым типом межатомного взаимодействия. Вследствие этого электронные оболочки атомов бериллия искажены в меньшей степени, по сравнению с атомами в обычной молекуле. Это упрощает рассмотрение взаимодействия атомов молекулы с внешним потенциалом – взаимодействие каждого атома молекулы можно рассматривать как взаимодействие свободного атома и делает возможным корректное сравнение одноатомной и молекулярной диффузии через один и тот же барьер в твердом теле.

Параметры молекулы бериллия: приведенная масса  $\mu=4,506$  а.е.м., среднее расстояние между атомами  $2,47$  Å. Частота молекулярных колебаний, выраженная в единицах температуры, удобных в расчетах:  $\hbar\omega = 400$  K.

В качестве потенциала, описывающего взаимодействие частицы внутри молекулы, наиболее привлекательным выглядит потенциал Морзе:

$$V = D\left(e^{-2\rho(r-r_{eq})} - 2e^{-\rho(r-r_{eq})}\right),$$

где  $D$  – глубина ямы молекулярного взаимодействия в точке равновесия  $r_{eq}$ ,  $\rho$  отвечает за ширину потенциальной ямы.

Учитывая средний размер молекулы и расстояние между уровнями, можно параметризовать молекулярный потенциал так, чтобы значения соответствовали наблюдаемым величинам:

$D = 1,28 \cdot 10^3 K$ ,  $r_{eq} = 2,47 \text{ \AA}$ ,  $\rho$  определяется из условия равенства разницы энергии между первым и вторым уровнем, частоте  $\omega_e = 276 \text{ см}^{-1}$ :  $E_2 - E_1 = \omega_e \hbar$ ,  $\rho = 2,968 \text{ \AA}^{-1}$ . Энергия основного состояния бериллия в потенциале Морзе будет равна  $\varepsilon_1 = -1044,88 K$ .

Для полноты описания задачи необходимо также определить потенциал, отвечающий за процессы диффузии. Возможны различные виды диффузии. В наших ранних работах [14] рассматривалась объемная диффузия. Высота барьера в этом случае составляет 10000–40000  $K$ . Другим типом диффузии является поверхностная диффузия. Для нее свойственна меньшая высота барьера. В экспериментальной работе по обнаружению квантовой диффузии атомов водорода [15] были определены энергии активации, исходя из расчета диффузии как чисто классического, подчиняющегося закону Аррениуса. В эксперименте наблюдалась поверхностная диффузия атомов водорода и дейтерия. При этом отмечается, что классическая диффузия для атомов водорода и дейтерия происходит при температурах выше 65  $K$ . Параметры потенциала, исходя из данных этой работы, можно определить в следующем виде: для диффузии в плоскости кристалла меди (001) высота барьера  $\sim 200 \text{ мэВ}$  (точные значения 197 мэВ – для водорода, 194 мэВ – для дейтерия), или, в более удобных для нас единицах:  $2,3 \cdot 10^3 K$ .

Конкретная форма барьера выбирается исходя из требований, предъявляемых к точности решения задачи методами численного счета. Хорошо зарекомендовали себя потенциалы отталкивания гауссового типа. Параметры потенциала: высота 1280  $K$  и параметр ширины были выбраны из модельного условия, что ширина потенциала отталкивания при кинетической энергии равной энергии основного состояния молекулы будет равна 1  $\text{ \AA}$ .

Асимптотические условия определяются асимптотическим решением уравнения Липпмана – Швингера. В частности, для рассеяния молекулы в основном состоянии, порождаемого барьерным потенциалом, асимптотика будет представлять собой набор волн типа:

$$\begin{aligned} \Psi(x, y) &\xrightarrow{y \rightarrow -\infty} \varphi_1(x) \exp(ik_1 y) + \sum_{n=1}^5 f_n^- \varphi_n(x) \exp(-ik_n y) + R^-, \\ \Psi(x, y) &\xrightarrow{y \rightarrow +\infty} \sum_{n=1}^5 f_n^+ \varphi_n(x) \exp(ik_n y) + R^+, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\varphi_n(y)$  – волновая функция  $n$ -го состояния молекулы с энергией  $\varepsilon_n$ ,  $f_n^\pm$  – амплитуды прохождения (+) или отражения (-) пары через барьер,  $k_n$  – импульс движения центра инерции молекулы для состояния с энергией  $\varepsilon_n$ . Символами  $R^\pm$  помечены вклады непрерывного спектра, то есть вклад амплитуд развала. Разумеется, они отличны от нуля только при энергии больше нуля.

Асимптотика волновой функции (1) определяет коэффициенты прохождения с возбуждением подсистемы  $W_i$  и полную вероятность прохождения  $W$ :

$$W_{li} \equiv W_i = \frac{k_i}{k_1} |f_i^+|^2; \quad W_{tot} \equiv W = \sum_{i=1}^5 W_i,$$

а также коэффициенты отражения с возбуждением молекулы и полный коэффициент отражения:

$$D_{li} \equiv D_i = \frac{k_i}{k_1} |f_i^-|^2; \quad D_{tot} \equiv D = \sum_{i=1}^5 D_i.$$

Закон сохранения вероятности (унитарность оператора рассеяния) требует выполнения условия:

$$W + D = 1, \quad (2)$$

при  $E < 0$ . При  $E > 0$  к левой части условия (2) должна быть добавлена вероятность развала, иначе  $W + D \leq 1$ . При этом условие равенства возможно лишь при нулевой амплитуде развала, то есть для

надбарьерного прохождения при кинетических энергиях, много больше амплитудных значений потенциалов отталкивания.

Таким образом, для решения задачи нахождения вероятностей прохождения, отражения и развала нам нужно найти 11 неизвестных амплитуд: пять амплитуд прохождения  $f_n^+$ , пять амплитуд развала  $f_n^-$  и амплитуду развала  $f^d$ . Для их нахождения можно воспользоваться условием ортогональности собственных состояний молекулы, включая и состояния непрерывного спектра. К сожалению, асимптотическое выражение для функций  $R^\pm$  уже не будет ортогонально связанным состояниям  $\varphi_n$ , поскольку записывается в явном виде только в переменных:  $X = \sqrt{x^2 + y^2}$  и  $\Theta = \arctan \frac{x}{y}$ . То есть если для задач рассеяния с возбуждением дискретного спектра разделяются

переменные  $x$  и  $y$ , то для рассеяния с развалом разделяются переменные  $X$  и  $\Theta$ . Поэтому в первом случае удобно решать задачу в декартовых координатах  $x$  и  $y$ , а во втором случае в цилиндрических:  $X$  и  $\Theta$ . Возможная схема решения в совмещении отдельных узлов сетки декартовой и цилиндрической систем координат предполагает столь низкую численную точность решения, что любые выводы о резонансных механизмах прохождения пары через барьер будут недостоверными.

*Прохождение молекулы бериллия через барьер.* Для расчета интегральных характеристик процесса – резонансной диффузии, были получены результаты коэффициента прохождения молекулы бериллия для всех резонансов (рисунок 1).

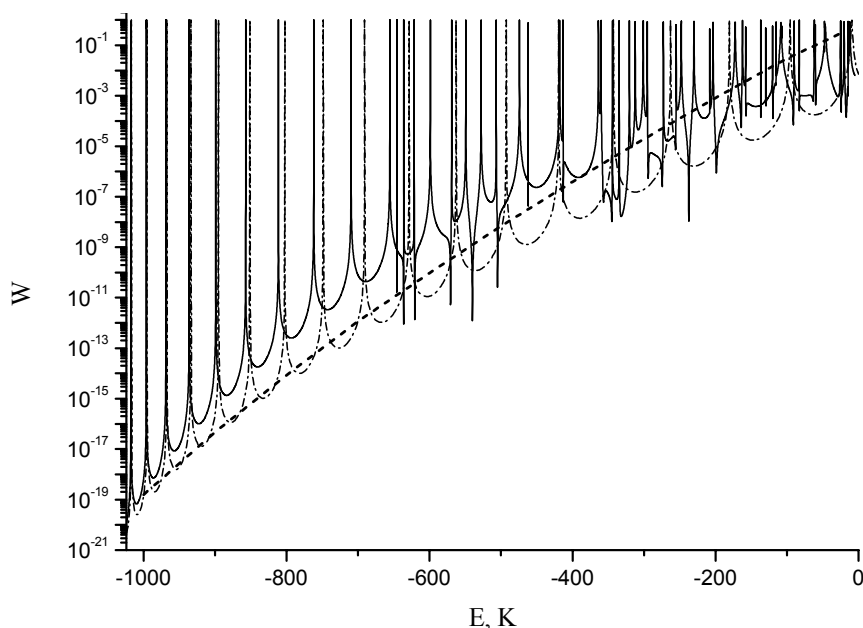


Рисунок 1 – Вероятность прохождения барьера молекулой бериллия. Пояснения в тексте

Результат расчета представлен сплошной линией. Для сравнения даны результаты расчета одного атома бериллия сквозь аналогичный барьер – пунктирная линия и жесткой молекулы (с фиксированным расстоянием между атомами). Данная молекула также имеет резонансы при прохождении, это объясняется существованием квазистабильных состояний, когда центр такой молекулы находится точно на барьере.

Для удобства сравнения энергия одной частицы отсчитывается от глубины потенциала связи молекулы бериллия,  $E = E_k - E_0$ ,  $E_0 = -1280$  K.

*Расчет резонансной диффузии.* Вероятность прохождения молекулы бериллия через потенциальный барьер имеет ярко выраженный резонансный характер. Однако, как показано выше, ширины резонансов в широкой области энергии прохождения слишком малы для экспериментального обнаружения. Для сравнения с экспериментом вводится интегральная величина – диффузия.

Модели диффузии в твердом теле предполагают абсолютную непрозрачность внутрикристаллических барьеров при энергии частицы  $E$ , меньшей высоты барьера  $E_{\max}$ . То есть вероятность прохождения барьера  $P$  для одной частицы пропорциональна единичной функции:  $P(E) = 0$  при  $E < E_{\max}$  и единице в обратном случае. Диффузию как функцию энергии можно записать в виде:  $D = D_0 P(E)$ , где  $D_0$  имеет масштаб газовой диффузии [18]. После термодинамического усреднения получаем

$$D_{term} = \int_0^{\infty} D_0 P(E) e^{-E/T} \frac{dE}{T} \cong D_0 e^{-E_{\max}/T}$$

Данное выражение совпадает с определением классической диффузии, определяемой законом Аррениуса. В квантовом случае вероятность  $P(E)$  нужно заменить на полную вероятность прохождения через барьер:  $W_{tot} = \sum_{j < N} W_{jn}$ .

Соответственно:

$$D_{term} = \int_0^{\infty} D_0 W_{tot} e^{-E/T} \frac{dE}{T} \cong D_0 F(T).$$

На основе этого алгоритма был произведен расчет зависимости функции  $F(T)$  от температуры. Результаты представлены на рисунке 2 (левая панель) в виде сплошной линии. Для сравнения была вычислена классическая диффузия (штрих-пунктирная линия), квантовая диффузия атома жесткой молекулы (штриховая линия), данные по вероятности прохождения которых были приведены на рисунке 1. Точечной линией обозначена квантовая диффузия одного атома бериллия, данные по вероятности взяты отсюда же.

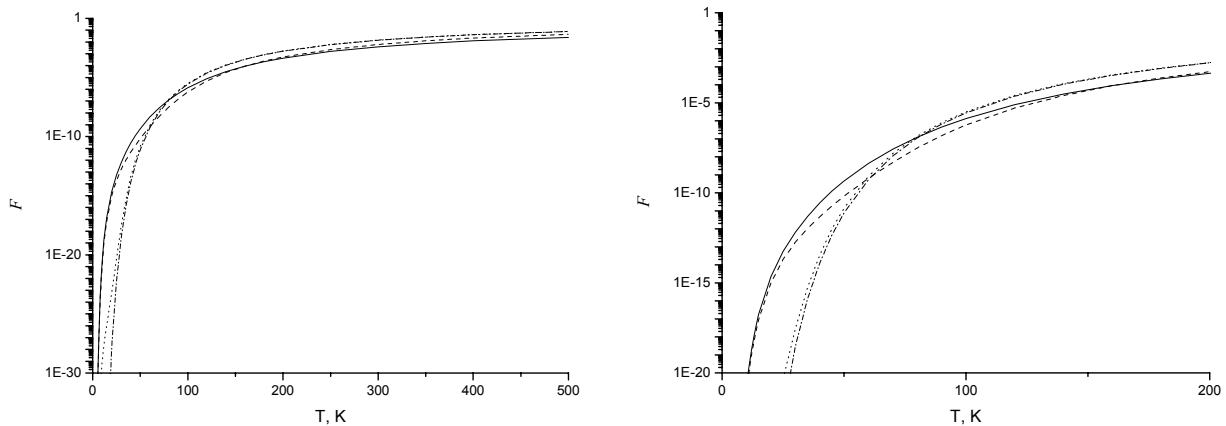


Рисунок 2 – Сравнение зависимости квантовой диффузии молекулы и атома бериллия, жесткой молекулы (гантели), а также классической диффузии. Пояснения в тексте

Наиболее интересный эффект ожидался при низких температурах, поэтому расчет был проведен только до 500 К. Энергия в температурных единицах считалась от энергии связи молекулы бериллия. Учитывая, что основной вклад дает область низких энергиях, коэффициент прохождения при энергии выше энергии развала молекулы принимался равным единице. Квантовая диффузия и диффузия одного атома при высоких температурах совпадают. При низких энергиях квантовая диффузия всех типов, как и следовало ожидать, находится выше классической.

На правой панели рисунка 2 приведен увеличенный фрагмент этой же картины. Можно отметить расхождения в диффузии жесткой молекулы и молекулы с потенциалом Морзе. При крайне низких температурах, до 20 К, они совпадают. Это соответствует сближению графиков для коэффициентов прохождения этих объектов. Физически можно описать данную ситуацию, как возможность применения адиабатического приближения в этой области, объект «жесткая молекула» является неплохой моделью такого приближения.

При повышении температуры молекулярная диффузия превышает диффузию жесткой молекулы. Это связано как с ростом количества резонансов при открытии дополнительных каналов, так

и превышением фонового коэффициента прохождения. Однако при температуре выше 180 К диффузия жесткой молекулы становится выше молекулярной диффузии. Фоновые значения коэффициентов прохождения здесь вновь приближаются друг к другу, а резонансы, жесткой молекулы становятся шире резонансов молекулы с потенциалом Морзе.

Основной результат работы можно увидеть на рисунке – превышение молекулярной диффузии над атомарной. Видно, что при температуре ниже 80 К молекулярная диффузия значительно превышает атомарную. Различия достигают 8 порядков.

Работа выполнена в рамках гранта 0602/ГФ МОН РК.

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1 Saito N. and Kayanuma Y. Resonant tunnelling of a composite particle through a single potential barrier // *J. Phys.: Condens. Matter.* – 1994. – V. 6, is. 20. – P. 3759-3766.
- 2 Pen'kov F.M. Metastable states of a coupled pair on repulsive barrier // *Physical Review A.* – 2000. – V. 62, is. 4. – P. 044701-1,4.
- 3 Pen'kov F.M. Quantum transmittance of barriers for composite particles // *JETP.* – 2000. – V. 91, is. 4. – P. 698-705.
- 4 Goodvin G. L. and Shegelski M.R.A. Tunneling of a diatomic molecule incident upon a potential barrier // *Phys. Rev. A.* – 2005. – V. 71, is. 11. – P. 032719-1-2.
- 5 Sato T. and Kayanuma Y. Quantum inelasticity in reaction of a composite particle // *Europhys. Lett.* – 2002. – V. 60, is. 3. – P. 331–336.
- 6 Pijper E. and Fasolino A. Quantum surface diffusion of vibrationally excited molecular dimmers // *J. Chem. Phys.* – 2007. – V. 126, is. 1. – P. 014708-1-10.
- 7 Shegelski M.R.A., Hnybida J., Friesen H., Lind C. and Kavka J. Tunneling of a diatomic molecule with unbound states in one dimension // *Phys. Rev. A.* – 2008. – V. 77, is. 3. – P. 032702-1-12.
- 8 Shegelski M.R.A., Hnybida J. and Vogt R. Formation of a molecule by atoms incident upon an external potential // *Phys. Rev. A.* – V. 78, is. 6. – P. 062703-1-5.
- 9 Shegelski M.R.A. and Hnybida J. Tunneling of a diatomic molecule with many bound states // *Physical Review A.* – 2008. V. 78, is. 3. – P. 032711-1-8.
- 10 Chuluunbaatar O., Gusev A. A., Derbov V. L., Krassovitskiy P. M., Vinitzky S. I. Channeling problem for charged particles produced by confining environment // *Physics of Atomic Nuclei.* – 2009. – V. 72, is. 5. – P. 768-778.
- 11 Chuluunbaatar O., Gusev A.A., Vinitzky S.I. and Abrashkevich A.G. A program for computing eigenvalues and eigenfunctions and their first derivatives with respect to the parameter of the parametric self-adjointed Sturm–Liouville problem // *Computer Physics Communications.* – 2009. – V. 180, is. 8. – P. 1358-1375.
- 12 Kavka J.J., Kerbrat D. and Shegelski M.R.A. Quantum tunneling and reflection of a molecule with a single bound state // *Physical Review A.* – 2010. V. 81, is. 2. – P. 022708-1-13.
- 13 Bondar D.I., Liu W.-K. and Ivanov M. Yu. Enhancement and suppression of tunneling by controlling symmetries of a potential barrier // *Phys. Rev. A.* – 2010. –V. 82, is. 5. – P. 052112-1-9.
- 14 Красовицкий П.М., Пеньков Ф.М. Резонансное прохождение барьера связанной парой фермионов. Материалы 5-й международной конференции «Ядерная и радиационная физика», Алматы, 2006. Т. 2, с. 468
- 15 Lauhon L.J. and Ho W. Direct Observation of the Quantum Tunneling of Single Hydrogen Atoms with a Scanning Tunneling Microscope // *Phys. Rev. Letters.* – 2000. – Vol. 85, is. 21. – P. 4566-4569.
- 16 Шмид Эрих, Цигельман Хорст. Проблема трех тел в квантовой механике. М.: Наука, 1979.
- 17 Справочник по специальным функциям. Под редакцией М. Абрамовица и И. Стиган. М.: Наука, 1976 г.
- 18 Френкель Я. И., Собрание избранных трудов, т III, Издательство АН СССР, Москва-Ленинград, 1959 г.

#### REFERENCES

- 1 Saito N. and Kayanuma Y. Resonant tunnelling of a composite particle through a single potential barrier *J. Phys.: Condens. Matter.* **1994.** V. 6, is. 20. P. 3759-3766.
- 2 Pen'kov F.M. Metastable states of a coupled pair on repulsive barrier *Physical Review A.* **2000.** V. 62, is. 4. P. 044701-1,4.
- 3 Pen'kov F.M. Quantum transmittance of barriers for composite particles *JETP.* **2000.** V. 91, is. 4. P. 698-705.
- 4 Goodvin G. L. and Shegelski M.R.A. Tunneling of a diatomic molecule incident upon a potential barrier *Phys. Rev. A.* **2005.** V. 71, is. 11. P. 032719-1-2.
- 5 Sato T. and Kayanuma Y. Quantum inelasticity in reaction of a composite particle *Europhys. Lett.* **2002.** V. 60, is. 3. P. 331–336.
- 6 Pijper E. and Fasolino A. Quantum surface diffusion of vibrationally excited molecular dimmers *J. Chem. Phys.* **2007.** V. 126, is. 1. P. 014708-1-10.
- 7 Shegelski M.R.A., Hnybida J., Friesen H., Lind C. and Kavka J. Tunneling of a diatomic molecule with unbound states in one dimension *Phys. Rev. A.* **2008.** V. 77, is. 3. P. 032702-1-12.
- 8 Shegelski M.R.A., Hnybida J. and Vogt R. Formation of a molecule by atoms incident upon an external potential *Phys. Rev. A.* **2008.** V. 78, is. 6. P. 062703-1-5.
- 9 Shegelski M.R.A. and Hnybida J. Tunneling of a diatomic molecule with many bound states *Physical Review A.* **2008.** V. 78, is. 3. P. 032711-1-8.



- 10 Chuluunbaatar O., Gusev A. A., Derbov V. L., Krassovitskiy P. M., Vinitzky S. I. Channeling problem for charged particles produced by confining environment *Physics of Atomic Nuclei*. **2009**. V. 72, is. 5. P. 768-778.
- 11 Chuluunbaatar O., Gusev A.A., Vinitzky S.I. and Abrashkevich A.G. A program for computing eigenvalues and eigenfunctions and their first derivatives with respect to the parameter of the parametric self-adjointed Sturm–Liouville problem *Computer Physics Communications*. **2009**. V. 180, is. 8. P. 1358-1375.
- 12 Kavka J.J., Kerbrat D. and Shegelski M.R.A. Quantum tunneling and reflection of a molecule with a single bound state *Physical Review A*. **2010**. V. 81, is. 2. P. 022708-1-13.
- 13 Bondar D.I., Liu W.-K. and Ivanov M. Yu. Enhancement and suppression of tunneling by controlling symmetries of a potential barrier *Phys. Rev. A*. **2010**. V. 82, is. 5. P. 052112-1-9.
- 14 Krassovitskiy P.M. Penkov F.M. Resonansnoe prohozhdenie bariera svyazannoy paroy fermionov, *Materialy 5 mezh-dunarodnoy konferentsii "Yadernaia i radiatsionnaia phisica"*, Almaty. **2006**. V. 2 p. 468 (in Russ).
- 15 Lauhon L.J. and Ho W. Direct Observation of the Quantum Tunneling of Single Hydrogen Atoms with a Scanning Tunneling Microscope *Phys. Rev. Letters*. **2000**. V. 85, is. 21. P. 4566-4569.
- 16 Schmid Jerih, Cigel'man Horst. Problema treh tel v kvantovoj mehanike. *M.: Nauka*, **1979** (in Russ).
- 17 Spravochnik po spedal'nym funkciyam. Pod redakciej M. Abramovica i I. Stigan. *M.: Nauka*, **1976** (in Russ).
- 18 Frenkel' Ja. I., Sobranie izbrannyh trudov, V. III, *Izdatel'stvo AN SSSR, Moskva-Leningrad*, **1959** (in Russ).

### Summary

*F. M. Penkov, P. M. Krassovitskiy*

(Institute of nuclear physics, Almaty, Kazakhstan)

#### THE DIFFUSION OF BERYLLIUM MOLECULE AT LOW ENERGY

The diffusion of beryllium molecule on the copper surface (001) has been investigated. The quantum diffusion is more than classical one at low temperature due to important resonance probability. The result has been found by numerical solution of Schrödinger equation by scheme which gives possibility take into account decay of molecule.

**Keywords:** two-dimension scattering, resonance transparent, quantum diffusion of compound particles.

UDC 530.12:531.51

*F. ATAMUROTOV<sup>1</sup>, U. PAPNOI<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>Institute of Nuclear Physics, Ulughbek, Tashkent 100214, Uzbekistan,

<sup>2</sup>Centre for Theoretical Physics, Jamia Millia Islamia, New Delhi 110025, India)

### SILHOUETTE OF ROTATING BLACK HOLE IN MYERS-PERRY GRAVITY

**Abstract.** The geodesic equation of motion of photons is presented in the five-dimensional (5D) rotating black hole spacetime with rotation parameter  $a$ . We study the radial motion of the photons which depends on the parameters of the spacetime metric to visualize the shape of the shadow for five-dimensional Myers-Perry black hole defining observable radius  $R_s$ . We have found that the shape of the shadow depends on the rotation parameter as well as on the angle of inclination of observer.

**Keywords:** photon motion, silhouette of black hole, shadow of black hole, Myers-Perry spacetime.

**Ключевые слова:** движение фотона, силуэт черной дыры, тень черной дыры, пространство-время Майерс-Перри.

**I. Introduction.** Black holes are very interesting gravitational, as well as geometric, objects which may exist in multidimensional spacetimes. Other interesting axisymmetric object is the five dimensional(5D) supergravity black hole [1,2], which is an important solution of supergravity Einstein-Maxwell equation. Recently, a charged black hole solution in the limit of slow rotation was constructed in [3]. Also, charged rotating black hole solutions have been discussed in the context of supergravity and string theory [4]. The solution obtained by Chong et. al. [1] of minimal gauged supergravity theory comes closest to Kerr-Newman analogue. Energetics of a rotating charged black hole in 5-dimensional supergravity spacetime has been studied in [5] where energy extraction even for axial fall has been predicted.

Despite the fact that a black hole is not visible, it may be observable nonetheless since it may create a shadow if it is in front of a bright background. The apparent shape of an extremely rotating black hole was first studied by Bardeen [6]. The closed photon orbits in general Kerr-Newman spacetimes were analytically studied in Ref. [7], even in cases where the so-called cosmic censorship is violated. It is strongly believed that the observability of black hole shadows in the near future is very realistic [8]. Recently, great interest emerged especially for the observability of the black hole in the center of Milky Way, Sgr A\* [9]. The shadow of Schwarzschild [10], rotating non-Kerr [11], rotating black hole with gravitomagnetic charge [12], rotating Horava-Lifshitz black hole [13] and other spherically symmetric black holes [14] have been intensively studied. The shadow cast by a rotating braneworld black hole was studied in Ref. [15] in the Randall-Sundrum scenario.

The paper is organized as follows. In Sec. II, we review the basic aspects of the geometry and the geodesics around the 5D black hole. In Sec. III, we obtain the shadows of black holes with different values of the black hole's spin parameter  $a$ . Finally, in Sec. IV we discuss the results obtained.

## II. PARTICLE MOTION AROUND 5D BLACK HOLE

The five-dimensional rotating black hole is described by the Myers-Perry metric [2]:

$$ds^2 = -dt^2 + \frac{\rho^2}{4\Delta} dr^2 + \rho^2 d\theta^2 + (r^2 + a^2) \sin^2 \theta d\phi^2 + (r^2 + b^2) \cos^2 \theta d\psi^2 + \frac{4M^2}{\rho^2} (dt + a \sin^2 \theta d\phi + b \cos^2 \theta d\psi)^2, \quad (1)$$

$$\Delta = \frac{(r^2 + a^2)^2}{r^2} - 2Mr, \quad \rho^2 = r^2 + a^2 \cos^2 \theta + b^2 \sin^2 \theta. \quad (2)$$

Here  $a, b$  are angular momentum per total mass of black hole  $M$ . In the case  $a = b$ .

Consider a black hole placed between a source of light and an observer. Then the light reaches the observer after being deflected by the black hole's gravitational field. But some part of the deflected light with small impact parameters can be emitted by the source falling into the black hole. This phenomena result a dark figure in the map of the space called the shadow. The boundary of this shadow defines the shape of a black hole (see e.g.[11]). The study of the geodesic structure around black hole is very important to obtain the apparent shape. The Hamilton-Jacobi equation determines the geodesics for a given space-time geometry:

$$\frac{\partial S}{\partial \sigma} = -\frac{1}{2} g^{\alpha\beta} \frac{\partial S}{\partial x^\alpha} \frac{\partial S}{\partial x^\beta} \quad (3)$$

with  $\sigma$  is an affine parameter along geodesics, the action can be written as following:

$$S = \frac{1}{2} m^2 \sigma - Et + L_\phi \phi + L_\psi \psi + S_\theta + S_r, \quad (4)$$

where  $m$  is the mass of a test particle.  $E, L_\phi$  and  $L_\psi$  are conservation energy and angular momentum of the particles. In the case of null geodesics, we have that  $m = 0$ , and from the Hamilton-Jacobi equation, the following equations of motion are obtained:

$$\rho^2 \frac{\partial t}{\partial \sigma} = E \rho^2 + \frac{2(r^2 + a^2)^2}{\Delta} \Sigma, \quad (5)$$

$$\rho^2 \frac{\partial \phi}{\partial \sigma} = \frac{L_\phi}{\sin^2 \theta} - \frac{2a(r^2 + a^2)^2}{\Delta} \Sigma, \quad (6)$$

$$\rho^2 \frac{\partial \psi}{\partial \sigma} = \frac{L_\psi}{\cos^2 \theta} - \frac{2a(r^2 + a^2)^2}{\Delta} \Sigma, \quad (7)$$

$$\rho^2 \frac{\partial r}{\partial \sigma} = 2\sqrt{R}, \quad (8)$$

$$\rho^2 \frac{\partial \theta}{\partial \sigma} = 2\sqrt{\Theta}, \quad (9)$$

where the functions  $R(r)$  and  $\Theta(\theta)$  are following as:

$$R(r) = \Delta(2a^2 E^2 - K) + 2(r^2 + a^2)^2 \Sigma^2, \quad (10)$$

$$\Theta(\theta) = E^2 a^2 - \frac{\cos^2 \theta}{\sin^2 \theta} L_\varphi^2 - \frac{\sin^2 \theta}{\cos^2 \theta} L_\psi^2, \quad (11)$$

where  $K$  as a constant of separation.

Every orbit can be characterized by three impact parameters, which can be expressed in the terms of constant of motion  $E, L_\varphi, L_\psi$  and the Carter constant  $K$ . Combining these quantities, we define as usual  $\xi = L_\varphi / E, \zeta = L_\psi / E$  and  $\eta = K / E^2$ , which are impact parameters for general orbits around the black hole. We use Eq. (10) to derive the orbits with constant  $r$  in order to obtain the boundary of the shadow of the black hole. These orbits satisfy the conditions  $R(r) = 0 = dR(r) / dr$ , which are fulfilled by the values of the impact parameters that determine the contour of the shadow, therefore,

$$\xi + \zeta = \frac{r^6 + 3a^2 r^4 + 3r^2 a^4 - 4r^4 + a^6}{a(r^4 - a^4)}, \quad (12)$$

$$\eta = \frac{8r^{10} + 18a^2 r^8 + 8a^4 r^6 - 16r^8 - 4a^6 r^4 + 2a^{10}}{(r^4 - a^4)^2}. \quad (13)$$

### III. SHADOW OF BLACK HOLE

Adopting the celestial coordinates is very convenient to describe the shadow [16]:

$$\alpha = \lim_{r_0 \rightarrow \infty} (-r_0^2 (\sin^2 \theta_0 \frac{d\varphi}{dr} + \cos^2 \theta_0 \frac{d\psi}{dr})), \quad (14)$$

$$\beta = \lim_{r_0 \rightarrow \infty} r_0^2 \frac{d\theta}{dr}, \quad (15)$$

since here an observer far away from the black hole is considered  $r_0 \rightarrow \infty$ ,  $\theta_0$  is the angular coordinate of the observer, i.e. the inclination angle between the rotation axis of the black hole and the line of sight of the observer.

Calculation  $d\varphi / dr$ ,  $d\psi / dr$  and  $d\theta / dr$  using the spacetime metric given by expression (1) and taking the coordinate's limit of a far away observer, one can obtain celestial coordinates functions of the constants of motion in the form:

$$\alpha = - \left( \xi \frac{1}{\sin \theta_0} + \zeta \frac{1}{\cos \theta_0} \right), \quad (16)$$

$$\beta = \sqrt{\eta - \xi^2 \cot^2 \theta_0 - \zeta^2 \tan^2 \theta_0 + a^2}, \quad (17)$$

We show the shadow of a 5D rotating black hole using Eqs.(16)-(17). In fig. 1 we plot  $\beta$  Vs  $\alpha$  to show the contour of the shadow of the BHs for different values of rotation parameters  $a$  ( $a = 0.5$ (solidline),  $a = 1$ (dashedline),  $a = 1.2$ (dot - dashedline),  $a = 1.4$ (dottedline)), at different inclination angles  $\theta_0$  ( $\theta_0 = 0$ (left panel)  $\theta_0 = 45$ (right panel)).

**Conclusion.** In this paper we have studied the optical features of rotating Myers-Perry black hole and have analyzed how the shadow of the black hole is distorted by the presence of the  $a$  parameter. The shape of the shadow of the black hole was affected by the  $a$  parameter that is with increasing  $a$  parameter the radius of the shadow decrease.

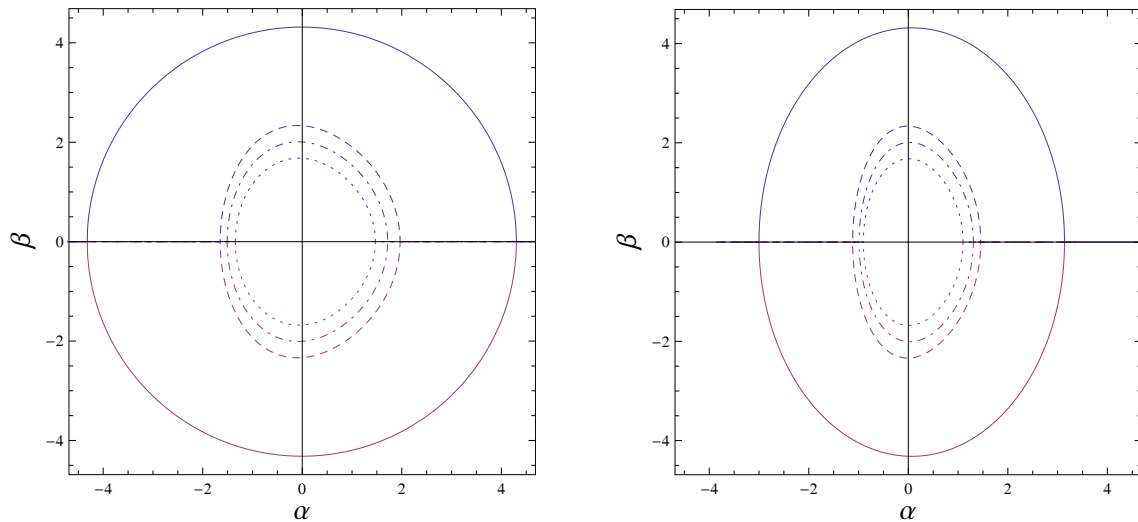


Fig. 1. Silhouette of rotating Myers-Perry black hole for different value of spin parameter and inclination angle

#### REFERENCES

- 1 Z. Chong, M. Cvetic, H. Lu and C. N. Pope, Phys. Rev. Lett. 95d, 161301 (2005).
- 2 R. C. Myers and M. J. Perry, Annals Phys. 172, 304 (1986).
- 3 A.N.Aliev, Phys. Rev. D 74, 024011 (2006).
- 4 M.Cvetic and D.Youm, Phys. Rev. D 54, 2612 (1996).
- 5 K. Prabhu and N. Dadhich, Phys. Rev. D 81, 024011 (2010).
- 6 J. M. Bardeen, in Black Holes, Proceedings of the Les Houches Summer School, Session 215239, edited by C. DeWitt and B. S. DeWitt (Gordon and Breach, New York, 1973).
- 7 A. de Vries, Classical Quantum Gravity 17, 123 (2000).
- 8 K. Hioki, and K. I. Maeda, Phys. Rev. D 80, 024042 (2009).
- 9 H. Falcke, F. Melia, and E. Agol, Astrophys. J. 528, L13 (2000)
- 10 C. Darwin, Proc. R. Soc. A 249, 180 (1959).
- 11 F. Atamurotov, A. Abdujabbarov, B. Ahmedov, Phys. Rev. D 88, 064004 (2013).
- 12 A. Abdujabbarov, F. Atamurotov, Y. Kucukakca, B. Ahmedov, and U. Camci, Astrophys. Space Sci. 344, 429 (2013).
- 13 F. Atamurotov, A. Abdujabbarov, B. Ahmedov, Astrophys. Space Sci. 348, 179 (2013).
- 14 V. Bozza, Phys. Rev. D 66, 103001 (2002).
- 15 L. Amarilla and E. Eiroa, Phys. Rev. D 85, 064019 (2012).
- 16 S. Vazquez and E. Esteban, Nuovo Cimento Soc. Ital. Fis. 119B, 489 (2004).

#### Резюме

Представлено геодезическое уравнение движения фотонов в пространстве-времени пятимерной (5D) вращающейся черной дыры с ненулевым параметром вращения. Изучено радиальное движение фотонов, которое зависит от параметров метрики пространстве-времени с целью получения отображения фигуры тени для пятимерной черной дыры Майерс-Перри, которое определяется через наблюдаемый радиус  $R_s$ . Показано, что форма тени зависит от параметра вращения, а также от угла наклона наблюдателя.

**Ключевые слова:** движение фотона, силуэт черной дыры, тень черной дыры, пространство-время Майерс-Перри.

A. A. HAKIMOV<sup>1,2</sup>, S. R. SHAYMATOV<sup>2,1</sup>, M. PATIL<sup>3</sup><sup>1</sup>Ulugh Beg Astronomical Institute, Tashkent 100052, Uzbekistan,<sup>2</sup>Institute of Nuclear Physics, Ulugbek, Tashkent 100214, Uzbekistan<sup>3</sup>Inter University Centre for Astronomy & Astrophysics, Post Bag 4, Pune 411007, India)

## PARTICLE ACCELERATION IN KERR–TAUB–NUT NAKED SINGULARITIES

**Abstract.** We study the particle acceleration by Kerr naked singularities with nonvanishing gravitomagnetic charge. We consider a collision between particles dropped in from infinity at rest, which follow geodesic motion in the equatorial plane, with the proper angular momenta. Because of the absent of an event horizon, an initially infalling particle turns back as an outgoing particle, then collides with infalling particles. We found that when NUT charge of the spacetime is less than critical value 0.0376, then minimal angular momentum of the particle to turn back is close to particle's angular momentum in Kerr naked singularity. And if NUT charge bigger critical value then for the particle which about to turn back doesn't need minimal angular momentum. All particle with non zero angular momentum will turn back and collide with other in falling particles. Particles collide in the place where would have been the event horizon in the extremal case. The center of mass energy of collision is arbitrarily large.

**Keywords:** particle acceleration mechanism, NUT charge and naked singularity.

**Ключевые слова:** механизм ускорения частиц, гравитомагнитный заряд и голая сингулярность.

**Introduction.** Astrophysical processes which may produce high energy radiation near a rotating black hole horizon attract more attention in recent publications. Such processes connected with the Penrose effect [1] have been studied long time ago [2]. Recently Banados et al. [3] (BSW) studied the collision of two particles near a rotating black hole and found that CM energy  $E_{\text{cm}}$  of the two particles moving along the equatorial plane can be arbitrarily high in the limiting case of maximal black hole spin. There is another interesting stationary axisymmetric object the Kerr-Taub-NUT (KTN) spacetime in the works [4, 5], which is an important solution of Einstein-Maxwell equations for electro-vacuum spacetime possessing with dipole moments and gravitomagnetic monopole, i.e. so-called NUT [6] parameter or *magnetic mass*. Besides the mass  $M$  and the rotation parameter  $a$ , the KTN spacetime carries with the NUT charge,  $l$ , which plays the role of a magnetic mass inducing a topology in the Euclidean section. The Penrose process in the spacetime of rotating black hole with nonvanishing gravitomagnetic charge has been considered in [7].

In this paper we investigate the particle collision with ultrahigh energies in the background of near extremal Kerr-Taub-NUT naked singularities (Kerr naked singularities with nonvanishing NUT parameter), exceeding the Kerr bound by a insignificant small amount. The authors of the works [8, 9] pointed out that the arbitrarily high CM energies  $E_{\text{cm}}$  for a Kerr black hole might not be achievable in nature due to the astrophysical limitation, such as the maximal spin, gravitational radiation. The interesting point that we show here is, in such a process limitations mentioned above are naturally circumvented, due to the absence of an event horizon. This allows us to consider high energy collisions between ingoing and outgoing particles in a generic manner, unlike in the blackhole case.

**Geodesics in Kerr-Taub-NUT spacetime.** We examine here the particle collisions in the background of a KTN naked singularity. For simplicity and clarity we focus on the test particles following timelike geodesics in the equatorial plane. The KTN metric [4,5] in Boyer-Lindquist coordinates  $(t, r, \theta, \varphi)$  is given by

$$ds^2 = \frac{1}{\Sigma} (\Delta - a^2 \sin^2 \theta) dt^2 - \frac{\Sigma}{\Delta} dr^2 - \Sigma d\theta^2 - \frac{2}{\Sigma} [\Delta \chi - a(\Sigma + a\chi) \sin^2 \theta] dt d\varphi - \frac{1}{\Sigma} [(\Sigma + a\chi)^2 \sin^2 \theta - \chi^2 \Delta] d\varphi^2, \quad (1)$$

where parameters  $\Sigma$ ,  $\Delta$  and  $\chi$  are defined by

$$\Sigma = r^2 + (l + a \cos \theta)^2, \quad \Delta = r^2 - 2Mr - l^2 + a^2, \quad \chi = a \sin^2 \theta - 2l \cos \theta,$$

$M$  is the total mass of the central object,  $a$  is the specific angular momentum of the black hole,  $l$  is the NUT parameter. The radius of the event horizon and the Cauchy horizon of the KTN spacetime are  $r_{H,C} = M \pm \sqrt{M^2 - a^2 + l^2}$ , respectively, which are roots of the equation  $\Delta = 0$ . The existence of the horizons requires  $a^2 \leq M^2 + l^2$ . It then follows that when  $a > \sqrt{2}$  [10], there is no event horizon and the timelike naked singularity at  $r = 0$ ,  $\theta = \pi/2$ , is exposed to asymptotic observers. We also note that for extremal Kerr blackhole, namely with  $a = \sqrt{2}$ ,  $l = 1$ ,  $M = 1$ , the event horizon is located at  $r = 1$ . The Hamilton-Jacobi equation determines the geodesics for a given space-time geometry:

$$\frac{\partial S}{\partial \tau} = -\frac{1}{2} g^{\mu\nu} \frac{\partial S}{\partial x^\mu} \frac{\partial S}{\partial x^\nu}, \quad (2)$$

where  $\tau$  is an affine parameter along the geodesics,  $g_{\mu\nu}$  are the components of the metric tensor and  $S$  is the Jacobi action. We can write the Jacobi action  $S$  in a separable form

$$S = \frac{1}{2} m^2 \delta_1 \tau - Et + L\varphi + S_r(r) + S_\theta(\theta), \quad (3)$$

where  $m$  is the mass of a test particle,  $\delta_1$  concerns to geodesics (for timelike  $\delta_1 = -1$ , in null geodesics  $\delta_1 = 0$ ), the second term in the right hand side is related to the conservation of energy  $E$ , while the third term is related to the conservation of the angular momentum  $L$  in the direction of the axis of symmetry. Here we denote  $m = 1$ , and for the timelike geodesics from the Hamilton-Jacobi equation, the following equations of motion are obtained:

$$\Sigma \frac{dt}{d\tau} = \frac{r^2 + a^2 + l^2}{\Delta} \left[ (r^2 + a^2 + l^2) E - aL \right] + \frac{\chi}{\sin^2 \theta} (L - \chi E), \quad (4)$$

$$\Sigma \frac{d\varphi}{d\tau} = \frac{a}{\Delta} \left[ (r^2 + a^2 + l^2) E - aL \right] + \frac{1}{\sin^2 \theta} (L - \chi E), \quad (5)$$

$$\Sigma \frac{dr}{d\tau} = \sqrt{R}, \quad (6)$$

$$\Sigma \frac{d\theta}{d\tau} = \sqrt{\Theta}, \quad (7)$$

where the functions  $R(r)$  and  $\Theta(\theta)$  are defined by

$$R = \left[ (r^2 + a^2 + l^2) E - aL \right]^2 - \Delta \left[ K + (L - aE)^2 + (r^2 + l^2) \delta_1 \right], \quad (8)$$

$$\Theta = K + \cos^2 \theta - \left[ \left( a^2 - \frac{4l}{\sin^2 \theta} \right) E^2 - \frac{L^2}{\sin^2 \theta} + a^2 \delta_1 \right] + 4El \cos \theta \left( Ea - \frac{L}{\sin^2 \theta} - \frac{a}{2} l \delta_1 \right), \quad (9)$$

and  $K$  is a constant of separation. Defining the effective potential for massless particles as  $(dr/d\tau)^2 = V_{\text{eff}}$  one may study the radial motion of particles in the presence of gravitomagnetic charge.

The center of mass energy of collision [3] of two particles with velocities  $u_1$  and  $u_2$  is given by

$$E_{\text{c.m.}}^2 = 2m^2 \left( 1 - g_{\mu\nu} u_1^\mu u_2^\nu \right), \quad (10)$$

where  $u^\beta$  is the four velocity defined by  $u^\beta = dx^\beta / d\tau$ ,  $\tau$  is the proper time for timelike geodesics. Here we suppose that particles with the conserved energy per unit mass  $E = 1$  come from infinity at rest, whose have energy only from the gravitational acceleration in the KTN spacetime.

**Acceleration of particles by KTN naked singularities.** The chosen location for collisions with divergent center of mass energy has to be arbitrarily close to the event horizon, because it is an infinite blueshift surface for the particles approaching it. When two infinitely blueshifted particles collide near the event horizon of the black hole with sufficiently large relative velocities, the center of mass energy of collision is bound to diverge. In the case of a Kerr black hole, it is not possible to have a collision between

the ingoing and outgoing particles due to the absence of the outgoing particles near the event horizon which is a one way membrane in the spacetime. Therefore one must consider collision between only the infalling particles near the horizon towards the purpose of high energy collisions. In such a case, the only way to maximize relative velocity between them is to fine-tune the angular momentum of one of the particles.

Such a problem is naturally circumvented if we consider a near-extremal Kerr-NUT naked singularity, rather than a near-extremal Kerr-NUT black hole. In such a case there is no event horizon existing in the spacetime, thus allowing for the possibility of collision between an ingoing and another outgoing particles, as shown in Fig.1. Then the relative velocity of collision between these two particles can be very large, and the requirement of fine-tuning of angular momentum and various issues arising from it disappear. As we show later in this section, the range of allowed particle angular momenta is a finite interval, unlike the single fine-tuned value in the blackhole case.

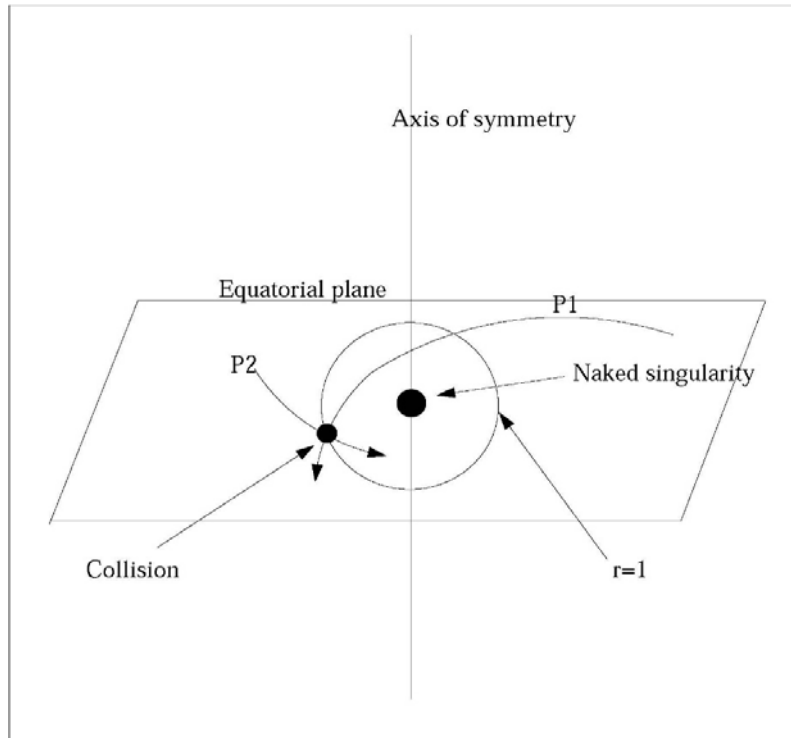


Fig. 1 – Schematic diagram of a Kerr naked singularity with NUT charge. One of the particles which is initially ingoing turns back due to the angular momentum barrier, and it then collides with another ingoing particle near  $r = 1$ . Both the particles follow the geodesic motion in the equatorial plane. The center of mass energy of collision is arbitrarily large in the limit  $a \rightarrow \sqrt{2}$

Since the naked singularity is assumed to be near extremal with

$$a - \sqrt{M^2 + l^2} = \varepsilon \rightarrow 0 \tag{11}$$

the surface  $r = 1$ , which would have been the event horizon for the extremal blackhole, is still a surface with arbitrarily large blueshift for the particles approaching it. This follows from the fact that

$$\Delta(r = 1) \approx 2\varepsilon\sqrt{M^2 + l^2} \Rightarrow 0 \tag{12}$$

Therefore, the center of mass energy of collision between the two particles, which approach each other from the opposite directions with large relative velocity and that suffer from extremely large blueshift as they approach  $r = 1$ , can be arbitrarily large.

Let us now consider a collision between two identical particles of mass  $m$  and angular momentum  $L$ , which follow a geodesic motion along the equatorial plane. The particles are assumed to be at rest at infinity, so the conserved energy of each particle is  $E = 1$ , and for the simplicity we consider  $M = 1$ . The effective potential which describes the radial equation for the timelike particle moving along geodesics in the equatorial plane in that case is given by,

$$V_{\text{eff}}(r) = \frac{1}{2(r^2 + l^2)^2} \left( -2r^3 + (L^2 - 2l^2)r^2 - 2(l^2 + (a - L)^2)r - 2a^2l^2 + 4al^2L + l^2L^2 - 2l^4 \right). \quad (13)$$

For a particle with the orbital angular momentum  $L = 0$ , the above expression for the effective potential implies that the gravity is always attractive in the equatorial plane (see Fig.2). This is unlike the case where the gravity is repulsive in Kerr geometry, off the equatorial plane, in the vicinity of naked singularity [11]. Thus such a particle will fall in with an ever-increasing radial component of velocity and eventually hit the naked singularity at  $r = 0$ ,  $\theta = \pi/2$ . But with the present of the nut charge a particle will fall with a definite radial component velocity. It then follows that if the ingoing particle were to turn back, it must have necessarily a non-zero angular momentum.

An initially ingoing particle will turn back if its effective potential for radial motion admits a zero. The radial coordinate where the particle undergoes a reflection is the larger root of the equation  $V_{\text{eff}}(r) = 0$ . In fact, there exists an intermediate critical value of the angular momentum  $L$  for the particle, which is given by a solution of the equation  $D = 0$ , where  $D$  is the discriminant of the above equation  $V_{\text{eff}}(r) = 0$ . This has the property that if the angular momentum is larger than this critical value, the initially infalling particle eventually turns back, and if the angular momentum is smaller than this value, then the particle will fall inwards and would eventually hit the singularity. If we solve the equation  $D = 0$  we could find a minimum critical value of the angular momentum  $L_{\text{crit}}$  for the particle to turn back. We note that in black hole case the angular momentum of the particle should be larger than the black hole spin parameter in the turning point of the particle near the horizon. Otherwise the black hole swallow the particle and the particle will never go back to outside. But the situation is quite different for a naked singularity, which corresponds to  $a > a_{\text{bh}}$  values, essentially due to the absence of an event horizon. The valid turning point for an ingoing particle in this case could be in principle all the way upto the singularity, which is located at  $r = 0$ ,  $\theta = \pi/2$ . This is unlike the blackhole case, where the turning point must be strictly located outside the horizon as we noted above. Since we are looking for the smallest value of the angular momentum for which an initially ingoing particle turns back, we should solve  $D = 0$ . We solved the equation numerically, and when the NUT charge  $l$  is in the range  $(0; 0.0376)$  the solution is exist and the angular momentum of the particle is very close to the particle's angular momentum in Kerr naked singularity [12]. But when the NUT charge  $l$  is in the following range  $(0.0376; 1)$  the equation doesn't have a solution. Which means that if gravitomagnetic charge of the spacetime is bigger than 0.0376 then there is no minimum angular momentum for the particle that is initially ingoing and later turns back to collide with coming particle in KTN naked singularity.

Now let's see collisions which take place at  $r = 1$ , one of the colliding particles must reflected back from a radial coordinate  $r < 1$ . Therefore, we set a condition that  $r_{\text{refl}} < 1$ . The expression of the angular momentum of the particle obtained from the equation above is given by

$$L < \frac{1}{-1 + l^2} \left( -2a - 2al^2 + \sqrt{2} \sqrt{-1 + a^2 - l^2 + 4a^2l^2} \right). \quad (14)$$

The only condition that must be imposed on the second particle is (14), so that it does not get reflected back at  $r > 1$  and actually reaches  $r = 1$  as an ingoing particle. Therefore, the particle dropped in from infinity, which moves along the equatorial plane with angular momentum given by (14), crosses  $r = 1$  as an ingoing particle, and it is then reflected back at the radial coordinate  $r < 1$ . It then again reaches  $r = 1$  as an outgoing particle, where it interacts with another ingoing particle dropped from infinity at rest. When the angular momentum of particles is oriented antiparallel to the spin of the naked singularity with  $L < 0$ , it can be shown that the simultaneous solution to  $V_{\text{eff}}(r) = 0$  and  $r_{\text{refl}} < 1$  does not exist. Thus such particles are not useful towards the purpose of high energy collisions.

The center of mass energy of collision between these two particles is computed using (10). It requires the calculation of the inner product of velocities of the two particles. The velocities of two particles are given by (4), (5) and (6), with  $E = 1$ , and which have appropriate angular momenta as discussed above. The expression for the center of mass energy of collision contains terms that are proportional to  $1/\Delta$ , those which are independent of  $\Delta$ , and others with positive powers of  $\Delta$ . Since the Kerr spin parameter is very close to unity, it follows from (12) that the terms proportional to  $1/\Delta \approx 1/2\sqrt{2}\varepsilon$  would make a dominant contribution, and the other terms can be neglected being insignificantly small as compared to it. The center



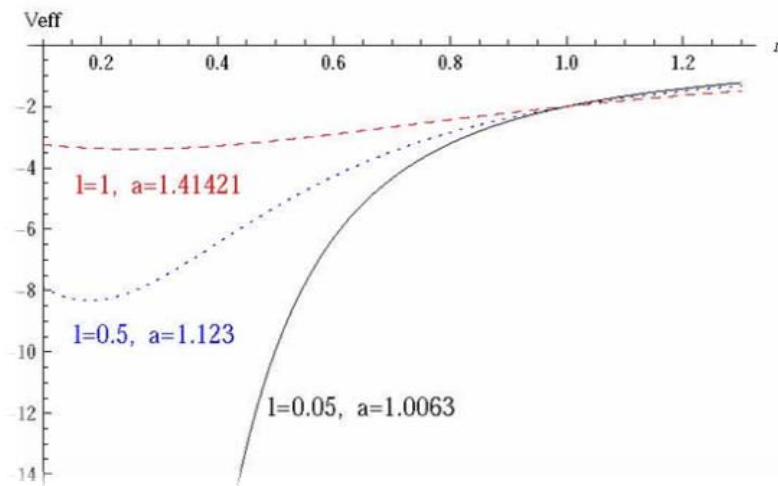


Fig. 2 – The effective potential is plotted for a particle with  $E = 1$  and with zero angular momentum. The effective potential is a monotonically decreasing function for very small NUT parameter  $l = 0.005$  and rotation parameter  $a = 1.0063$ , indicating that the particle will travel radially inwards with ever-increasing radial velocity component and hit the singularity. When KTN naked singularity approaching to the extremal state the behavior of the particle is different. The particle will not fall radially to the singularity with ever-increasing radial velocity component

of mass energy of collision is,  $\lim_{\varepsilon \rightarrow 0} E_{c.m.}^2 \rightarrow \infty$ , where  $E_{c.m.} = E_{c.m.}(r = 1, M = 1, E = 1, L_1, L_2)$ . Thus we clearly see that the center of mass energy of collision between two particles is arbitrarily large in the limit where the deviation of a KTN naked singularity from extremality is small.

**Conclusion.** Recently authors of the [3] underlined that a rotating black hole can, in principle, accelerate the particles falling to the central black hole to arbitrary high energies. Frolov has shown that the magnetic field could play a role of charged particle accelerator near the nonrotating black hole [13]. Because of some mechanisms such as astrophysical limitations on the maximum spin, backreaction effects, upper limit for magnetic field, and sensitivity to the initial conditions, there appears to be some upper limit for the center of mass energy of the infalling particles. One of the mechanisms offered in this paper is the appearance of correction produced by the gravitomagnetic charge correction which can prevent colliding particles from the infinite acceleration. In this work we described a process of high energy collision of particles in the vicinity of near extremal KTN naked singularities which requires a finite proper time, unlike in the black hole case. The result is very interesting with that it is possible to have collisions with large center of mass energies around the Kerr naked singularities with gravitomagnetic charge. In the spacetime of KTN naked singularity, if the NUT charge of the naked singularity is in the range of  $0.0376 < l < 1$ , particle doesn't need angular momentum in an appropriate range of values, which then collides with infalling particles. The presence of NUT charge of spacetime in naked singularity gives particle additional angular momentum. It needs only to have positive and less than the maximal value of the angular momentum, to get acceleration and collide with the ingoing particle in the place close to what would have been the event horizon.

**Acknowledgments.** AAH and SRSh thank Prof P.Joshi and Dr M. Patil for very useful discussion and also thank the TIFR and IUCAA for the warm hospitality during their stay in Mumbai and Pune, India.

#### REFERENCES

- 1 Penrose, R.: *Rivista del Nuovo Cimento* **1**, 252 (1969)
- 2 Piran, T., Shaham, J.: *Phys. Rev. D* **16**, 1615 (1977)
- 3 Banados, M., Silk, J., West, S.: *Phys. Rev. Lett.* **103**, 111102 (2009)
- 4 Demia'nski, M. and Newman, E.T.: *Bulletin de l'Acad'emie Polonaise des Sciences* **XIV**, 653 (1966)
- 5 Miller, J.G.: *J. Math. Phys.* **14**, 486 (1973)
- 6 Newman, E., Tamburino, L., Unti, T.: *J. Math. Phys.* **4**, 915 (1963)
- 7 Abdujabbarov, A.A., Ahmedov, B.J., Shaymatov, S.R., Rakhmatov, A.S.: *Astrophys Space Sci* **334**, 237 (2011)
- 8 Berti, E., Cardoso, V., Gualtieri, L., Pretorius, F., Spherhake, U.: *Phys. Rev. Lett.* **103**, 239001 (2009)

- 9 Banados, T. and Sotiriou T. P.: *Phys. Rev. Lett.* **104**, 021101 (2010)
- 10 Liu, C., Chen, S. Ding, C. Jing, J.: *Phys. Let. B*, **701**, 285 (2011)
- 11 Preti, G., de Felice, F.: *Am.J.Phys.* **76**, 7 (2008)
- 12 Patil, M., Joshi, P. S.: *Class. Quantum Grav.* **28**, 235012 (2011)
- 13 Frolov, V.P.: *Phys. Rev. D* **85**, 024020 (2012)

### Резюме

Исследовано ускорение частиц вблизи голой сингулярности в пространстве времени Керра с ненулевым гравитомагнитным зарядом. Рассмотрено столкновение частиц, падающих из бесконечности с состояния покоя и с частицами движущимися вдоль геодезической линии в экваториальной плоскости. Так как горизонт событий отсутствует, то изначально падающая частица может рассматриваться как исходящая частица, которая затем сталкивается с другой падающей частицей. Обнаружено, что, когда гравитомагнитный заряд пространства-времени меньше критического значения 0.0376, то минимальный угловой момент исходящей частицы близок угловому моменту частицы в голой сингулярности Керра. Если значение гравитомагнитного заряда больше критического, то для частицы изначально падающей и рассматриваемой как исходящая не нужен минимальный угловой момент. Столкновение частиц происходит на расстоянии, где в случае черной дыры с экстремальным вращением находится горизонт. Энергия столкновения частиц в системе центра масс становится произвольно большой в зависимости от того, как близко находится быстровращающаяся Керр – НУТ голая сингулярность.

**Ключевые слова:** механизм ускорения частиц, гравитомагнитный заряд и голая сингулярность.

УДК 550.388.2

*H. E. ESHKUVATOV*

(Institute of Nuclear Physics, Ulughbek, Tashkent 100214, Uzbekistan  
Ulugh Beg Astronomical Institute, Astronomicheskaya 33, Tashkent 100052, Uzbekistan)

## ANOMALOUS VARIATION IN GPS TEC PRIOR TO THE 26 MAY 2013 BULUNG'UR, EARTHQUAKE: KITAB GPS STATION

**Abstract.** The results show anomalous enhancements before the local earthquakes, for example, before strong earthquake of magnitude of 5.7 occurred on 26 May 2013 near the north-east of Samarkand, Uzbekistan. To identify the anomalous values of TEC we calculate the differential TEC (dTEC) which is obtained by subtracting monthly averaged diurnal  $\nu$ TEC from the values of observed  $\nu$ TEC at each epoch of the day. This procedure removes normal diurnal variations of  $\nu$ TEC. Anomalies are occurred 2-9 days before the local earthquakes and we regard them as an ionospheric electromagnetic precursors.

**Keywords:** TEC, anomalous, ionospheric precursors.

**Ключевые слова:** ПЭС, аномальный, ионосферные предвестники.

**Introduction.** The ionosphere is an inhomogeneous (it consists of a number of horizontal layers (D, E, F) in an altitude between 60-1000 km with varying density of charged particles), anisotropy (the refractive index depends on the propagation direction of the wave) and dispersive (the phase velocity of a wave is frequency dependent) medium. The D-region of ionosphere is the innermost layer (from 50 km to 90 km above the surface of the Earth) where ionization is due to Lyman series-alpha hydrogen radiation. In addition, when the Sun is active with 50 or more sunspots, hard X-rays (wavelength  $< 1\text{nm}$ ) ionize the air. During the night cosmic rays produce a residual amount of ionization. Recombination is high in the D-region, thus the net ionization effect is very low and as a result high-frequency radio waves are not reflected by the D layer. The frequency of collisions between electrons and other particles in this region during the day is about 10 MHz. The D layer is mainly responsible for absorption of radio waves, particularly at 10 MHz and below, with progressively smaller absorption as the frequency gets higher. The

absorption is small at night and greatest about midday. The layer reduces greatly after sunset, but remains due to the galactic cosmic rays.

The Global Positioning System (GPS) derived total electron content (TEC) disturbances before earthquakes were discovered in the last years using global and regional TEC maps, TEC measurements over individual stations as well as measurements along individual GPS satellite passes. Since GPS data can be used to measure the ionospheric TEC, the technique has received attention as a potential tool to detect ionospheric perturbations related to the earthquakes. In our preceding study [1] we produced Total Electron Content (TEC) time series Tashkent and Kitab and applied them to detect anomalous TEC signals preceding or accompanying the local earthquakes occurred in years 2006 – 2012.

**Total Electron Content.** TEC is a frequently used quantity in ionospheric science. Since the number of electrons approximately equals to the number of positive ions, the TEC represents a suitable parameter for the degree of ionization. The TEC is defined as the integral over the electron density distribution  $N_e$  along a defined path  $s$ :

$$TEC = \int N_e ds. \quad (1)$$

Since  $N_e$  is a volumetric density and TEC is defined by the integral over a path, the TEC can be thought as the total number of electrons that is contained in a volume with a cross section area being equal to  $1 \text{ m}^2$  and length being equal to the path length. The common unit used for measuring the TEC is called Total Electron Content unit (TECU) and 1 TECU is equivalent to  $10^{16} \text{ el/m}^2$ . Depending on local time, Solar activity, geomagnetic conditions, region of the Earth, etc., the vTEC can vary from about 1 to 180 TECU.

**Method of data analysis.** Space segment of GPS (Global Positioning System) nominally consists of 24 main satellites and four spares. Spacecrafts are moving along six circular orbits at 20200 km with the inclination angle  $55^\circ$  and evenly spaced in the longitude by  $60^\circ$ . This configuration assumes that at any point on the Earth at any time in the zone of radio visibility there are 6-8 satellites which allow the continuous monitoring of the ionosphere. Each GPS satellite emits two high-stable signal at the frequencies  $f_1 = 1575.42 \text{ MHz}$  and  $f_2 = 1227.60 \text{ MHz}$ . The signals are refracted due to electron density gradients, and since the ionosphere is a dispersive medium, the ray paths of the  $f_1$  and  $f_2$  signals will be slightly different. The obtained phase and pseudorange measurements contain information about the TEC along the ray paths. Dual-frequency group delay measurements of signals of GPS satellites can provide ionospheric delay of the signal, and accordingly determine the absolute value of TEC, which is proportional to this delay [2, 3].

GPS technology is realized simultaneously measuring the group (P1, P2) and phase (L1, L2) delay signals  $f_1$  and  $f_2$ , which can be written as follows [4]:

$$P_i = \rho + c(dt^{rec.} - dt^{sat.}) + \Delta_i^{iono.} + \Delta^{tropo.} + \Delta^{instr.}, \quad (2)$$

$$L_i = \rho + c(dt^{rec.} - dt^{sat.}) - \Delta_i^{iono.} + \Delta^{tropo.} + \Delta^{instr.} + \lambda_i N_i, \quad (3)$$

where the index  $i = 1; 2$  corresponds to the carrier frequencies  $f_1$  and  $f_2$ ;  $P$  is the code pseudorange measurement (in distance units);  $\rho$  is the geometrical range between satellite and receiver;  $c$  is the vacuum light speed;  $dt^{rec.}$  and  $dt^{sat.}$  are the receiver and satellites clock offsets from GPS time;  $\Delta_i^{iono.} = 40.3 \cdot TEC / f_i^2$  is the ionospheric delay;  $TEC$  is the Total Electron Content;  $\Delta^{tropo.}$  is the tropospheric delay;  $\Delta^{instr.}$  is the receiver and satellite instrumental delay;  $L_i$  is the carrier phase observation (in distance units);  $\lambda_i$  is the wavelength;  $N_i$  is the unknown integer carrier phase ambiguities.

Combining the pseudoranges observations  $P_i$ , a TEC value is obtained

$$TEC_P = 9.52 \cdot (P_2 - P_1), \quad (4)$$

which is very noisy.

And after combination of carrier phase observations  $L_i$  we get

$$TEC_L = 9.52 \cdot [(L_1 - L_2) - (\lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2)] \quad (5)$$

which is less noisy than  $TEC_P$ , but ambiguous. In practice, the calculation of TEC using the pseudorange data only can produce a noisy result. It is desirable to use in addition the relative phase delay between the two carrier frequencies in order to obtain a more precise result. Differential carrier phase provides a precise measurement of relative TEC variations. However the absolute TEC cannot be found unless the

pseudorange is also used because the actual number of cycles of phase is unknown. Pseudorange gives the absolute scale for the TEC while the differential phase increases measurement precision.

**Slant and Vertical TEC.** Slant TEC is a measure of the Total Electron Content of the ionosphere along the ray path from the satellite to the receiver, represented in Figure 1 as the quantity *sTEC*. It can be calculated by using pseudorange and carrier phase measurements as described above. As *sTEC* is a quantity which is dependent on the ray path geometry through the ionosphere, it is desirable to calculate an equivalent vertical value of TEC which is independent of the elevation of the ray path. In order to refer the resulting *vTEC* to a point with specific coordinates, i.e. in order to assign the *vTEC* value to a specific point in the ionosphere, the so-called single-layer (or thin-shell) model is usually adopted for the ionosphere [5].

Figure 1 shows a schematic representation of this model. In this model all free electrons are contained in a shell of infinitesimal thickness at altitude *h<sub>i</sub>*. This idealized layer is usually set to be at 350, 400 or 450 kilometers, approximately corresponding to the altitude of maximum electron density. Figure 1 depicts the relationship between slant (*sTEC*) and vertical (*vTEC*) TEC. *vTEC* can be regarded as:

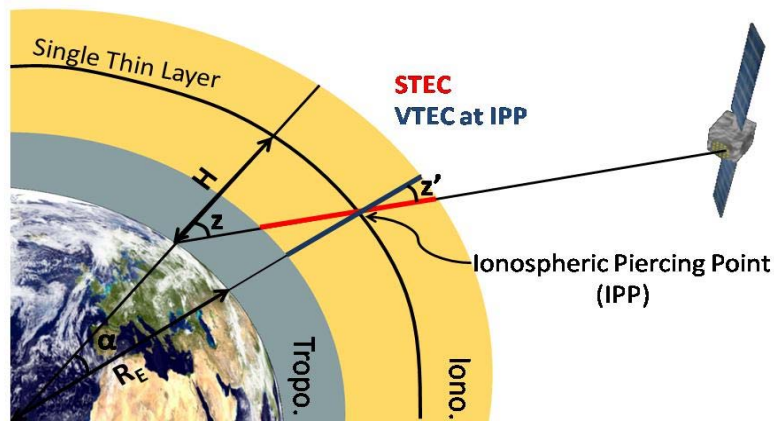


Fig.1 – Geometry of Satellite-Receiver

$$vTEC = sTEC \cdot \cos z' \tag{6}$$

where  $R_e$  is the mean Earth radius of 6371 km,  $h_i$  is the maximum height of the electron density.

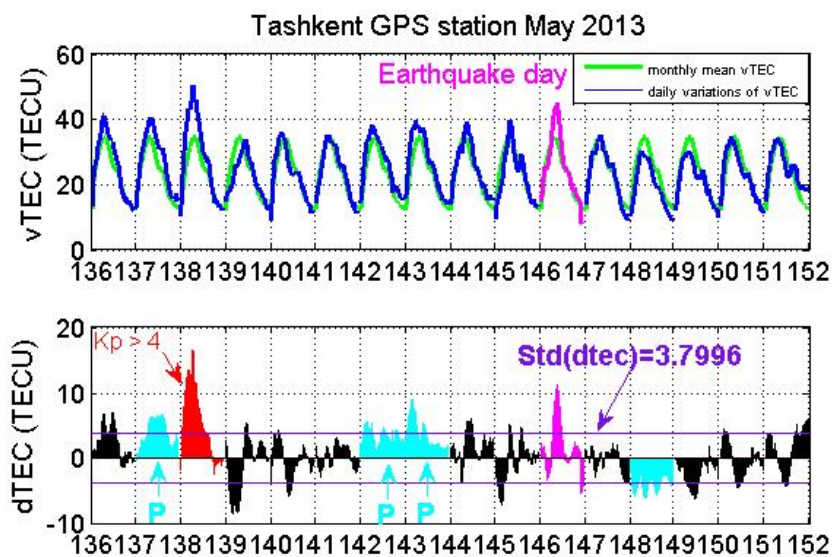


Fig. 2 – Vertical and Differential TEC variations Kitab for Bo’lung’ur, Uzbekistan M=5.7 EQ occurred on 26-May-2013 in comparison with the monthly mean. P character denotes the precursor day

**Ionospheric perturbations caused by the earthquakes.** We have analyzed GPS derived TEC disturbances from two GPS station located in Kitab, for possible earthquake ionospheric precursors. On 26-May-2013, at 11:08 (LT), the  $M = 5.7$  Bulung'ur earthquake occurred in Uzbekistan. The epicenter with Geographic Latitude (N)  $39^{\circ}92'$  and Longitude (E)  $67^{\circ}39'$  was located in the territory of the Bulung'ur district of Samarkand region, Uzbekistan at the distance less than one hundred kms from the GPS station operating in Kitab. A thorough analysis of the data shows abnormal variations in TEC in the form of enhancements. For a detail study of the data, we have calculated dTEC values for all the months and examined the anomalous TEC variations before the earthquakes (the sample result is shown in Fig. 2).

**Conclusion.** The results obtained show principal possibility to detect the earthquake precursors before the occurrence of earthquake. A few steps further should be taken to study more details about this topic. Some research on predicting and modeling of the hazardous (earthquake, tsunami, volcano, flood, storm) system can be considered as the future enhancement. This result is useful to give an early information about the occurrence of earthquake will be happened. The risks caused by possible earthquakes in Tashkent and Samarkand (near to GPS station in Kitab) could be minimized.

Concluding the Kitab GPS data analysis for years 2006- 2013 we can state:

1. Ionospheric data in F-layer obtained on ground based navigation stations in Tashkent and Kitab are used for analysis of earthquake precursors.
2. In general the anomalies occurred 2-9 days before the earthquakes as precursors. The similar anomalies were detected in Kitab GPS station which is at the distance of about 100 kms from the epicenter.
3. The obtained results have revealed a fine agreement with TEC anomalies observed in Tashkent and Kitab GPS station during strong earthquake in Tashkent and we demonstrate the capabilities of the GPS technique to detect ionospheric perturbations caused by the earthquakes during last years starting from 2006.

#### REFERENCES

- [1] Tojiev, S.R., Ahmedov, B.J., Tillayev, Y.A., **Eshkuvatov, H.E.** Ionospheric anomalies of local earthquakes detected by GPS TEC measurements using data from Tashkent and Kitab stations. *Advances in Space Research* **52**, 1146-1154, 2013.
- [2] E. Sardon, A. Rius and N. Zarraoa, *Radio Sci.* **29**, 577 (1994).
- [3] G. A. Hajj and L. J. Romans, *Radio Sci.* **33**, 175 (1998).
- [4] C. F. Sechrist, *Radio Sci.* **9**, 137 (1974).
- [5] S. Schaer, Mapping and predicting the Earth's ionosphere using the global positioning system, (Ph.D. thesis, Univ. of Bern, Bern, Switzerland, 1999).

#### Резюме

Результаты показывают аномальное усиление перед местными землетрясениями, например, перед сильным землетрясением магнитудой 5.7, которое произошло в 26 мая 2013 года к северо-востоку от Самарканда (Узбекистан). Для выявления аномальных значений ПЭС вычислено дифференциальное дПЭС, которое получается путем вычитания среднемесячного суточного ТЕС от значений, наблюдаемых вПЭС на каждой эпохе дня. Эта процедура удаляет нормальные суточные вариации вПЭС. Аномалия возникли за 2-9 дня до местных землетрясений, они рассматриваются как ионосферные электромагнитные предвестники.

**Ключевые слова:** ПЭС, аномальный, ионосферные предвестники.

О. Г. РАХИМОВ<sup>1</sup>, Р. К. ДЖАПАРОВА<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Астрономический институт АН РУз, Ташкент 100052, Узбекистан,

<sup>2</sup>Ташкентский Педиатрический Медицинский Институт, Ташкент 100140, Узбекистан)

## ГРАВИТАЦИОННЫЙ ЗАХВАТ НАМАГНИЧЕННЫХ ЧАСТИЦ ВОКРУГ ЧЕРНОЙ ДЫРЫ ШВАРЦШИЛЬДА В ОДНОРОДНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

**Abstract.** Particles and fields play an important role in the study of astrophysical compact objects such as neutron stars, white dwarfs and black holes. Due to this reason the events and astrophysical processes that occur around the black hole are drawing the attention of most scientists. For example, motion of particles near compact stars and black holes has been discussed widely in literature [1–3]. In this paper, capture of magnetized slow particles by a Schwarzschild black hole has been calculated under some simplifying conditions. Capture cross section of magnetized particles (with nonzero magnetic moment) by Schwarzschild black hole immersed in an asymptotically uniform magnetic field has been studied. Such consideration has been performed for Reissner-Nordström spacetime metric for uncharged particles with zero magnetic momentum in [4]. The magnetic moment of particle is chosen as in [5]. It is shown that the spin of particle is to sustain stability of particle circularly orbiting around the black hole immersed in magnetic field i.e. spinning particles motion near the Schwarzschild black horizon is stabler than that of particles with zero spin. The main result - dependence of the eventual capture on the impact angle - is interesting and deserves publication. Our main aim consists of finding the influence of the magnetization parameter to the capture cross section by the Schwarzschild black hole. Through, we use a space-like signature  $(-,+,+,+)$  and a system of units in which  $G = 1 = c$ .

**Введение.** Возникший в начале семидесятых годов интерес к теоретическому исследованию классических и квантовых процессов, которые могут происходить в окрестности черных дыр, не ослабевает и сейчас, несмотря на большое число работ, выполненных за последние годы. Новые физические представления, возникшие в теории черных дыр [6, 7] уже оказали свое влияние на общее развитие исследований, направленных на включение гравитации в объединенную теорию фундаментальных взаимодействий [8, 9]. Взаимодействие между гравитационным и электромагнитным полем имеет важное значение для характеристики движения частиц в сильных гравитационных полях. Мотивация для исследования этих явлений, из проблем движения и ускорения частиц в гравитационных полях. Изучение взаимодействия между частицами и электромагнитным полем в искривленном пространстве-времени, также имеет астрофизический интерес, например, в случае сильного синхротронного излучения, выходящего из галактических ядер, которое можно быть объяснено существованием в тех областях очень сильных магнитных полей, взаимодействующих с ультрарелятивистскими электронами. Такие магнитные поля могут проникать во внутренние части аккреционного диска вокруг центральной черной дыры.

Здесь изучается сечение гравитационного захвата намагниченных частиц (с ненулевым магнитным моментом) черной дырой Шварцшильда, находящейся в асимптотически однородном магнитном поле [10]. Выражение для магнитного момента частицы характеризуется через тензор поляризации [5], который фигурирует в уравнении Гамильтона-Якоби. Выявлено, что частицы с магнитным моментом более стабильны, чем классических частиц. Приведенные результаты, получены в рамках общей теории относительности выражение для сечения захвата намагниченных частиц, которые обладают произвольной скоростью на бесконечности, достаточно компактным сферически-симметричным телом. Приведено сравнение с соответствующими результатами для классических частиц, которые были получены в работе [4].

**Частица в постоянном магнитном поле.** Известно, что метрика пространство-времени вокруг черной дыры Шварцшильда, которая характеризуется только массой имеет вид [11]:

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

Здесь  $M$  – является общей массой черной дыры помещенной в асимптотически-однородное магнитное поле  $\mathbf{B}_0$ . Для простоты направления полярной оси выбирается вдоль направления магнитного поля.

Общую форму вид уравнений Гамильтона-Якоби для намагниченных частиц мы можем писать в следующем виде:

$$g^{\mu\nu} \left( \frac{\partial S}{\partial x^\mu} - qA_\mu \right) \left( \frac{\partial S}{\partial x^\nu} - qA_\nu \right) = -m^2 + mD^{\mu\nu} F_{\mu\nu}. \quad (2)$$

В частном случае мы рассмотрим нейтральную частицу, то есть предположим  $q = 0$  и уравнение (2) имеет более простую форму

$$g^{\mu\nu} P_\mu P_\nu - mD^{\mu\nu} F_{\mu\nu} + m^2 = 0. \quad (3)$$

Здесь  $D^{\mu\nu}$  – тензор поляризации и он пропорционален магнитному моменту частиц, его можно выражать в виде  $D^{\mu\nu} = \eta^{\mu\nu\rho\lambda} u_\rho \mu_\lambda$ , которые,  $\mu_\lambda$  и  $u_\rho$  магнитный момент и четыре скорость частицы соответственно и  $\eta^{\mu\nu\rho\lambda}$  – антисимметричный тензор Леви-Чивита,  $F_{\mu\nu}$  – является тензором электромагнитного поля и оно равно [12]:

$$F_{\mu\nu} = \frac{\partial A_\nu}{\partial x^\mu} - \frac{\partial A_\mu}{\partial x^\nu}. \quad (4)$$

Потенциал электромагнитного поля  $A_\mu$  равен

$$A_\mu = \frac{1}{2} \delta_\mu^\varphi B_0 r^2 \sin^2 \theta, \quad (5)$$

где  $B_0$  – постоянное магнитное поле на бесконечности.

$P_\mu$  – обобщенный импульс и  $m$  – масса частицы.

**Уравнения движения.** Соответствующее уравнение движения намагниченных частиц имеет следующий вид

$$f(r) = r^3 \left( \frac{dr}{d\tau} \right)^2 = (e^2 + \eta - 1)r^3 + 2M(1 - \eta)r^2 - l^2 r + 2Ml^2. \quad (6)$$

Здесь введено обозначение  $\eta = \beta \left( 1 - \frac{2M}{r} \right) \left( 1 - \frac{2M}{r} - \Omega^2 r^2 \right)^{\frac{1}{2}}$ , где  $\beta$  является параметром магнитной взаимодействия частицы с внешним магнитным полем,  $\Omega$  - есть скорость намагниченной частицы относительно далекого наблюдателя и  $l$  - угловой момент частицы, оно равно  $l = \frac{L}{m}$ .

Допустим, что скорость частицы достаточно мала по сравнению световой скорости. То есть, мы будем рассмотреть нерелятивистский случай.

Рассмотрим уравнение движения (6) с эффективным потенциалом в виде

$$V_{\text{эфф}} = \frac{1}{2} \left( \frac{l^2}{r^2} - \eta \right) \left( 1 - \frac{2M}{r} \right) - \frac{M}{r} \quad (7)$$

Как видно, уравнение (7) зависит от углового момента и радиуса, а также от безразмерной величины  $\beta$ . Напомним, что она характеризует взаимодействие магнитного момента частиц с внешним магнитным полем.

Компьютерный анализ уравнения (7), нам дает явный вид областей которые, частица может иметь стабильные и нестабильные движения. Ниже приведены графики при разных значениях параметра магнитной взаимодействия  $\beta$  и углового момента  $l$ .

На рисунке 1. Приведена радиальная зависимость эффективного потенциала для намагниченных частиц при разных значениях безразмерного параметра  $\beta$ . Видно, что орбиты частиц стали

более стабильными с увеличением параметра  $\beta$ . Это означает, что спиновые частицы стабильнее безспиновых. Надо отметить, что здесь подразумевается не квантовый спин частицы, а угловой момент. То есть,  $\beta$  непосредственно связана с механическим моментом частицы. Как видно из рисунка, потенциал несет отталкивающий характер, можно сказать, частицы приходящие из бесконечности и пролетающие мимо источника могут не захватываться, то есть, они снова уходят в бесконечность. Это означает, что форма орбиты частиц бывает только параболической или гиперболической, а круговые и эллиптические орбиты существуют с увеличением значения параметра  $\beta$ .

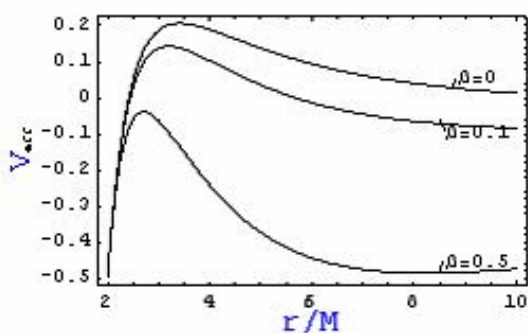


Рис. 1

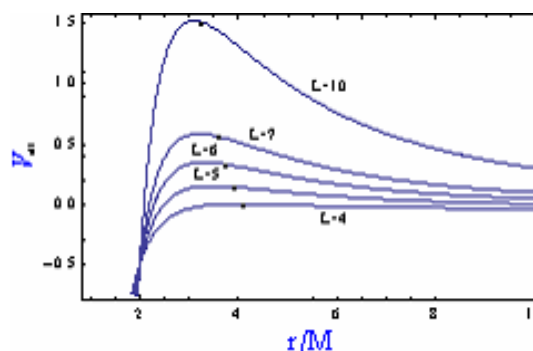


Рис. 2

На рис. 2. показана радиальная зависимость эффективного потенциала при разных значениях углового момента намагниченных частиц, но при постоянных значениях параметра  $\beta$ . Рис 2. тоже подтверждает наши результаты, которые получили выше.

Численные результаты для критического значения углового момента ( $l_{кр}$ ) и радиусов для внутренних стабильных круговых орбит ( $r_{вско}$ ) представлены в таблице 1. Из результатов, представленных в таблице, можно сделать вывод, что при наличии магнитного взаимодействия с внешним магнитным полем, значение критического углового момента намагниченных частиц уменьшается. Этот факт показывает, что намагниченные частицы могут подойти близко к черной дыре в отличие от безспиновых частиц. В предельном случае, т.е. когда  $\beta = 0$  значение критического углового момента равняется  $l_{cr} = 4$ , которое совпадает с критическим значением намагниченных частиц в пространстве-времени Шварцшильда [2]. Минимальный радиус для стабильных круговых орбит соответствует точке перегиба функции  $f(r)$ , или по другому, должно выполняться условие  $f(r) = f'(r) = 0$  и  $f''(r) = 0$ . Численные значения для радиусов внутренних стабильных круговых орбит (ВСКО) приведены в таблице 1, при разных значениях параметра  $\beta$ . Из таблицы видно, что предельное значение для радиусов ВСКО равно  $r_{вско} = 6 M$  для нейтральных частиц в пространстве-времени Шварцшильда.

Таблица 1

|            |   |                   |                   |                   |                   |                   |                   |
|------------|---|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|
| $\beta$    | 0 | $1 \cdot 10^{-6}$ | $5 \cdot 10^{-5}$ | $5 \cdot 10^{-4}$ | $1 \cdot 10^{-4}$ | $5 \cdot 10^{-3}$ | $1 \cdot 10^{-2}$ |
| $r_{вско}$ | 6 | 5,99              | 5,95              | 5,64              | 5,50              | 4,94              | 4,34              |
| $l_{кр}$   | 4 | 3,95              | 3,91              | 3,85              | 3,80              | 3,73              | 3,69              |

На рисунках 3 и 4 представлены радиальные зависимости энергии и углового момента частиц в круговых орбитах вокруг черной дыры Шварцшильда для различных значений параметра  $\beta$ . Видно, что с увеличением значения параметра  $\beta$ , соответствующие круговые орбиты перемещаются в сторону объекта, то есть приближаются к черной дыре.

**Заключение.** Целью данной работы являлось определение влияния магнитного момента частиц на радиусы стабильных орбит, при движении вокруг компактного объекта, которая находится в однородном магнитном поле. Для этого изучена природа эффективного потенциала, которая включает в себя магнитный параметр частиц, энергию и угловой момент частицы. В результате мы получили аналитические выражения для сечения захвата намагниченных частиц черной дырой



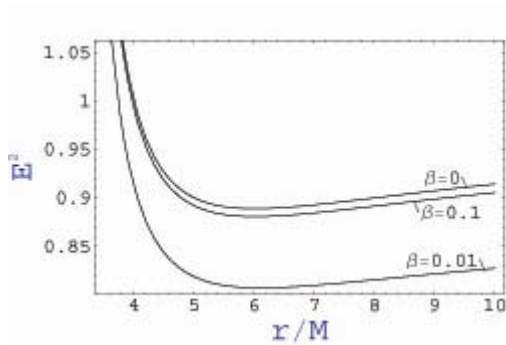


Рис. 3

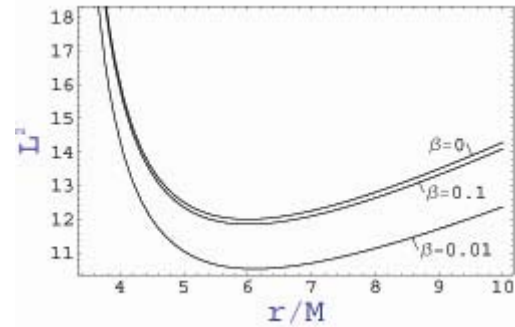


Рис. 4

Шварцшильда. Выражения для сечения захвата были получены с использованием формализма Гамильтона-Якоби. Вид уравнения Гамильтона-Якоби был выбран, как в работе [5]. Такой анализ для частиц с нулевым магнитным моментом был впервые проведен Захаровом в работе [6]. Известно, что магнитное поле расширяет область существования стабильных орбит частицы. Выявлено, что частицы с магнитным моментом являются более стабильными чем частицы которые не имеют спина, т.е. намагниченные частицы совершают круговые орбиты в более близких расстояниях от компактного объекта чем классических частиц. Расчеты проводились для не вращающегося компактного объекта, который находится в магнитном поле порядка  $10^4$  Гс.

Обширный анализ эффективного потенциала радиального движения для намагниченных частиц показали, что орбиты могут быть только параболической или гиперболической, а круговые или эллиптические орбиты существуют с увеличением безразмерного параметра  $\beta$ , которая характеризует взаимодействие между магнитным полем и магнитным моментом, т. е. захваченные компактным объектом намагниченные частицы могут покинуть черную дыру с увеличением магнитного момента. Затем мы нашли зависимость внутренней стабильной круговой орбиты намагниченных частиц от магнитного параметра  $\beta$ . Нами было показано, что также в присутствии магнитного момента частиц стабильные круговые орбиты смещаются в сторону черной дыры Шварцшильда.

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1 Poisson E. The Motion of Point Particles in Curved Spacetime// LivingRev.Rel. Vol. 7:6, (2004)
- 2 Enolski, V. Z. at all. Inversion of hyperelliptic integrals of arbitrary genus with application to particle motion in general relativity// Journal of Geometry and Physics, Vol. 61, Issue 5, p. 899-921. (2011)
- 3 Hartmann, B. at all. Detection of cosmic superstrings by geodesic test particle motion// Phys.Rev.D, Vol. 83:045027, (2011)
- 4 Zakharov A.// Magnetized Particle Capture Cross Section for Braneworld Black Hole. Class. Quantum Grav. Vol. 11. 1027. (1994)
- 5 de Felice, Fernando; Sorge, Francesco, Magnetized orbits around a Schwarzschild black hole, Vol. 20, pp. 469-481. (2003)
- 6 Зельдович Я.Б., Новиков И.Д. Теория тяготения и эволюция звезд, Москва "Наука" (1971)
- 7 Мизнер Ч., Торн К., Уиллер Дж, Гравитация, Москва, "Мир", (1977)
- 8 Birrel F.D., Davies P.C.W. Quantum fields in curved space, Cambridge, Vol. 326. (1982)
- 9 Станюкович К.П., Мельников В.Н. Гидродинамика, поля и константы в теории гравитации, Москва, "Энергоиздат", Vol. 256. (1983)
- 10 Robert M.W. Black hole in a uniform magnetic field// Phys.Rev.D Vol. 10, pp. 1680-1685
- 11 С.Шапиро, С.Тьюколски,// Черные дыры белые карлики и нейтронные звезды, Москва «Мир», (1985)
- 12 Ландау. Л, Лифшиц. Е Теория поля 2т, Москва (1967)

S. R. SHAYMATOV<sup>1,2</sup>, A. A. HAKIMOV<sup>1,2</sup>, M. PATIL<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Institute of Nuclear Physics AS RUz, Tashkent 100214, Uzbekistan,

<sup>2</sup>Ulugh Beg Astronomical Institute AS RUz, Tashkent 100052, Uzbekistan,

<sup>3</sup>Inter University Centre for Astronomy & Astrophysics, Post Bag 4, Pune 411007, India)

## DESTROYING A NEAR-EXTREMAL KERR BLACK HOLE WITH A CHARGED PARTICLE

**Abstract.** We investigate the process of destroying a near-extremal Kerr black hole event horizon by throwing charged particles. In this paper, we show that charged particle having angular momentum and energy can turn Kerr black hole into near Kerr-Newmann naked singularity in the sense of neglecting back reaction effects.

**Keywords:** Near-extremal black hole; naked singularity.

**Ключевые слова:** Около экстремальная черная дыра; голая сингулярность.

**Introduction.** Recently, Jacobsan and Sotirio (JS) have shown that it is possible to destroy the rotating black holes by the infalling of non-spinning test particles across the event horizon and rotating black holes could be spun up past the extremal limit in the sense of neglecting the backreaction effects [1, 2]. Authors of the paper [3] have shown that radiation reaction effects can prevent the formation of naked singularities only for some of the orbits for non-spinning particles around almost extremal Kerr balck holes.

Black holes are important objects in the Theory of General Relativity. Among the black hole types, those with axial symmetry are considered more realistic. The most important solution with this symmetry is the Kerr metric [4], which is characterized by its mass  $M$  and angular momentum  $J$ . For angular momentum greater than the “extremal” limit  $GM^2/c$ , the Kerr metric has no horizon and has a naked singularity. In general relativity, a naked singularity is a gravitational singularity without an event horizon although occurrence of naked singularities is an unanswered question in the reality. The theoretical existence of naked singularities is important because their existence would mean that it would be possible to observe the collapse of an object to infinite density. It would also cause foundational problems for general relativity, because general relativity cannot make predictions about the future evolution of space-time near a singularity. Thus, the investigation of naked singularity formation in collapse models has been attracted much attention in the recent years [5–8].

The possibility of destroying the event horizon by pushing test particles towards an extremal Kerr black hole is elegantly described by Jacobson and Sotiriou [1]. Here we briefly reproduce and try to approach this issue from the slightly different perspective. We investigate the near-extremal Kerr black hole by throwing charged test bodies across the black hole event horizon. Here we show that charged test body having angular momentum and energy can turn Kerr black hole into near Kerr-Newmann naked singularity in the sense of neglecting backreaction effects.

Throughout this paper we use a system of units in which  $G = c = 1$ .

### NEAR-EXTREMAL KERR BLACK HOLE

We consider a charged particle with a appropriate values of energy  $\delta E \ll M$  and angular momentum  $\delta J \ll J$  around a near extremal Kerr black hole. Based on the laws of black hole thermodynamics the infalling object changes the black hole’s mass and intrinsic angular momentum. Assuming that the energy emitted and the radiation reaction are negligible, the charged particle moves along a test particle geodesic. From being captured the charged particle the final parameters of black hole remain with total mass  $M + \delta E$ , total angular momentum  $J + \delta J$  and charge  $e$ . We consider the following expression in order to form a near Kerr-Newman naked singularity

$$(M + \delta E) < \left( \frac{J + \delta J}{M + \delta E} \right)^2 + e^2, \quad (1)$$

hence, we obtain the lower bound of angular momentum, aligned with the spin of the black hole, of the charged particle

$$\delta J > \delta J_{\min} = (M^2 - J) + 2M\delta E + \delta E^2 - \frac{e^2}{2}. \quad (2)$$

Note that the black hole must start out very close to extremal if the small perturbation caused by the body is to have any chance of pushing it over the extremal limit. For a near extremal rotating black hole the upper bound of angular momentum implies that

$$\delta J < \delta J_{\max} = \frac{2Mr_h}{a} \delta E. \quad (3)$$

It is clear that expressions of (2) and (3) can not have the same values simultaneously for the extremal case ( $r_h = 1$ ). In this respect naked singularity can never be produced due to the reason of impossibility of overspinning the black hole. According to expression (3) the charged coming from some point outside object can fall across the horizon.

Since we are considering near extremal case  $J/M^2 = a/M = 1 - 2\epsilon^2$  with small dimensionless quantity  $\epsilon \ll 1$ , the minimum and maximum values of the  $\delta E$  and  $\delta J$  will have the following form by using units with  $M = 1$

$$\delta J_{\min} = 2\epsilon^2 + 2\delta E + \delta E^2 - \frac{e^2}{2}, \quad (4)$$

$$\delta J_{\max} = (2 + \delta\epsilon)\delta E. \quad (5)$$

The allowed range of  $\delta E$  is defined as

$$\left( 2 - \sqrt{2} \sqrt{1 + \left(\frac{e}{2\epsilon}\right)^2} \right) \epsilon < \delta E < \left( 2 + \sqrt{2} \sqrt{1 + \left(\frac{e}{2\epsilon}\right)^2} \right) \epsilon. \quad (6)$$

In particular,  $\delta E$  must be of order  $\epsilon$ , which is consistent with the requirements  $\delta E \ll M$  and  $\delta J \ll J$  that the body make only a small perturbation. For a given  $\delta E$ , the allowed values of  $\delta J$  are near  $2\delta E$ , so we must have  $\delta J \sim \delta E$ .

Here we describe orbital motion of charged particle in the equatorial plane, playing an important role in understanding the essential properties of the dynamics of such body, in order to reveal that whether it falls into the black hole from some point of infinity for the given values of energy  $\delta E$  and angular momentum  $\delta J$ . The radial coordinate of orbital motion of charged body in the equatorial plane is defined as

$$\frac{r^2}{2} + V_{\text{eff}}(r, \tilde{\delta E}, \tilde{\delta J}) = 0, \quad (7)$$

where  $\tilde{\delta E} = \delta E / m$  and  $\tilde{\delta J} = \delta J / m$ , and  $m$  is the rest mass of the particle.

As already mentioned, the black hole must start out very nearly extremal, but now we can be somewhat more quantitative. Based on (6) we must have  $\epsilon \ll 1$ , and  $a-1 = 2\epsilon^2$  is parametrically smaller. For example, if  $\epsilon = 10^{-2}$ , then the initial black hole must have  $a = 0.9998$ . In this case, if the body can be treated as a point charged particle, the black hole can indeed be over-spun. Here, let us to make parametrization the range of the specific angular momentum as

$$\tilde{\delta J} = (2 + b\epsilon)\tilde{\delta E} - (4 - b)\tilde{c}, \quad (8)$$

where  $b \in [3, 4]$  and  $\tilde{c} = e^2 / 2m$ . It is vital to investigate the effective potential of orbital motion around extremal rotating gravitational object so as to seek out the different values of parameters  $\epsilon$ ,  $m$ , and  $c$  for which  $V_{\text{eff}} < 0$  everywhere outside the horizon, in which the charged body coming from some point of infinity is provided with the opportunity to fall into the black hole without reservation. Based on the expression (8), we define effective potential of motion of the charged particle around a near extremal Kerr black hole as follows

$$V_{eff} = -\frac{\delta E^2}{2} \left[ 1 - \frac{3 + bc(b-4) + 4b\varepsilon + (4+b^2)\varepsilon^2}{r^2} + \frac{2 - 2bc(b-4) + 4b\varepsilon + 4c(4-b)\varepsilon + 2(4+b^2)\varepsilon^2}{r^3} + \frac{32\lambda - 8b\lambda - (4-b)^2\lambda^2}{4r^2} + \frac{4b\lambda - 16\lambda + (4-b)^2\lambda^2}{2r^3} \right] = -\frac{\delta E^2}{2} V_{eff}[b], \quad (9)$$

where  $\lambda = c / \varepsilon$ .

Investigating the features of effective potential given in Eq. (7) one can conclude that the shape of the effective potential as function of  $b$  can be only altered in the range  $3.4641 < b < 4$  where  $V_{eff} < 0$  is everywhere negative one outside the horizon, in which case the charged particle is captured all the way into the black hole. Consequently, after capture of the charged particle it is possible to achieve that the final parameters of the black hole are beyond extremal limit in which it can be able to destroy black hole horizon and turn extremal Kerr black hole into near Kerr-Newman naked singularity. From above expression of effective potential one can easily see that the potential is negative at  $r = 0$  and  $r = \infty$  and has a maximum at near extremal point  $r_{max}$ , which is given by

$$r = \frac{3}{3 + bc(b-4)} \left[ 1 - bc(b-4) + 2 \left( \frac{2b[bc(b-4) - 1]}{3 + bc(b-4)} + b - c(b-4) \right) \varepsilon + O(\varepsilon^2) \right], \quad (10)$$

where effective potential is described by  $V_{eff} = -\delta E^2 V_{eff}(b) / 2$ . To fall freely across the horizon of black hole the expression  $V_{eff}(b)$  must be positive at near extremal.

In Fig. 1. the plot of specific angular momentum and energy of the charged particle as a function of charged parameter  $c$  for the near extremal Kerr black hole with smaller values of  $\varepsilon$  has been shown. As can be seen in Fig. 1 (a) and (b) it is essential to investigate the properties of shadowed region corresponding the allowed range of angular momentum and energy of infalling particle. Applying the black hole thermodynamics one can easily see that the changes in the mass and angular momentum of the black hole can only alter in the allowed zone shaded in Fig 1 for the formation of naked singularity. Indeed the contribution of charged particle causing the change in parameters of black hole is limited in the allowed region, in which case it can be able to turn black hole into naked singularity, otherwise beyond such region no singularity is likely to form. In addition, the presence of the allowed region plays an important role to create over-spinning black hole by tossing a charged particle.

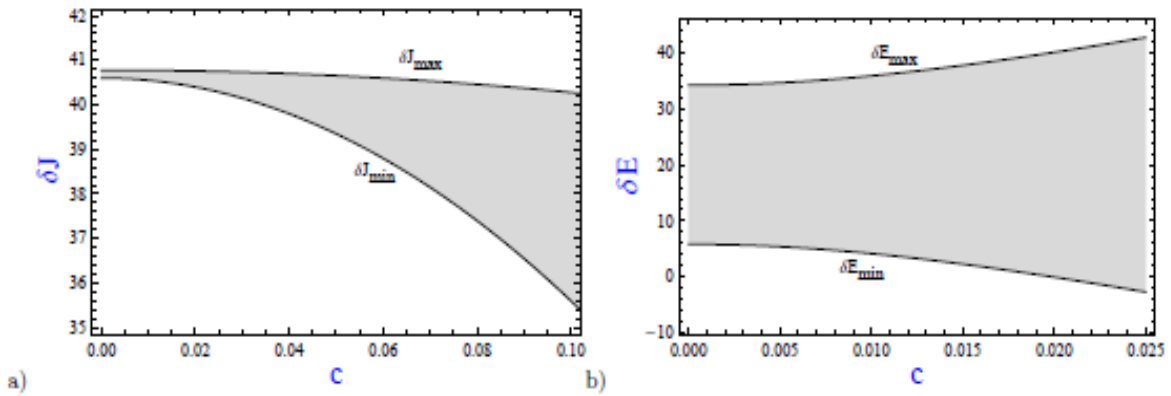


Fig. 1 – Plot of the allowed range of specific angular momentum and energy of the charged particle as a function of charged parameter  $c$  for the near extremal Kerr black hole with smaller values of  $\varepsilon$

As can be seen in Fig. 2 (a) and (b), the presence of charged particle shifts the shape of the effective potential towards the maximal limit of parameter  $b$ , which is significantly different in comparison with the one considered by JS. In addition the point on the dashed curve of the effective potential in plot (a) corresponds to the non-charged body with value of  $b = 3.4641$  as mentioned by JS while the line curve corresponds to the charged particle with value of charge parameter. From Fig. 2, one can notice that the shape of the effective potential as function of  $b$  can be only altered in the range  $b_{min} < b < b_{max}$ , where  $V_{eff} < 0$  is everywhere negative one outside the horizon.

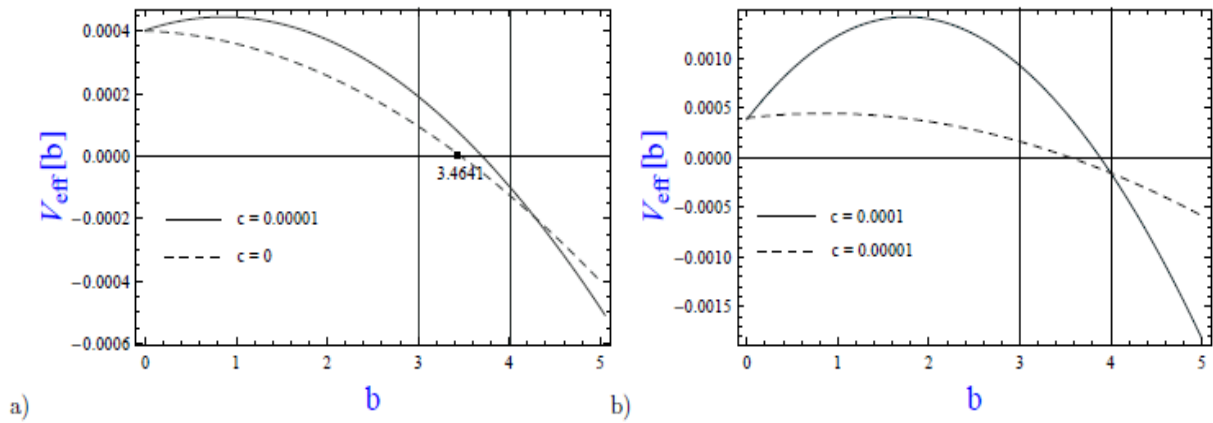


Fig. 2 – The dependence of the effective potential at near extremal point  $r_{\max}$  on the parametrization parameter  $b$  for the different values of charge parameter  $c$

**Conclusion.** For the near extremal Kerr black hole, we have obtained a general expression of the effective potential for the allowed region of the angular momentum and energy of the charged particle coming from far away black hole. Our results show that the effective potential as function of parametrization parameter  $b$   $V_{\text{eff}}(b) > 0$  can have its positive values in the range  $3.4641 < b < 4$  for which  $V_{\text{eff}} < 0$  is everywhere negative outside the horizon, in which case the charged particle is captured all the way into the black hole. Consequently, we have found that after capture of the charged particle it is possible to achieve that the final parameters of the black hole are beyond extremal limit, so it can be able to succeed in reaching the over-spinning black hole and turn extremal Kerr black hole into near Kerr-Newman naked singularity.

#### REFERENCES

- 1 T. Jacobson and T.P. Sotiriou, J. Phys.Conf. Ser. **222**, 012041 (2010).
- 2 A. Saa and R. Santarelli, Phys. Rev. D **84**, 027501 (2011).
- 3 E. Barausse, V. Cardoso and G. Khunna, Phys. Rev. Lett. **105**, 261102 (2010).
- 4 R. P. Kerr, Phys. Rev. Lett. **11**, 26 (1963).
- 5 P.S. Joshi, Global Aspects in Gravitation and Cosmology (Oxford University Press, Oxford, (1993)).
- 6 R. Goswami, P. S. Joshi, P. Singh, Phys. Rev. Lett. **96**, 031302 (2006).
- 7 T. Harada, H. Iguchi, K. Nakao, Prog. Theor. Phys. **107**, 449 (2002).
- 8 P.S. Joshi, Pramana **55**, 529 (2000).

#### Резюме

Исследован процесс разрушения горизонта событий около экстремальной черной дыры Керра при падении на нее заряженных частиц. Показано, что падающие заряженные частицы, имеющие ненулевой угловой момент и энергию, при определенных условиях могут превратить сильно вращающуюся черную дыру в голую сингулярность Керра-Ньюмана.

**Ключевые слова:** около экстремальная черная дыра; голая сингулярность.

Д. М. НАСИРОВА<sup>1</sup>, Н. Ж. ТАКИБАЕВ<sup>2</sup>, В. О. КУРМАНГАЛИЕВА<sup>2</sup>, М. Н. ТАКИБАЕВА<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Казахский национальный педагогический университет им. Абая, Алматы, Казахстан,

<sup>2</sup>Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан)

## РЕАКЦИИ ОБРАТНОГО $\beta$ - РАСПАДА В ОБОЛОЧКАХ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД

**Аннотация.** В работе проведены теоретические исследования структуры нейтронной звезды. Принципиальной основой теоретических моделей нейтронных звезд является квантовая теория строения вещества и представления вырожденного ферми-газа спиновых частиц. Исходя из разных вариантов первичного химического состава вещества нейтронных звезд, нами были рассмотрены соответствующие взаимосвязанные цепочки реакций электронного захвата в оболочках нейтронных звезд.

**Ключевые слова:** сверхплотное вещество, электронный захват, возбужденные состояния ядер, фононы кристалла, фононы ядер, нейтронизация вещества.

**Тірек сөздер:** аса тығыз зат, электронды кармау, ядролардың қозған күйі, кристалдардың фонондары, ядролардың фонондары, заттың нейтронизациясы.

**Keywords:** superdense matter, electron capture, excited nuclear states, phonons crystal, phonons nuclei, neutronization substance.

Как известно, протоны и нейтроны связаны в ядрах, и многие ядра стабильны. Но есть ядра, которые за счет слабых сил переходят в энергетически более выгодные состояния. Например, происходит превращение нейтрона в протон внутри ядра с испусканием позитрона и нейтрино или захват электрона ядром, точнее, одним из протонов в ядре, с испусканием нейтрино. Это в обычных земных условиях.

Обратимся к моделям строения нейтронной звезды [1]. Нейтронные звезды, наряду с черными дырами и белыми карликами – компактными объектами вселенной, считаются конечной формой в эволюционной жизни звезд. Их образование связывают со взрывами сверхновых. При взрыве внешние области материнской звезды выносятся в пространство, образуя газовые туманности. Внутренние же области, наоборот, сжимаются под воздействием мощной ударной волны взрыва.

Сжатие приводит к образованию нового сверхплотного звездного объекта, которое в зависимости от его массы может стать белым карликом, нейтронной звездой или черной дырой. Если масса звезды больше критической  $M > 2.5M_{\odot}$  где  $M$  – масса Солнца, то образуется черная дыра.

При меньших массах образуются нейтронные звезды и белые карлики, которые различаются плотностью своих внутренних областей. Нейтронная звезда имеет большую плотность, и ее внутренние области содержат свободные нейтроны, и даже вырожденный нейтронный ферми-газ.

Поскольку нейтронные звезды связывают с пульсарами, то типичная нейтронная звезда должна иметь большой момент вращения и огромное по величине магнитное поле. Радиус нейтронной звезды не более 15 км, а масса почти в полтора раза больше массы Солнца. Нейтронная звезда может иметь атмосферу, ее размер не превышает нескольких метров. Под ней находится внешняя оболочка (или корка), ее толщина несколько сот метров. Ниже находится внутренняя оболочка, ее размер, по расчетам, 1–2 км. Затем, ниже располагается внешнее ядро, а под ним внутреннее ядро.

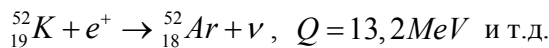
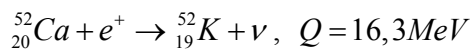
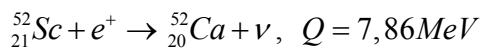
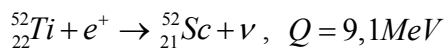
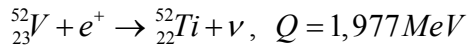
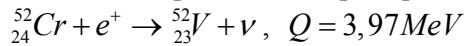
Нашей задачей является рассмотрение состояний вещества в оболочках нейтронных звезд. Отметим главные особенности этих областей. Они представляют собой сверхплотные кристаллические структуры. Плотность оболочек быстро растет с глубиной, т.е. с ростом гравитационного давления.

И, если рассматривать сверхплотное веществ в оболочках нейтронных звезд, где действуют мощные сдавливающие давления, вытесняющие электроны с орбит атомов и создающие вырожденную электронную Ферми-жидкость, то слабые реакции в ядрах могут пойти наоборот – начнутся реакции поглощения электронов ядрами с испусканием нейтрино. Это будут реакции обратного  $\beta$ - распада [1].

Такие процессы интенсивно развиваются на определенных глубинах в оболочках нейтронных звезд, где наиболее энергетически выгодным состоянием вещества является кристаллическая

структура: голые ядра в узлах кристаллической решетки, «утопленной» в вырожденную электронную Ферми-жидкость. Важно, что при этом ядра еще сохраняют свои индивидуальные свойства, так как расстояния между ними намного больше размеров ядер. Их характеристики нам известны из лабораторных экспериментов [2]. Поэтому, следуя данным по ядерным и фотоядерным реакциям, мы можем проследить за развитием процессов нейтронизации вещества и появлением новых «необычных» состояний в глубинах оболочек нейтронных звезд.

Исходя из разных вариантов первичного химического состава вещества нейтронных звезд (например, железистых [3], хромовых или алюминиевых звезд), нами были рассмотрены соответствующие взаимосвязанные цепочки реакций. Например, для хромовых звезд следует:



$Q$  – это пороговая энергия реакции, т.е. если  $E_e > Q$ , то реакция по энергии открыта.

Отметим, что в этой цепочке значения пороговых энергий каждой четной по счету реакции меньше пороговой энергии предшествующей. Это говорит о возможности образования ядер в возбужденных состояниях. Действительно, при электронном захвате дочернее ядро будет переходить в нижние возбужденные состояния ядра  ${}_{22}^{52}\text{Ti}$ .

Известно, что в земных условиях снятие возбуждения обычно происходит путем испускания гамма квантов. Но такое снятие возбуждений в сверхплотной материи оказывается уже не возможным: длина волны такого гамма кванта будет много больше постоянной решетки.

Что касается электронов Ферми-жидкости, то в силу принципа Паули, все нижние уровни будут заняты. Это означает, что энергия возбуждения ядра может быть передана только электронам для образования пары «электрон + дырка» на энергетической Ферми поверхности.

Есть еще одна возможность: это передать возбуждения фононам кристаллической решетки. Такая возможность становится наиболее реализуемой в случаях пересечения энергетических спектров фононов ядра и фононов кристаллической решетки. Фононы ядра это квантовый механизм описания поверхностных колебаний возбужденного ядра. Важно, что отмеченные пересечения возникают в сверхплотных решетках, т.е. в кристаллических оболочках нейтронных звезд [3].

Наконец, описание передачи возбуждения ядер можно проводить и в рамках теории квантовых туннельных переходов, когда рассматриваются перекрытия волновых функций возбужденных ядер, стоящих в узлах кристаллической решетки. Здесь возникает интересное явление при достижении критической плотности числа возбужденных ядер в решетке: превышение этой величины ведет к лавинной стимуляции и мультипликации возбуждений. При этом стремительно растет плотность сверхвозбужденных ядер, инициирующих каскад сопутствующих реакций, как например, реакций выбивания нуклонов из ядер, образования потока нейтрино и т.п. Существенно, что при этом в решетке возникают свободные нейтроны [4].

Ранее появление нейтронов вне ядер предполагалось только в более глубоких слоях оболочки нейтронных звезд, объединенных названием «внутренняя оболочка». Эти нейтроны, как было принято считать, выпариваются из ядер, когда давления вне и внутри ядер сравниваются между собой. В данной работе показано, что свободные нейтроны возникают уже во внешней оболочке нейтронной звезды, как результат комплекса развивающихся реакций и нелинейных процессов, порождаемых реакциями обратного бета распада.

Рассмотренные здесь новые типы состояний, реакций и процессов в слоях внешней оболочки нейтронных звезд, как и результаты анализа явлений в слоях внутренней оболочки [5], создают условия для пересмотра существующих представлений о физике состояний и явлений, происходящих в оболочках нейтронных звезд.

## ЛИТЕРАТУРА

- 1 Шапиро С.Л., Тьюколски С.А. Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды. В 2-х ч. / Пер. с англ. – М.: Мир, 1985. Ч. 1-2.
- 2 <http://cdfc.sinp.msu.ru/>
- 3 Takibayev N., Kato K., Nasirova D. Excited Nuclei in Neutron Star Crusts // *Adv. Studies Theor. Phys.* – 2013. – Vol. 7, N 4. – P. 151-161.
- 4 Такибаев Н.Ж. Вынужденное резонансное излучение кристаллических структур оболочек нейтронных звезд // Доклады НАН РК. 2012. № 3.
- 5 Chamel N., *ArXiv: 1301.2432v1 [astro-ph.HE]*, 2013.

## REFERENCES

- 1 Shapiro S.L., Tjokolski S.A. V 2 ch. / Per. s angl. - M.: *Mir*, 1985. Ch.1 - 2. (in Russ.)
- 2 <http://cdfc.sinp.msu.ru/>
- 3 Takibayev N., Kato K., Nasirova D. *Adv.StudiesTheor.Phys.*, Vol.7, № 4.,P. 151-161, 2013.
- 4 Takibayev N.Zh., *Doklady NAN RK*, №3, 2012.
- 5 Chamel N., *ArXiv: 1301.2432v1 [astro-ph.HE]*, 2013.

## Резюме

Д. М. Насирова<sup>1</sup>, Н. Ж. Такибаев<sup>2</sup>, В. О. Курмангалиева<sup>2</sup>, М. Н. Такибаева<sup>2</sup>

(<sup>1</sup>Абай атындағы Қазақ ұлттық педагогикалық университеті, Алматы, Қазақстан,  
<sup>2</sup>әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Алматы, Қазақстан)

### НЕЙТРОНДЫ ЖҰЛДЫЗДАРДЫҢ ҚАБЫҚШАЛАРЫНДАҒЫ КЕРІ $\beta$ -ЫДЫРАУ РЕАКЦИЯЛАРЫ

Жұмыста нейтрондық жұлдыздың құрылысына теориялық зерттеулер жүргізілген. Зат құрылысының кванттық теориясы және спиндік бөлшектердің азғындалған ферми-газ ұғымы нейтронды жұлдыздардың теориялық моделдерінің негізі болып табылады. Нейтронды жұлдыздардың алғашқы химиялық құрамының алғашқы нұсқаларына байланысты, нейтронды жұлдыздардың қабықшаларындағы электронды кармаудың сәйкес өзара байланысқан тізбегі қарастырылды.

**Тірек сөздер:** аса тығыз зат, электронды кармау, ядролардың қозған күйі, кристалдардың фонандары, ядролардың фонандары, заттың нейтронизациясы.

## Summary

D. M. Nassirova<sup>1</sup>, N. Zh. Takibayev<sup>2</sup>, V. O. Kurmangalieva<sup>2</sup>, M. N. Takibayeva<sup>2</sup>

(<sup>1</sup>Kazakh National Pedagogical University named after Abay, Almaty, Kazakhstan,  
<sup>2</sup>Kazakh National University named after Al-Farabi, Almaty, Kazakhstan)

### REVERSE REACTION $\beta$ -DECAY IN THE NEUTRON-STAR CRUSTS

Abstract. The work carried out theoretical studies of the structure of the neutron star. The principal basis for theoretical models of neutron stars is the quantum theory of the structure of matter and the submission of a degenerate Fermi gas of spin particles. Based on the different variants of the primary chemical composition of neutron stars, we have examined the relevant interconnected chain of electron capture reactions in the crusts of neutron stars.

**Keywords:** superdense matter, electron capture, excited nuclear states, phonons crystal, phonons nuclei, neutronization substance.



B. A. TOSHMATOV<sup>1</sup>, A. I. MAMADJANOV<sup>2</sup><sup>1</sup> Institute of Nuclear Physics, Ulughbek, Tashkent 100214, Uzbekistan,  
<sup>2</sup> Namangan Engineering-Pedagogical Institute, Namangan 160103, Uzbekistan)

## ENERGY EXTRACTION FROM D-DIMENSIONAL BLACK HOLE

**Abstract.** It is well known that a spinning black hole can extract enormous amount of energy due to the high value of the angular velocity. In order to detect this energy and estimate its magnitude several methods have been made. One of the way the efficiency of the energy extraction from the black hole is called the Penrose process. In current work the energy extraction from  $d$ -dimensional cylindrical black hole by the Penrose process has been studied. We have considered that the black hole is noncharged, rotating and isolated. The efficiency of the Penrose process for four dimensional black hole has been calculated. We have shown results by graph which describes the dependence of the efficiency of the Penrose process on cosmological parameter  $l$  for fixed value of a rotation parameter  $a$ . Our results have shown that the maximum efficiency limit of the Penrose process can be rather high with about 70 % compared with than that in four dimensional Kerr black hole with 20,7 %. As well as it is worthy to emphasize that with increase of the value of the cosmological parameter  $l$  efficiency of the Penrose process tends to zero asymptotically.

**Keywords:**  $d$ -dimensional black hole, Penrose process, ergosphere, event horizon.

**Introduction.** The observations show that there is a spinning supermassive black hole (SMBH) in the center of the galaxy. As a result of high values of the angular velocity of the black hole the enormous amount of energy of SMBH is extracted. Up to now, several processes related to the energy extraction from the black hole have been discussed such as Hawking radiation. If we are capable to detect this energy, it would be the proof of existence of these processes. So the energy extraction and its efficiency are one of the most important problems of the energetics of the black hole. In order to detect this energy and estimate its magnitude several methods have been made. One of the way the efficiency of the energy extraction from the black hole is called the Penrose process. According to this process as it has been stated in the papers [1], [2] and [3] there are negative energy orbits of the particle around rotating black hole in a region of ergosphere.

In the paper [4] the energy extraction by the Penrose process in  $d$ -dimensional spacetime was studied with  $S^{d-2}$  topology and achieved higher value of the efficiency compared to the one in Kerr black hole by considering some rotation parameters is equal to zero.

As it has been mentioned in the paper [5] there are three type of solutions of the Einstein equation depending on the cosmological constant  $\Lambda$ . If the value of the cosmological constant  $\Lambda$  is  $\Lambda > 0$ ,  $\Lambda = 0$  and  $\Lambda < 0$  the asymptotic solutions of the Einstein equation are called asymptotically de Sitter (dS), flat and anti-de Sitter (AdS), respectively.

**The background metric.** In this paper we use the solution of the Einstein equation with negative cosmological constant ( $\Lambda < 0$ ) in cylindrical symmetry. In other words we consider asymptotically anti-de Sitter (AdS) case. In general the spacetime metric for  $d$ -dimensional AdS spacetime was generalized by Lemos with multiple rotation parameters and has been written as following [5]:

$$ds^2 = -f(r) \left( \Xi dt - \sum_{i=1}^n a_i d\varphi_i \right)^2 + \frac{r^2}{l^4} \sum_{i=1}^n (a_i dt - \Xi l^2 d\varphi_i)^2 + \frac{dr^2}{f(r)} - \frac{r^2}{l^2} \sum_{i < j}^n (a_i d\varphi_j - a_j d\varphi_i)^2 + r^2 d\Omega^2 \quad (1)$$

Where  $\Xi = \sqrt{1 + \sum_{i=1}^n \frac{a_i^2}{l^2}}$ ,  $n = \left[ \frac{d-1}{2} \right]$  is the integer part of the fraction  $\frac{d-1}{2}$  and it represents number of rotation parameters ( $a_i$ ).  $d\Omega^2$  is Euclidean metric on  $(d-n-2)$ -dimensions with manifold  $\omega_{d-2}$  and its form is as following  $d\Omega^2 = dx^k dx^k$  with  $k = 1, \dots, d-n-2$ . Moreover, here  $f(r)$  for the noncharged black hole is [5]

$$f(r) = \frac{r^2}{l^2} - \frac{M}{r^{d-3}} \quad (2)$$

Here  $a_i$  is rotation parameter and  $M$  is the mass per unit length of  $z$ -line. The parameter  $l$  is one with dimension of length which related to the cosmological constant  $\Lambda$  and dimension  $d$  as

$$\Lambda = -\frac{(d-1)(d-2)}{2l^2} \quad [5],[6].$$

The range of coordinates  $\varphi_i$  are assumed to be  $\varphi_i \in [0, 2\pi]$ .

**Energy extraction by Penrose process.** It is known that in four dimension black hole has only one angular momentum with respect to rotation axis and only one rotation parameter corresponding to this momentum. In the case of higher dimension as it has been stated in [3] there are several angular momentums and each momentum corresponds its rotation parameter. Consequently, by the reason of multiple parameters and variables studying the black hole will be complicated. That is why we consider one of the simplest case which the black hole has only one angular momentum and only one rotation parameter corresponding to this angular momentum. According to this approximation AdS spacetime metric for the  $d$ -dimensional cylindrical black hole (1) takes a form

$$ds^2 = -f(r)(\Xi dt - a d\varphi)^2 + \frac{r^2}{l^4}(adt - \Xi l^2 d\varphi)^2 + \frac{dr^2}{f(r)} - \frac{r^2}{l^2} dz^2 + r^2 d\Omega_{d-4}^2 \quad (3)$$

Where  $\Xi = \sqrt{1 + \frac{a^2}{l^2}}$ , the coordinates  $\varphi$  and  $z$  change in  $0 \leq \varphi \leq 2\pi$  and  $-\infty < z < \infty$ , respectively.

As well as  $\Omega_{d-4}^2 = \Phi_1^2 + \Phi_2^2 + \Phi_3^2 + \dots + \Phi_{d-4}^2$  or

$$d\Omega_{d-4}^2 = d\Phi_1^2 + d\Phi_2^2 + d\Phi_3^2 + \dots + d\Phi_{d-4}^2 \quad (4)$$

We have already known from [2], [4] that the Penrose process is one theorized by Roger Penrose in 1969 wherein energy can be extracted from a rotating black hole. Energy extraction occurs not inside the event horizon of the black hole, it occurs in the region of ergosphere on account of rotational energy of the black hole. In this process massive particle enters into the ergosphere and splits into two pieces: one of them escapes from the black hole to infinity while the another one falls to the black hole. The escaping piece can possibly have greater energy than the infalling one, by the reason of the infalling piece has negative energy. As a result of this process black hole reduces its angular momentum and consequently black hole extracts energy. It derives from signature of energies of two pieces that the escaping particle has more energy than one which entered into ergosphere.

If particle enters into ergosphere of the black hole and splits into two: and pieces. We have considered that the first piece has more energy  $E_{(2)}$  than the incident particle and the first piece of it and exits ergosphere while the first piece is falling into the black hole with negative energy  $E_{(1)}$  [2], [4], i.e. according to the law of conservation of energy

$$E_{(0)} = E_{(1)} + E_{(2)} \quad (5)$$

Where  $E_{(1)} < 0$ , then  $E_{(2)} > E_{(0)}$ .

$$v = \frac{dr}{dt}, \quad \Omega = \frac{d\varphi}{dt} \quad (6)$$

Where  $v$  and  $\Omega$  are the radial and angular velocity of the particle with respect to asymptotic infinity observer.

We know that the penrose process extracts energy from the rotating black hole by the reason of decreasing black hole's angular momentum. From the conservation of energy and angular momentum [4]

$$E = -p^t A, \quad L = p^t \Omega, \quad A = g_{tt} + \Omega g_{t\varphi} \quad (7)$$

From Hamilton-Jacobi equation for the timelike geodesics  $p^\mu p_\mu = -m^2$ , one can obtain

$$g_{tt} \dot{t}^2 + g_{rr} \dot{r}^2 + g_{\varphi\varphi} \dot{\varphi}^2 + 2g_{t\varphi} \dot{t} \dot{\varphi} = -m^2 \quad (8)$$

Dividing both sides of (8) by  $\dot{t}^2$  and using (6) and (7)

$$g_{tt} + g_{rr} v^2 + g_{\varphi\varphi} \Omega^2 + 2g_{t\varphi} \Omega = -m^2 \left( -\frac{A}{E} \right)^2 \quad (9)$$

As you see from the expression (9) right hand side of it is negative or zero and the second term in left hand side is positive. This is why we can write (9) in the following form:

$$g_{\varphi\varphi}\Omega^2 + 2g_{t\varphi}\Omega + g_{tt} = -m^2 \left(-\frac{A}{E}\right)^2 - g_{rr}v^2 \leq 0. \quad (10)$$

From the inequality (10) one can find the value of  $\Omega$  is in the range  $\Omega^- \leq \Omega \leq \Omega^+$ . Here  $\Omega^\pm$  is

$$\Omega^\pm = -\frac{g_{t\varphi}}{g_{\varphi\varphi}} \pm \sqrt{\frac{g_{t\varphi}^2}{g_{\varphi\varphi}^2} - \frac{g_{tt}}{g_{\varphi\varphi}}} = \frac{Mar^{1-d} \sqrt{1 + \frac{a^2}{l^2} \pm \sqrt{\frac{1}{l^2} - Mr^{1-d}}}}{1 + Ma^2r^{1-d}}, \quad (11)$$

Using the expression (7) equations of conservation of the energy (5) can be written as [3]

$$p_{(0)}^\xi A_{(0)} = p_{(1)}^\xi A_{(1)} + p_{(2)}^\xi A_{(2)}, \quad (12)$$

$$p_{(0)}^\xi \Omega_{(0)} = p_{(1)}^\xi \Omega_{(1)} + p_{(2)}^\xi \Omega_{(2)}. \quad (13)$$

In order to find the efficiency of the Penrose process one uses expression (5) and taking into account  $E_{(1)} < 0$

$$\eta = \frac{E_{(1)}}{E_{(0)}} = \frac{E_{(2)} - E_{(0)}}{E_{(0)}} = \chi - 1, \quad (14)$$

with  $\chi = \frac{E_{(2)}}{E_{(0)}}$ , which  $\chi > 1$ . With the help (7), (12) and (13)

$$\chi = \frac{E_{(2)}}{E_{(0)}} = \frac{(\Omega_{(2)} - \Omega_{(1)})A_{(2)}}{(\Omega_{(2)} - \Omega_{(1)})A_{(0)}}. \quad (15)$$

Here let us consider that incident particle has  $E_{(0)} = 1$  energy and it splits into two photons, namely their momentums are equal to zero ( $p_{(1)} = p_{(2)} = \mathbf{0}$ ). In this case as you see from the expression (15) the maximum value of the efficiency of the Penrose process corresponds to the maximum one of  $\Omega_{(2)}$  and minimum one of  $\Omega_{(1)}$  at the same time. At this time radial velocity of both pieces will be zero ( $v_{(1)} = v_{(2)} = \mathbf{0}$ ), namely

$$\Omega_{(1)} = \Omega^- = \frac{Mar^{1-d} \sqrt{1 + \frac{a^2}{l^2} - \sqrt{\frac{1}{l^2} - Mr^{1-d}}}}{1 + Ma^2r^{1-d}}, \quad (16)$$

$$\Omega_{(2)} = \Omega^+ = \frac{Mar^{1-d} \sqrt{1 + \frac{a^2}{l^2} + \sqrt{\frac{1}{l^2} - Mr^{1-d}}}}{1 + Ma^2r^{1-d}} \quad (17)$$

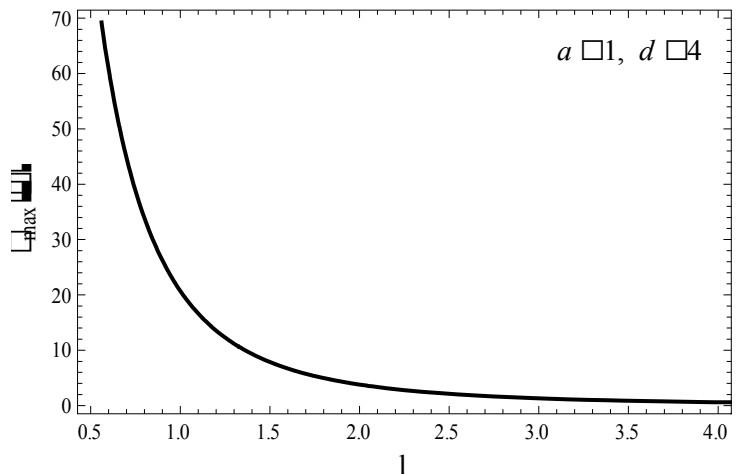
Due to the radial velocity  $v = \mathbf{0}$ , the equation (9) takes the form

$$(g_{\varphi\varphi} + g_{t\varphi}^2)\Omega^2 + 2g_{t\varphi}(1 + g_{tt})\Omega + g_{tt}(1 + g_{tt}) = 0, \quad (18)$$

From the equation (18) one can find the angular velocity of the incident particle as

$$\Omega_{(0)} = \frac{-g_{t\varphi}(1 + g_{tt}) + \sqrt{(1 + g_{tt})(g_{t\varphi}^2 - g_{tt}g_{\varphi\varphi})}}{g_{\varphi\varphi} + g_{t\varphi}^2}, \quad (19)$$

Fig. 1 – The dependence of maximum value of the efficiency of the extracted energy from the black hole by the Penrose process  $\eta_{\max}$  on cosmological parameter  $l$



As it has been shown in [2], [4] efficiency of the Penrose process can achieve its maximum value when particle splits into pieces at the event horizon of the black hole. Let us consider the black hole is four dimensional ( $d = 4$ ). Inserting the expressions (16), (17) and (19) into (15) and taking into account above statement we will have

$$\eta_{max} = \left[ \frac{\sqrt{1 + g_{tt}} - 1}{2} \right]_{r=r_+} = \frac{\sqrt{1 + a^2 l^{-\frac{8}{3}}} - 1}{2} . \quad (20)$$

Where  $r_+$  is the radius of the event horizon of the black hole. One can find  $r_+$  by solving the equation  $f(r) = 0$ .

**Conclusion.** In this paper we have studied the efficiency of the extracted energy from the cylindrical AdS black hole by the Penrose process. As a special case the maximum efficiency of the Penrose process for the four dimensional ( $d = 4$ ) black hole has been calculated. It is well known from several papers such as [2], [3] and [6] that the maximum value of the efficiency of the Penrose process for the Kerr black hole is equal to 20,7 %. As you see from the Fig 1. In the current black hole one can achieve the efficiency of the Penrose process up to 70 % by decreasing the value of the cosmological parameter  $l$  up to 0,5. With increase of the value of the  $l$  efficiency tends to zero asymptotically.

#### REFERENCES

- 14 Abdujabbarov A. A., Ahmedov B. J., Shaymatov S. R., Rakhmatov A. S., *Astrophys. Space Sci.* **334**, 237 (2011).
- 15 Liu C., Chen S., Jing J., *Astrophys. J.*, **751**, 148 (2012).
- 16 Ghosh S., Sheoran P., *Phys. Rev. D.* **89**, 024023 (2014).
- 17 Nozawa M., Maeda K., *Phys. Rev. D.* **71**, 084028 (2008).
- 18 Lemos J.P.S., *Phys. Lett. B.* **353**, 46 (1995).
- 19 Awad A.M., *Class. Quantum Grav.* **20**, 2827 (2003).

#### Аннотация

Хорошо известно, что огромное количество энергии можно извлечь из вращающейся черной дыры за счет высокого значения угловой скорости. Для того чтобы обнаружить эту энергию и оценить его величину, были предложены несколько механизмов. Один из эффективных способов извлечения энергии из черной дыры называется процессом Пенроуза. В настоящей работе изучено извлечение энергии из  $d$ -мерной цилиндрической черной дыры за счет процесса Пенроуза. Предполагается, что черная дыра- незаряженная, вращающаяся и изолированная. Рассчитана эффективность процесса Пенроуза для четырехмерной черной дыры и результаты представлены в виде графика, который описывает зависимость эффективности процесса Пенроуза от космологического параметра  $l$  для фиксированного значения параметра вращения  $a$ . Наши результаты показали, что максимальный предел эффективности процесса Пенроуза может быть достаточно высокой около 70 %, тогда как для четырехмерной черной дыры Керра – 20,7 %. Нужно подчеркнуть, что с увеличением значения космологического параметра  $l$  эффективность процесса Пенроуза асимптотически стремится к нулю.

**Ключевые слова:**  $d$ -мерная черная дыра, процесс Пенроуза, эргосфера, горизонт событий.

С. М. ТАШПУЛАТОВ

(ИЯФ АН РУз., Узбекистан, Ташкент)

## СПЕКТРАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ОПЕРАТОРА ЭНЕРГИИ ТРЕХЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМ В МОДЕЛИ ХАББАРДА

**Аннотация.** Исследованы спектральные свойства трехэлектронной системы в модели Хаббарда. Показано, что существенный спектр рассматриваемой системы в квартетном состоянии состоит из единственного отрезка, а трехэлектронное связанное состояние отсутствует. В дублетных состояниях существенный спектр системы состоит из объединения не более трех отрезков. Доказано, что в дублетных состояниях трехэлектронные связанные состояния существуют.

**Ключевые слова:** трехэлектронная система, модель Хаббарда, квартетное и дублетное состояние, трехэлектронное связанное состояние.

**Keywords:** three-electron system, Hubbard model, quartet and doublet state, three-electron bound state.

В настоящее время модель Хаббарда является одной из интенсивно изучаемых многоэлектронных моделей металла [1, 2]. Однако до сих пор получено очень мало точных результатов для спектра и волновых функций кристалла, описываемого моделью Хаббарда. Представляет большой интерес получение точных результатов для этой модели. В работе [1] был изучен спектр и волновые функции системы двух электронов в кристалле, описываемом гамильтонианом Хаббарда. Известно, что двухэлектронные системы могут находиться в двух состояниях: триплетном и синглетном [1, 2]. Доказано, что спектр оператора в триплетном состоянии имеет только непрерывный спектр, состоящий из отрезка  $[m, M]$ , а у оператора синглета, кроме непрерывного спектра  $[m, M]$ , при некоторых значениях квазиимпульса существует единственное антисвязанное состояние [1]. При  $U < 0$  (см. (1)) реализуется обратная ситуация: ниже непрерывного спектра имеется связанное состояние (антисвязанное состояние отсутствует). Для первой полосы спектр не зависит от  $U$ -параметра кулоновского взаимодействия двух электронов на одном узле и соответствует энергии двух невзаимодействующих электронов и в точности совпадает с триплетной полосой. Вторая полоса в гораздо большей степени определяется кулоновским взаимодействием: от  $U$  зависят как амплитуды, так и энергия двух электронов, причем сама полоса исчезает при  $U \rightarrow 0$ , а при  $U \rightarrow \infty$ , неограниченно возрастает. Вторая полоса в основном соответствует одночастичному состоянию, а именно движению двойки, т. е. двухэлектронных связанных состояний.

В настоящей работе рассматривается оператор энергии трехэлектронных систем в модели Хаббарда и описывается структура существенного спектра и дискретный спектр системы в дублетных и квартетных состояниях.

Гамильтониан рассматриваемой модели имеет вид

$$H = A \sum_{m,\gamma} a_{m,\gamma}^+ a_{m,\gamma} + B \sum_{m,\tau,\gamma} a_{m,\gamma}^+ a_{m+\tau,\gamma} + U \sum_m a_{m,\uparrow}^+ a_{m,\uparrow} a_{m,\downarrow}^+ a_{m,\downarrow}, \quad (1)$$

где  $A$  – энергия электрона в узле решетки,  $B$  – интеграл переноса между соседними узлами; для удобства считаем, что  $B > 0$ ,  $\tau = \pm e_j$ ,  $j = 1, 2, \dots, \nu$ , где  $e_j$  – единичные орты, т.е. суммирование ведется по ближайшим соседям;  $U$  – параметр кулоновского взаимодействия двух электронов на одном узле,  $\gamma$  – спиновый индекс ( $\uparrow$  или  $\downarrow$ ), а  $a_{m,\gamma}^+$  и  $a_{m,\gamma}$  соответственно, оператор рождения и уничтожения электрона в узле  $m \in Z^\nu$ , (через  $\uparrow$  и  $\downarrow$  обозначены соответственно, значения спина  $1/2$  и  $-1/2$ ). Гамильтониан  $H$  действует в антисимметрическом пространстве Фока  $E_{as}$ .

Пусть  $\varphi_0$  – вакуумный вектор в пространстве  $E_{as}$ . Квартетное состояние соответствует свободному движению трех электронов на решетке со следующими базисными функциями  $q_{m,n,p}^{3/2} = a_{m,\uparrow}^+ a_{n,\uparrow}^+ a_{p,\uparrow}^+ \varphi_0$ . Подпространство  $\tilde{E}_k^q$ ,  $k = 3/2$ , соответствующее квартетному состоянию,

состоит из множества всех векторов вида  $\psi = \sum_{m,n,p \in Z^v} \tilde{f}(m,n,p) q_{m,n,p}^k, \tilde{f} \in l_2^{as.}$ , где  $l_2^{as.}((Z^v)^3)$  – пространство антисимметричных функций из  $l_2((Z^v)^3)$ . Обозначим через  $\tilde{H}_k^q$  сужение оператора  $H$  на  $\tilde{E}_k^q$ .

**Теорема 1.** Пространство  $\tilde{E}_k^q$  инвариантно относительно оператора  $H$ . Оператор  $\tilde{H}_k^q$  является ограниченным самосопряженным оператором. Он порождает ограниченный самосопряженный оператор  $H^q$ , действующий в пространстве  $l_2^{as.}$  по формуле

$$(H^q f)(p, q, r) = 3Af(p, q, r) + B \sum_{\tau} [f(p + \tau, q, r) + f(p, q + \tau, r) + f(p, q, r + \tau)] \quad (2)$$

Сам оператор  $\tilde{H}_k^q$  на вектор  $\psi \in \tilde{E}_k^q$  действует по формуле

$$\tilde{H}_k^q \psi = \sum_{m,n,p} (H^q f)(m, n, p) q_{m,n,p}^k. \quad (3)$$

Оператора  $H^q$  будем называть оператором «трехэлектронного квартета». В квазиимпульсном представлении оператор  $H^q$  действует в гильберто-вых пространствах  $L_2^{as.}((T^v)^3)$  по формуле  $H^q f(x, y, z) = h(x, y, z) f(x, y, z)$ , где  $f \in L_2^{as.}((T^v)^3)$ ,  $L_2^{as.}$  – подпространство антисимметричных функций в  $L_2((T^v)^3)$  и  $h(x, y, z) = 3A + 2B \sum_{i=1}^v (\cos x_i + \cos y_i + \cos z_i)$ ,  $T^v - v$  – мерный тор, снабженный нормированной мерой Лебега  $d\lambda$  с  $\lambda(T^v) = 1$ . Спектр оператора  $H^q$  состоит только из непрерывного спектра:  $\sigma_{cont}(H^q) = [3A - 6Bv, 3A + 6Bv]$ .

Следовательно, спектр квартетного состояния не зависит от кулоновского взаимодействия  $U$  и представляет собой энергии трех невзаимодействующих электронов, движущихся в кристалле. Такой результат вполне естествен, поскольку квартетное состояние не может содержать состояний с двумя электронами на узле.

Теперь рассмотрим дублетное состояние. Пусть  $\varphi_0$  – вакуумный вектор в пространстве  $E_{as.}$ . Дублетному состоянию соответствуют следующие базисные функции  ${}^1 d_{m,n,p}^{1/2} = a_{m,\uparrow}^+ a_{n,\downarrow}^+ a_{p,\uparrow}^+ \varphi_0$ ,  ${}^2 d_{m,n,p}^{1/2} = a_{m,\uparrow}^+ a_{n,\uparrow}^+ a_{p,\downarrow}^+ \varphi_0$ . Подпространство  $\tilde{E}_1^d$ , соответствующее дублетному состоянию, состоит из множества всех векторов вида  $\psi = \sum_{m,n,p \in Z^v} \tilde{f}(m,n,p) {}^1 d_{m,n,p}^{1/2}, \tilde{f} \in l_2^{as.}$ , где  $l_2^{as.}$  – пространство антисимметричных функций из  $l_2((Z^v)^3)$ . Обозначим через  $\tilde{H}_1^d$  сужение оператора  $H$  на  $\tilde{E}_1^d$ .

**Теорема 2.** Пространство  $\tilde{E}_1^d$  инвариантно относительно оператора  $H$ . Оператор  $\tilde{H}_1^d$  являются ограниченным самосопряженным оператором. Они порождают ограниченный самосопряженный оператор  $H_1^d$  действующий в пространстве  $l_2^{as.}$  по формуле  $(H^d f)(p, q, r) = 3Af(p, q, r) + B \sum_{\tau} [f(p + \tau, q, r) + f(p, q + \tau, r) + f(p, q, r + \tau)] + U[\delta_{p,q} + \delta_{q,r}] f(p, q, r)$ . Сам оператор  $H_1^d$  на вектор  $\psi \in \tilde{E}_1^d$  действуют по формуле  $\tilde{H}_1^d \psi = \sum_{m,n,p} (H_1^d f)(m, n, p) {}^1 d_{m,n,p}^{1/2}$ .

В квазиимпульсном представлении оператор  $H_1^d$  действует в гильбертовых пространствах  $L_2^{as.}((T^v)^3)$  по формуле

$$H_1^d f(x, y, z) = h(x, y, z) f(x, y, z) + U \left[ \int_{T^v} f(s, \lambda + \mu - s, \gamma) ds + \int_{T^v} f(\lambda, t, \mu + \gamma - t) dt \right], \quad (4)$$

где  $f \in L_2^{as}((T^\nu)^3), L_2^{as}$  – подпространство антисимметричных функций из  $L_2((T^\nu)^3)$  и  $h(x, y, z) = 3A + 2B \sum_{i=1}^{\nu} (\cos x_i + \cos y_i + \cos z_i)$ .

Ясно, что спектральные свойства трехэлектронных систем в модели Хаббарда, тесно связаны со спектральными свойствами его двух электронных подсистем. Можно показать, что оператор  $H_1^d$  представляется в виде:

$$H_1^d = H_{\Lambda_1}^s \otimes I + I \otimes H_{\Lambda_2}^*, \quad (5)$$

где  $(H_{\Lambda_1}^s f_{\Lambda_1})(x) = h_{\Lambda_1}(x) f_{\Lambda_1}(x) + U \int_{T^\nu} f_{\Lambda_1}(s) ds$  является оператором синглета (здесь  $f_{\Lambda_1}(x) = f(x, \Lambda_1 - x)$ ,  $h_{\Lambda_1}(x) = h(x, \Lambda_1 - x)$  и  $\Lambda_1 = x + y = \lambda + \mu$ ,  $(H_{\Lambda_2}^* f_{\Lambda_2})(x) = \tilde{h}_{\Lambda_2}(x) \times f_{\Lambda_2}(x) + U \int_{T^\nu} f_{\Lambda_2}(s) ds$ ,  $\tilde{h}_{\Lambda_2}(y) = A + 2B \sum_{i=1}^{\nu} \cos(\Lambda_2 - y)$ ,  $f_{\Lambda_2}(y) = f(y, \Lambda_2 - y)$ .)

Используя полученные результаты исследования спектра и СС этих операторов и используя представление (5), опишем структуру существенного спектра и дискретного спектра оператора  $H_1^d$ .

Обозначим через  $z^*$  и  $z$ , соответственно, собственные значения операторов  $H^*$  и  $H^s$ .

**Теорема 3.** Если  $\nu = 1, 2$ , то существенный спектр оператора дублета  $H_1^d$  состоит из объединения трех отрезков:  $\sigma_{ess}(H_1^d) = [3A - 2\nu B - 4B \sum_{i=1}^{\nu} \cos \frac{\Lambda_i}{2}, 3A + 2\nu B + 4B \sum_{i=1}^{\nu} \cos \frac{\Lambda_i}{2}] \cup [z^* + 2A - 4B \sum_{i=1}^{\nu} \cos \frac{\Lambda_i}{2}, z^* + 2A + 4B \sum_{i=1}^{\nu} \cos \frac{\Lambda_i}{2}] \cup [z + A - 2\nu B, z + A + 2\nu B]$ , и дискретный спектр дублета состоит из единственной точки  $z + z^*$ .

Обозначим через  $z^{***}$  и  $\tilde{z}$ , соответственно, собственные значения операторов  $H^*$  и  $H^s$ .

**Теорема 4. а)** Если  $\nu = 3$ ,  $\Lambda = (\Lambda_0, \Lambda_0, \Lambda_0)$  и  $U > \frac{B}{4W}$ ,  $\cos \frac{\Lambda_0}{2} \leq \frac{1}{2}$ , то существенный спектр оператора дублета  $H_1^d$  состоит из объединения трех отрезков:  $\sigma_{ess}(H^d) = [3A - 6B(1 + 2 \cos \frac{\Lambda_0}{2}), 3A + 6B(1 + 2 \cos \frac{\Lambda_0}{2})] \cup [z^{***} + 2A - 12B \cos \frac{\Lambda_0}{2}, z^{***} + 2A + 12B \cos \frac{\Lambda_0}{2}] \cup [\tilde{z} + A - 6B, \tilde{z} + A + 6B]$ , и дискретный спектр дублета состоит из единственной точки:  $\sigma_{disc}(H_1^d) = \{\tilde{z} + z^{***}\}$ .

**б)** Если  $\nu = 3$ ,  $\Lambda = (\Lambda_0, \Lambda_0, \Lambda_0)$  и  $\frac{B}{4W} < U < \frac{B \cos \frac{\Lambda_0}{2}}{2W}$ ,  $\cos \frac{\Lambda_0}{2} > \frac{1}{2}$ , то существенный спектр оператора дублета  $H_1^d$  состоит из объединения двух отрезков:  $\sigma_{ess}(H^d) = [3A - 6B(1 + 2 \cos \frac{\Lambda_0}{2}), 3A + 6B(1 + 2 \cos \frac{\Lambda_0}{2})] \cup [z^{***} + 2A - 12B \cos \frac{\Lambda_0}{2}, z^{***} + 2A + 12B \cdot \cos \frac{\Lambda_0}{2}]$ , и дискретный спектр дублета пуст.

**в)** Если  $\nu = 3$ ,  $\Lambda = (\Lambda_0, \Lambda_0, \Lambda_0)$  и  $\frac{B \cos \frac{\Lambda_0}{2}}{2W} < U < \frac{B}{4W}$ ,  $\cos \frac{\Lambda_0}{2} < \frac{1}{2}$ , то существенный спектр оператора дублета  $H_1^d$  состоит из объединения двух отрезков:

$\sigma_{ess}(H_1^d) = [3A - 6B(1 + 2 \cos \frac{\Lambda_0}{2}), 3A + 6B(1 + 2 \cos \frac{\Lambda_0}{2})] \cup [\tilde{z} + A - 6B, \tilde{z} + A + 6B]$ , и дискретный спектр дублета пуст.

**d)** Если  $\nu = 3$ ,  $\Lambda = (\Lambda_0, \Lambda_0, \Lambda_0)$  и  $U < \frac{B}{4W}$ ,  $\cos \frac{\Lambda_0}{2} > \frac{1}{2}$ , то существенный спектр оператора дублета  $H_1^d$  состоит из единственного отрезка:  $\sigma_{ess}(H^d) = [3A - 6B(1 + 2 \cos \frac{\Lambda_0}{2}), 3A + 6B(1 + 2 \cos \frac{\Lambda_0}{2})]$ , и дискретный спектр дублета пуст.

Эскиз доказательства теорем 3 и 4. Спектры обоих операторов  $H^*$  и  $H^s$  состоят из непрерывного спектра, являющегося отрезком и из единственного собственного значения. Эти собственные значения в случае, когда  $\nu = 1, 2$ , существуют при всех значениях параметров гамильтониана (1), а в трехмерном случае, собственные значения существуют при определенных значениях параметров гамильтониана. Учитывая представление (5) и используя описания спектров операторов  $H^*$  и  $H^s$ , получаем доказательств этих теорем.

Теперь рассмотрим второе дублетное состояние  ${}^2d_{m,n,p}^{1/2} = a_{m,\uparrow}^+ a_{n,\uparrow}^+ a_{p,\downarrow}^+ \varphi_0$ .

Подпространство  $\tilde{E}_2^d$ , соответствующее дублетному состоянию, состоит из множества всех векторов вида  $\psi = \sum_{m,n,p \in \mathbb{Z}^v} \tilde{f}(m,n,p) {}^2d_{m,n,p}^{1/2}$ ,  $\tilde{f} \in l_2^{as}$ , где  $l_2^{as}$  – прост-ранство антисимметричных функций из  $l_2((\mathbb{Z}^v)^3)$ . Обозначим через  $\tilde{H}_2^d$  сужение оператора  $H$  на  $\tilde{E}_2^d$ .

В квазиимпульсном представлении оператор  $H_2^d$  действует в гильбертовых пространствах  $L_2^{as}((T^v)^3)$  по формуле

$$H_2^d f(x, y, z) = h(x, y, z) f(x, y, z) + U \left[ \int_{T^v} f(s, \mu, \lambda + \gamma - s) ds + \int_{T^v} f(\lambda, t, \mu + \gamma - t) dt \right], \quad (6)$$

где  $f \in L_2^{as}((T^v)^3)$ ,  $L_2^{as}$  – подпространство антисимметричных функций из  $L_2((T^v)^3)$  и  $h(x, y, z) = 3A + 2B \sum_{i=1}^v (\cos x_i + \cos y_i + \cos z_i)$ .

Учитывая, что, функция  $f(x, y, z)$  является антисимметрической, формулу (6) можно представлять в виде

$$H_2^d f(x, y, z) = -h(x, y, z) f(x, y, z) - U \left[ \int_{T^v} f(s, \lambda + \gamma - s, \mu) ds - \int_{T^v} f(\lambda, t, \mu + \gamma - t) dt \right], \quad (7)$$

Легко можно убеждать, на то, что оператора  $H_2^d$  можно представлять в виде:

$$H_2^d = -H_{\Lambda_3}^s \otimes I + I \otimes H_{\Lambda_2}^{**}, \quad (8)$$

где  $(H_{\Lambda_3}^s f_{\Lambda_3})(x) = h_{\Lambda_3}(x) f_{\Lambda_3}(x) + U \int_{T^v} f_{\Lambda_3}(s) ds$ , является оператор синглета, здесь

$f_{\Lambda_3}(x) = f(x, \Lambda_3 - x)$ ,  $h_{\Lambda_3}(x) = h(x, \Lambda_3 - x)$  и  $\Lambda_1 = x + y = \lambda + \mu$ ,  $\Lambda_2 = y + z = \mu + \gamma$ ,  $\Lambda_3 = x + z = \lambda + \gamma$ , а  $(H_{\Lambda_2}^{**} f_{\Lambda_2})(x) = \tilde{h}_{\Lambda_2}(x) f_{\Lambda_2}(x) + U \int_{T^v} f_{\Lambda_2}(s) ds$ ,  $\tilde{h}_{\Lambda_2}(y) = A + 2B \sum_{i=1}^v \cos y_i$ ,

$f_{\Lambda_2}(y) = f(y, \Lambda_2 - y)$ . Используя из полученных результатов исследования спектр и СС этих операторов и используя из представлений (8), описывается структуру существенного спектра и дискретный спектр оператора  $H_2^d$ .

Показано, что спектры операторов  $H_1^d$  и  $H_2^d$ , вообще говоря, являются различными.



**Заключение.** Исследованы существенный и дискретный спектр оператора энергии трехэлектронных систем в модели Хаббарда с взаимодействием ближайших соседей в  $V$  – мерной решетке  $Z^V$ . Показано, что спектр системы в квартетном состоянии состоит только из существенного спектра, а трехэлектронные связанные состояния отсутствуют. В системе имеется два дублетных состояния и они имеют различное происхождение. В квазиимпульсном представлении действие оператора энергии в дублетных состояниях является суммой оператора умножения и двух частично-интегральных операторов. Показывается, что существенные спектры систем в дублетных состояниях состоят из объединений не более трех отрезков. А дискретный спектр системы состоит из не более одной точки, т. е. в системе существует не более одного трехэлектронного антисвязанного или связанного состояния.

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1 Карпенко Б.В., Дякин В.В., Будрина Г.Л. // ФММ. – 1986. – Т. 61, № 4. – С. 702-706.  
2 Изюмов Ю.Ф., Скрыбин Ю.Н. Статистическая механика магнитоупорядоченных систем. – М.: Наука, 1987. 264 с.

#### REFERENCES

- 1 Karpenko B.V., Dyakin V.V., Budrina G.L. // Fiz. Met. Metalloved. 1986. Vol. 61, N 4. P. 702-706. (in Russian).  
2 Izyumov Yu.A., Skryabin Yu.N. Statistical Mechanics of Magnetically Ordered Systems. M.: Nauka, 1987. 264 s. (in Russian).

#### Summary

*S. M. Tashpulatov*

(INP AS RUz., Uzbekistan, Tashkent)

#### SPECTRAL PROPERTIES OF THE ENERGY OPERATOR OF THREE-ELECTRON SYSTEM IN A HUBBARD MODEL

Spectral properties of three-electron system in the Hubbard Model is investigated. We show the essential spectra of considering system in the quartet state consists only one segment and the three-electron bound states be absent. We show the essential spectra of the system in the doublet states consists of the unions no more three intervals. We proved the existence three-electron bound state in the doublet states.

**Keywords:** three-electron system, Hubbard model, quartet and doublet state, three-electron bound state.

*Н. БУРТЕБАЕВ<sup>1</sup>, А. ДУЙСЕБАЕВ<sup>1</sup>, Н. В. ГЛУЩЕНКО<sup>1</sup>, Ж. К. КЕРИМКУЛОВ<sup>1</sup>,  
М. НАСУРЛЛА<sup>1</sup>, А. АМАР<sup>2</sup>, С. Б. САКУТА<sup>3</sup>, С. В. АРТЕМОВ<sup>4</sup>*

<sup>1</sup>Институт ядерной физики, Алматы, Казахстан,

<sup>2</sup>Университет Танга, Танга, Египет,

<sup>3</sup>Институт ядерной физики АН РУз, Ташкент, Узбекистан,

<sup>4</sup>Национальный исследовательский центр «Курчатовский Институт» Москва, Россия)

#### ИЗУЧЕНИЕ РЕАКЦИИ ${}^7\text{Li}(d,t){}^6\text{Li}$ ПРИ ЭНЕРГИИ 25 МэВ

**Аннотация.** Были измерены угловые распределения дифференциальных сечений для реакции  ${}^7\text{Li}(d,t){}^6\text{Li}$  при энергии дейтронов 25 МэВ. Новые и полученные ранее данные были проанализированы методом связанных каналов реакций (CRC) с учетом механизма альфа-трансфера без возбуждения ядра и кластера, а также был получен спектроскопический фактор для  $\alpha+t$  конфигурации  ${}^7\text{Li}$ . Также были рассчитаны параметры реальной части потенциала с использованием модели двойной свертки. Дифференциальные сечения реакции  ${}^7\text{Li}(d,t){}^6\text{Li}$  были проанализированы методами DWBA и CRC при энергии 25 МэВ. Спектроскопический фактор для  $n+{}^6\text{Li}$  конфигурации  ${}^7\text{Li}$  были получены из экспериментальных данных.

**Введение.** Ядерный потенциал до сих пор не определен, особенно при малых расстояниях между взаимодействующими ядрами. Из феноменологических исследований стало ясно, что большая часть ядерного потенциала взаимодействия может быть аппроксимированы в форме Вудса-Саксона, что дает простое аналитическое выражение, явно параметризованное по глубине, радиусу и диффузности потенциальной ямы.

Параметры оптической модели (ПОМ) широко используются для создания искаженных волн для анализа сечений многих реакций, и эти анализы оказались мощным инструментом для получения информации о ядерной структуре. Но применимость оптической модели и метода искаженных волн (DWBA) для легких ядер в простой форме несколько неоднозначна, так как количество нуклонов мишени мала. Кроме того, кластерный эффект может стать важным в упругих рассеяниях и реакциях. Несмотря на то, оптическая модель и теория DWBA не должны хорошо работать для ядер с  $A = 6$  и  $7$ , изучение реакций передачи с этими легкими мишенями привлекательно, так как другие свойства этих легких систем были детально рассчитаны. Результаты анализа DWBA сечений передачи, как правило, очень чувствительны к изменению параметров оптического потенциала. Рассчитанное угловое распределение реакции передачи нуклонов может существенно различаться, даже если используемые параметры ОМ хорошо соответствуют упругому рассеянию во входных и выходных каналах реакции. Кроме того, различные параметризации оптических потенциалов могут обеспечить различие спектроскопических факторов (СФ) до 3 порядков [1].

Следовательно, очень важно зафиксировать эти значения на столько, насколько это возможно. При движении на большие углы от DWBA больше не ожидается правдоподобных результатов, даже при хорошем описании экспериментальных угловых распределений. Следует отметить, что СФ, полученные из анализа, сильно зависят от формы потенциала связанного состояния, широко используемого в форме Вудса-Саксона. Известно, что в результате взаимодействия сложных частиц с легкими ядрами часто наблюдается специфический эффект, называемый рассеянием на аномально большие углы (ALAS), что невозможно объяснить в рамках стандартной оптической модели. Природа этого явления может быть различной, но в случаях для мишеней  ${}^6\text{Li}$  и  ${}^7\text{Li}$ , имеющих выраженную  $(\alpha+d)$  и  $(\alpha+t)$  кластерную структуру, при больших углах дифференциальное сечение увеличивается. Оно почти полностью связано с механизмом обменной передачи [2]. И ядро-мишень  ${}^7\text{Li}$  и остаточное ядро  ${}^6\text{Li}$ , как известно, хорошо описываются кластерной моделью, и, следовательно, обменные эффекты должны быть усилены для реакции  ${}^7\text{Li}(d,t){}^6\text{Li}$ . Реакция  ${}^7\text{Li}(d,t){}^6\text{Li}$  была изучена в значительной степени, но исследования были выполнены только для передних углов без включения обменного эффекта А.Р. Зандером и соавт. [3], которые измерили и проанализировали реакцию  ${}^7\text{Li}(d,t){}^6\text{Li}$  при энергии налетающих дейтронов  $E_d = 12$  МэВ. Их анализ был неполным, потому что они не включили обменные эффекты в свои расчеты. Кроме того, не было ничего о реакции альфа-передачи в обратных углах. Некоторые измерения были только на передних углах. Несколько попыток описать обменные эффекты в реакции  ${}^7\text{Li}(d,t){}^6\text{Li}$  были сделаны Ф. Майклом и соавт. [4].

В настоящей работе метод CRC применяется к реакции  ${}^7\text{Li}(d,t){}^6\text{Li}$  для получения наилучшего анализа экспериментальных данных с помощью кода Fresco [5]. Мы пренебрегаем спин-орбитальными эффектами в нашем анализе в зависимости от предположения, представленного Ф. Майклом [4]. Исследованы неоднозначности оптической модели и их влияние на расчеты. СФ обоих  ${}^7\text{Li} = {}^6\text{Li} + p$  и  ${}^6\text{Li} = \alpha + D$  извлекаются из экспериментальных данных.

### Экспериментальная процедура

Эксперимент по реакции  ${}^7\text{Li}(d,t){}^6\text{Li}$  при энергии дейтрона  $E_d=25$  MeV был выполнен на изохронном циклотроне У-150М в Институте ядерной физики НЯЦ, Алматы, Казахстан [5]. Камера рассеяния, использованная в наших измерениях, показана на рисунке 1.

Энергетические спектры вылетающих частиц измеряли с помощью двух  $\Delta E$ - $E$  телескопов, содержащих полупроводниковые детекторы. Толщина детектора  $\Delta E$  имеет различные значения от 25 микрон до 100 микрон в зависимости от угла измерения, при толщине  $E$  детектора от 2 до 5 мм. Разделение тритонов из других заряженных продуктов реакции было достигнуто с электронной системой двумерного анализа. Телесный угол системы регистрации был  $4.22 \times 10^{-5}$  sr. Основное (1 +)

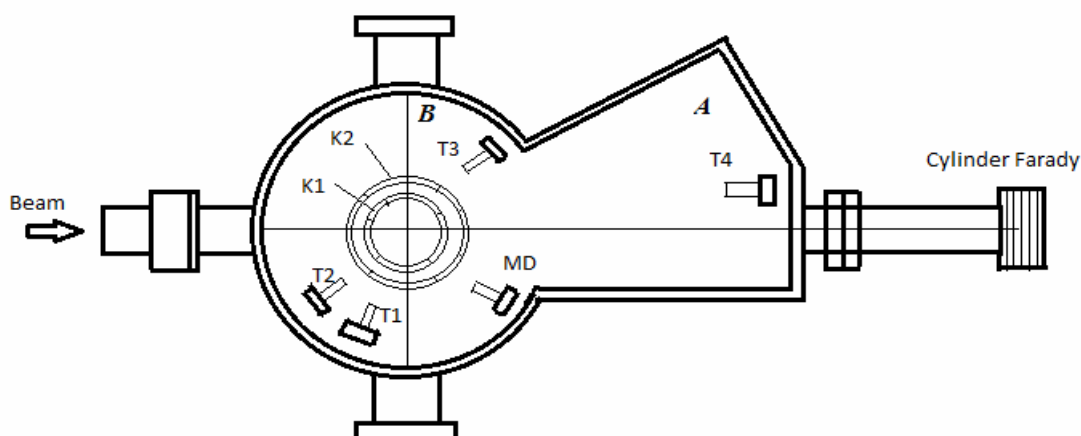
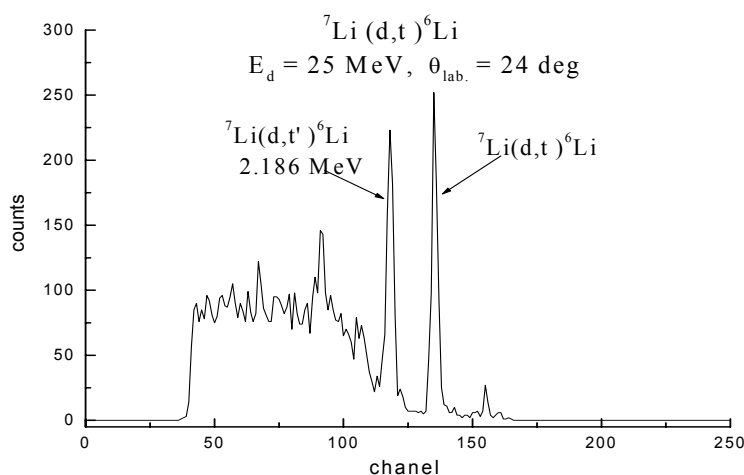


Рисунок 1 – Схема камеры рассеяния.

$K_1, K_2$  – независимо вращающиеся кольца с приводом от шаговых двигателей;  
 $T_1 \div T_4$  – телескопы  $\Delta E$ - $E$  детекторов, крепящиеся попарно к кольцам  $K_1$  и  $K_2$ ;  
 $MD$  – детектор, служащий для мониторинга рассеянного пучка

Рисунок 2 – Энергетический спектр тритонов из реакции  ${}^7\text{Li}(d,t){}^6\text{Li}$  при угле  $\theta=24^\circ$  для пучка с энергией 25 МэВ

и первое возбужденное состояние  ${}^6\text{Li}$  ( $E_x = 2.186 \text{ MeV}$ ,  $3^+$ ) были получены при разложении общей структуры на два пика Гаусса. Статистические ошибки измеренных дифференциальных сечений не превышают 10%. Типичный спектр тритонов из реакции  ${}^7\text{Li}(d,t){}^6\text{Li}$  показан на рисунке 2.

### Результаты и обсуждения

Как видно из рисунков 3, 4 рассчитаны сечения в целом воспроизводят экспериментальные данные достаточно хорошо. Наилучшее совпадение при энергиях 12 и 25 МэВ были получены с использованием ОМП A1 + B1 на 25 МэВ (см. таблицу 1). Сечения CRC отличаются от сечений МИВ (штриховые кривые) только при углах более  $70^\circ$ , тогда как при меньших углах есть эквивалентное описание экспериментальных данных.

**Вывод.** Были измерены угловые распределения дифференциальных сечений реакции  ${}^7\text{Li}(d,t){}^6\text{Li}$  при энергии дейтронов 25 МэВ. Наши новые данные были проанализированы с использованием оптической модели, метода связанных каналов реакций и методом искаженных волн.

Микроскопический потенциал был посчитан в рамках модели двойной свертки с коэффициентом нормализации  $N = 1.0$ .

Таблица 1 – Потенциалы оптической модели для расчетов МИВ реакции  ${}^7\text{Li}(d,t){}^6\text{Li}$

| OMP name            | $E_{\text{lab.}}$<br>MeV | $V$<br>MeV | $r_V$<br>fm | $a_V$<br>fm | $W_S$<br>MeV | $r_S$<br>fm | $a_S$<br>fm | Ref.     |
|---------------------|--------------------------|------------|-------------|-------------|--------------|-------------|-------------|----------|
| 1                   | 2                        | 3          | 4           | 5           | 6            | 7           | 8           | 9        |
| ${}^7\text{Li} + d$ |                          |            |             |             |              |             |             |          |
| <i>A1</i>           | 25                       | 81.4       | 1.17        | 0.85        | 14.37        | 1.325       | 0.75        | [2]      |
| ${}^6\text{Li} + t$ |                          |            |             |             |              |             |             |          |
| <i>B1</i>           | 25                       | 113.0      | 1.15        | 0.740       | 60.80        | 1.22        | 0.80        | [13]     |
| <i>B4</i>           | 25                       | 150        | 1.22        | 0.49        | 60.80        | 1.22        | 0.80        | DF, P.W. |

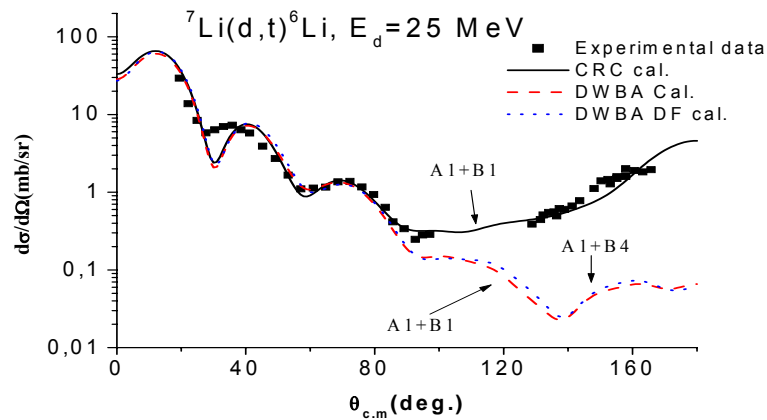


Рисунок 3 – Угловое распределение дейтронов из реакции  ${}^7\text{Li}(d,t){}^6\text{Li}$  при энергии дейтронов 25 МэВ

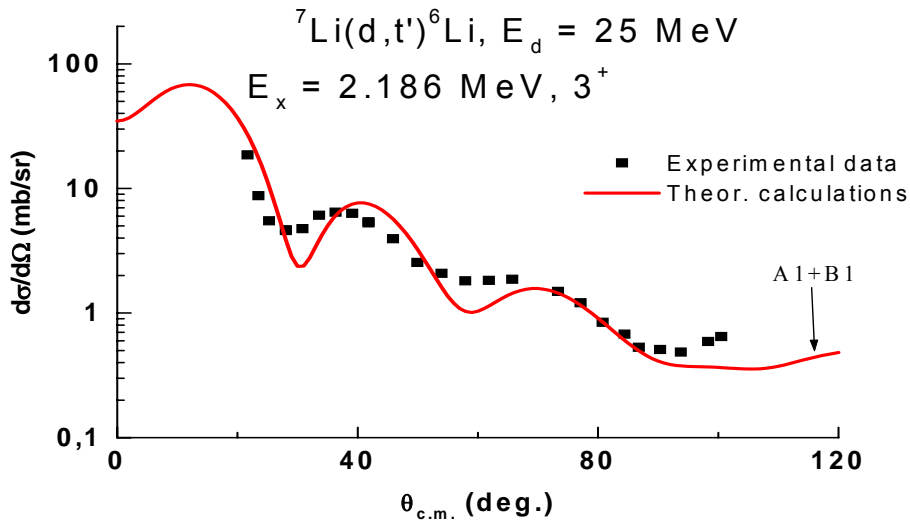


Рисунок 4 – Угловое распределение дейтронов из реакции  ${}^7\text{Li}(d,t'){}^6\text{Li}^*$  при энергии дейтронов 25 МэВ

В анализе  $(d,t)$  реакции мы оценили роль  $n$ - и  $\alpha$ -кластерных одношаговых механизмов передачи. Было показано, что эффект CRC представляется очевидным во всех случаях. Но сечения CRC отличаются от обычного DWBA только при углах более чем  $80^\circ$  и при меньших углах существует эквивалентное описание экспериментальных данных.

Полученные спектроскопические амплитуды очень велики, особенно для конфигурации  ${}^7\text{Li} \equiv {}^6\text{Li} + n$  в сравнении с теоретическими значениями, полученными в [6]. Эти значения будут оцениваться в следующем анализе.

## REFERENCES

- 1 I.J. Thompson and F.M. Nunes, Nuclear Reactions for Astrophysics: Principles, calculation and Applications of Low-Energy Reactions, Cambridge University Press, Cambridge, 2009.
- 2 N. Burtebayev, Marzhan Nassurlla, Maulen Nassurlla, Zh. K. Kerimkulov, S.B. Sakuta, Copyright of AIP Conference proceeding, American Institute of Physics, 2008, P. 203-208.
- 3 A.R. Zander, K. W. Kemper, N. R. Flecher, Nucl. Phys. A, Vol.173, 1971, P. 273-285.
- 4 F.W. Michael and Steve Edwards, Ph. Rev. C Vol. 8, 1973, P.978-987.
- 5 A.A. Arzumanov, L.M. Nemenov, O.K. Anisimov, S.S. Batalin, B.A. Volkov, D.D. Gromov, E.T. Kravchenko, V.G. Kruglov, M.Kh. Nigmatov, Yu.S. Popov, S.I. Prokof'yev, S.N. Rybin. Isochronic cyclotron with controlled ions energy, Izvestiya AN KazSSR. Seriya Phys.-Math. , 1973, №4, P. 6-15.
- 6 O. F. Nemets, Yu.V. Gofman, Handbook in Nuclear Physics (Nauk. Dumka, Kiev, 1975) [in Russian].

УДК 539.1

*Н. КЕНЖЕБАЕВ, В. КУРМАНГАЛИЕВА, М. ТАКИБАЕВА, М. НУСИПАЛИЕВА*

(Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан)

## КРАТКОЕ ОПИСАНИЕ СТАТЬЕЙ СКОМПИЛИРОВАННЫХ В БАЗУ ДАННЫХ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ EXFOR ГРУППОЙ CANRDB

**Аннотация.** В настоящее время база данных EXFOR содержит около 18 тысяч работ с около 130 тысяч таблицы данных, представляющих полную компиляцию низкоэнергетических экспериментальных нейтронных реакций, реакций под действием заряженных частиц, компиляция фотоядерных реакций, тяжелых ионов, и реакций под действием высокоэнергетических нейтронов.

На сегодняшний день Казахстан также начал активно присоединяться к международной сети центров данных ядерных реакций (NRDC) и с этой целью здесь, в Казахстане, начал формироваться центр по ядерным реакциям (CA-NRDB Central Asia Nuclear Reaction Database). Целью центра является разработка и формирование в Казахстане и впервые в Центрально-Азиатском регионе базы данных по ядерным реакциям и включение в международную сеть ядерных баз данных, курируемых Международным агентством по атомной энергии (МАГАТЭ).

**Ключевые слова:** компиляция, ядерные базы данных, CANRDB, EXFOR, HENDEL, GSYS.

**Тірек сөздер:** компиляция, деректер базасы, CANRDB, EXFOR, HENDEL, GSYS.

**Keywords:** compilation, nuclear reaction database, CANRDB, EXFOR, HENDEL, GSYS.

**Введение.** Формирование базы данных по ядерным реакциям является для Казахстана важной стратегической задачей. Создание базы данных по ядерным реакциям открытого доступа для специалистов, молодых ученых и студентов укрепляет позиции Казахстана как страны мирного использования атомной энергии.

Создание базы данных по ядерным реакциям имеет свои отличительные свойства – его создание планируется на трех языках: английском, казахском и русском. Также казахстанская база данных по ядерным реакциям имеет образовательную часть: будет создаваться не только справочная база, но и учебные пособия высокого качества.

Группа CA-NRDB сейчас активно сотрудничает с международным центром ядерных реакций МАГАТЭ. И уже началось компилирование казахстанских статей в базу EXFOR. Представляем список первых статей, которые внесены в базу нашей группой CA-NRDB:

1. В.Т. Гладун, Г.П. Чурсин. «Функция возбуждения реакций  $19\text{F}(\alpha, n)22\text{Na}$ ». Известия АН КазССР, Алматы, 1979 г.

2. И.Н. Хаустов, С.Т. Тихомирова, С.Д. Бейзин «Функция возбуждения и выходы изотопов висмута и свинца в реакции  $^{203}\text{Tl}$  с ионами  $^3\text{He}$ ». Известия АН КазССР, Алматы, 1990 г.

3. А. Васидов, Г. Вакилова, С. Мухаммедов, «Функция возбуждения реакций типа (p,n) на изотопах Te, Cs, Ba». Институт ядерной физики АН УзССР, – Ташкент 1979 г.

4. С. Мухаммедов, Э. Пардаев, «Функция возбуждения реакций типа (d,2n) на изотопах кадмия и свинца», Институт ядерной физики АН УзССР, – Ташкент 1983 г.

5. В. В. Дьячков, А. В. Юшков, А. Л. Шакиров, «Спектрометрия альфа частиц с помощью позиционно чувствительных твердотельных трековых детекторов», Приборы и Техника Эксперимента, 2013

На сегодняшний день, группой CA-NRDB были скомпилированы 5 статей. Эти статьи принадлежат казахстанским и узбекистанским авторам.

**Основная часть.** Самая первая статья, которая была обработана и внесена в базу EXFOR, – это статья В.Т. Гладуна и Г.П. Чурсина «Функция возбуждения реакций  $^{19}\text{F}(\alpha,n)^{22}\text{Na}$ », опубликованная в журнале Известия АН КазССР, Алматы, в 1979 г. [1]. В этой работе приведены данные по измерениям сечений реакции  $^{19}\text{F}(\alpha,n)^{22}\text{Na}$  в диапазоне энергий альфа-частиц от 2 до 50 МэВ. Для облучения мишеней использовался выведенный пучок альфа-частиц, ускоренных на циклотроне ИЯФ АН КазССР. Использовались метод наведенной активности и германиево-литиевый гамма-спектрометр. Материалом для изготовления мишеней было взято соединение фтора в виде фторида кальция [1]. На этой работе группа CANRDB под руководством доктора Н.Оцука провела тренинг методов компиляции ядерных данных с использованием специализированных программ HENDEL, GSYS и др.

Данные, которые были скомпилированы в международную базу ядерных данных EXFOR, это сечения реакции  $^{19}\text{F}(\alpha,n)^{22}\text{Na}$ . Данные приведены в табличном виде. На рисунке 1 приведен график, полученный с помощью программы HENDEL. Статья была скомпилирована в 30.11.2013 г.

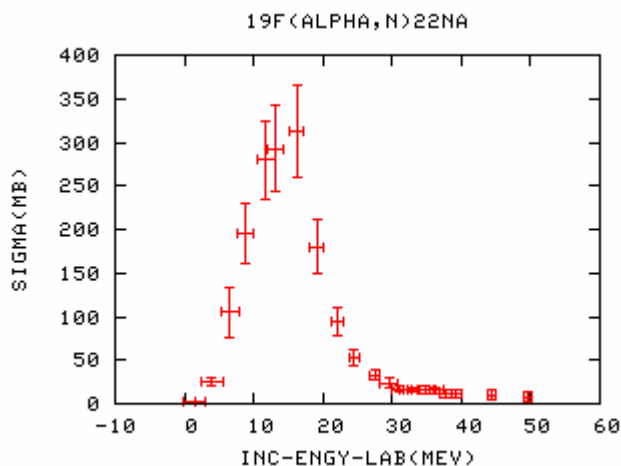


Рисунок 1 – График зависимости сечений от энергий реакций  $^{19}\text{F}(\alpha,n)^{22}\text{Na}$ , полученный с помощью программы HENDEL

Вторая статья взята из журнала «Известия АН КазССР» 1990 г. Это статья И.Н. Хаустова, С.Т. Тихомирова и С.Д. Бейзина «Функция возбуждения и выходы изотопов висмута и свинца в реакции  $^{203}\text{Tl}$  с ионами  $^3\text{He}$ ».[2].

В этой работе приведены данные по измерениям сечения реакции ( $He^3, xn$ ) на изотопе  $Ti^{232}$  в зависимости от энергии пучка  $He^3$  в диапазоне от 20 до 60 МэВ. Мишени облучались на выведенном пучке изохронного циклотрона У-150 ИЯФ АН КазССР. Энергия ионов  $He^3$  составляла  $60,0 \pm 0,5$  МэВ. Мишени из обогащенного до 97,3 %  $^{203}\text{Tl}$  изготавливались методом термического испарения в вакууме на подложки из алюминиевой фольги. Входная энергия ионов  $^3\text{He}$  для каждой мишени определялась при помощи кривых пробег-энергия. Облучение мишеней проводилось в вакууме в течение 20 мин при токе пучка  $\sim 50$  нА. Гамма-спектры облученных мишеней измерялись с использованием спектрометра на базе программируемого многоканального амплитудного анализатора IN-96В (Франция)[2].

Данные, которые были скомпилированы в EXFOR, это сечения реакций:



Все данные приведены в графическом виде (рисунок 2). Чтобы извлечь из графика числовые значения была использована программа GSYS (Graph Digitizing System). Программа GSYS позволяет преобразовать графические данные в цифровые значения. На рисунке 3 эти точки отмечены черным цветом.

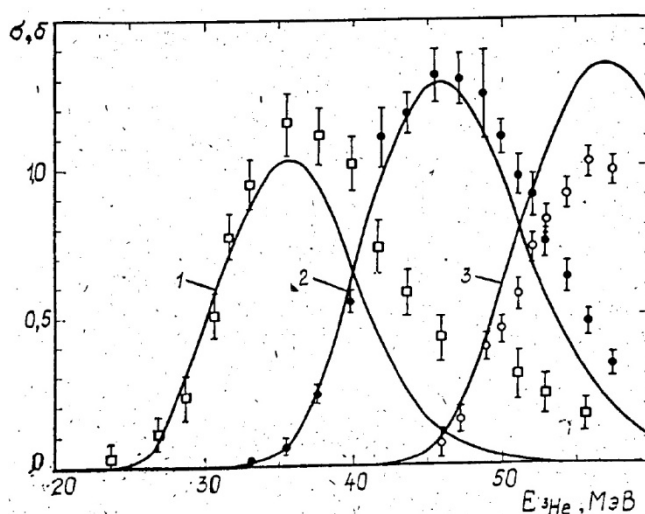


Рисунок 2 – График зависимости сечений от энергий реакций ( $He^3, xn$ ) на изотопе  $Ti^{232}$

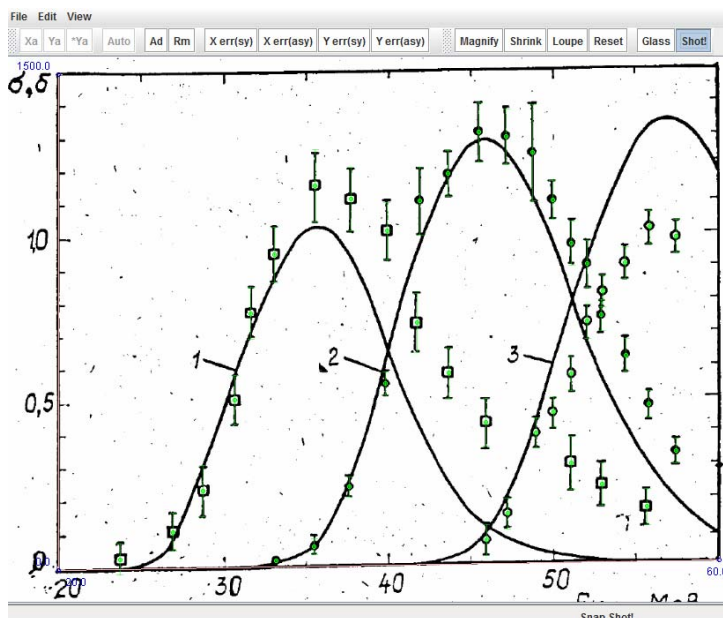


Рисунок 3 – Извлечение числовых данных из графика с помощью программой GSYS.

Статья была скомпилирована в 30.11.2013 г. Нужно отметить что в базе EXFOR данные по реакциям  $He^3 + Ti^{202}$  отсутствовали и группой CANRDB такие данные были внесены впервые. Аналогичным образом были внесены и другие реакции из статей [2].

**Заключение.** Таким образом, группа CANRDB получила не только полезный опыт по работе с программами HENDEL и GSYS, но и внесла определенный вклад в международную базу ядерных данных EXFOR.

Работа по компиляции данных продолжается и уже получены новые поручения по внесению данных казахстанских и узбекских физиков по ядерным реакциям от руководителя базы данных МАГАТЭ.

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1 Гладун В.Т., Чурсин Г.П. Функция возбуждения реакций  $^{19}\text{F}(\alpha, n)^{22}\text{Na}$  // Известия АН КазССР. – 1979. – № 14. – С. 82.
- 2 Хаустов И.Н., Тихомиров С.Т., Бейзин С.Д. Функция возбуждения и выходы изотопов висмута и свинца в реакции  $^{203}\text{Tl}$  с ионами  $^3\text{He}$  // Известия АН КазССР. – 1990. – № 2. – С. 3.
- 3 Otto Schwerer. EXFOR Formats Description for Users, 2008. 14 с.

#### REFERENCES

- 1 Gladun V.T., Chursin G.P. Funktsiya vzbuzhdeniya reaktsiy  $^{19}\text{F}(\alpha, p)^{22}\text{Na}$ . Izvestiya AN KazSSR. 1979. № 14. S. 82.
- 2 Khaustov I.N., Tikhomirov S.T., Beyzin S.D. Funktsiya vzbuzhdeniya i vykhody izotopov vismута i svintsа v reaktsiy  $^{203}\text{Tl}$  s ionami  $^3\text{He}$ . Izvestiya AN KazSSR. 1990. №2. S. 3.
- 3 Otto Schwerer. EXFOR Formats Description for Users. 2008. 14 s.

#### Резюме

*Н. Кенжебаев, В. Құрманғалиева, М. Тәжібаева, М. Нұсіпәлиева*

(Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Алматы, Қазақстан)

#### CANRDB ТОБЫНЫҢ EXFOR ЯДРОЛЫҚ РЕАКЦИЯЛАР ДЕРЕКТЕР ЖИНАҒЫНА ЕНГІЗГЕН МАҚАЛАЛАРЫНЫҢ ҚЫСҚАША СИПАТТАМАСЫ

CANRDB тобы HENDEL және GSYS сияқты бағдарламаларымен жұмыс істеу арқылы пайдалы тәжірибе алып қана қоймай, сонымен қатар EXFOR халықаралық ядролық реакциялар деректер жинағының дамуына айтарлықтай үлес қосты.

Деректерді енгізу жұмыстары одан әрі жалғасып жатыр және жаңа деректерді яғни қазақстандық және өзбекстандық мақалаларды енгізу туралы МАГАТЭ мамандарынан тапсырыс келді.

**Тірек сөздер:** компиляция, деректер базасы, CANRDB, EXFOR, HENDEL, GSYS.

#### Summary

*N. Kenzhebayev, V. Kurmangalieva, M. Takibayeva, M. Nusipalieva*

(Al-Farabi Kazakh national university, Almaty, Kazakhstan)

#### THE BRIEF DESCRIPTION OF ARTICLES COMPILED BY CANRDB GROUP TO EXFOR NUCLEAR REACTION DATABASE

The group CANRDB received not only a rewarding experience to work with programs such as HENDEL GSYS, but has already made a contribution to the international nuclear data base EXFOR. Work on data compilations continues and has already received new instructions on entering data Kazakh and Uzbek physicists on nuclear reactions from IAEA database supervisor.

**Keywords:** Compilation, nuclear reaction database, CANRDB, EXFOR, HENDEL, GSYS.



*В. В. ОСКОМОВ, А. Н. СЕДОВ, Н. О. САДУЕВ, О. А. КАЛИКУЛОВ,  
К. О. МЕНДИБАЕВ, А. И. ЖУМАБАЕВ, Е. С. МУХАМЕДЖАНОВ, Б. А. ИСКАКОВ,  
Д. М. БАЙГАРАШЕВ, Е. М. ТАУТАЕВ, И. Е. КЕНЖИНА*

(НИИЭТФ КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан)

## МИКРОМОЩНЫЕ УЗЛЫ РАДИОЭЛЕКТРОННОГО ТРАКТА НЕЙТРОННОГО ДЕТЕКТОРА

При разработке полевой и портативной радиометрической аппаратуры определяющими критериями оптимизации конструкции являются потребляемая мощность, вес, габариты.

С целью снижения потребляемой мощности в детекторе использованы современные радиоэлектронные компоненты. В аналоговых узлах (усилитель, дискриминатор, преобразователь напряжения) использованы оригинальные схемные решения, позволяющие добиться снижения потребляемой мощности. Частотная характеристика усилителя была оптимизирована с целью получения максимального отношения сигнал/шум.

На основании проведенных экспериментальных исследований были определены наиболее оптимальные уровни питающих напряжений, а также определена конструкция детектора нейтронов для дистанционного определения влагозапаса в снеге.

Основные элементы конструкции детектора нейтронов следующие:

- Блок водородсодержащего замедлителя;
- Элементы крепления детектора нейтронов (СНМ-18 или аналогичного);
- Конструкция узла усилителя и микроконтроллера для анализа сигнала от детектора;
- Конструкция узла для высоковольтного источника питания и передатчика сигналов.

Функциональная схема детектора состоит из:

- блока высокого напряжения, который поддерживает заданное уставкой напряжение и выдаёт информацию о потреблении тока;
- счётчика нейтронов типа СНМ-18 или аналогичного;
- анализатора импульсов, который определяет сам факт прихода импульса и его величину;
- накопителя импульсов и передатчика.

Блок высокого напряжения физически состоит из транзисторного ключа, трансформатора, умножающего выпрямителя и RC-фильтра.

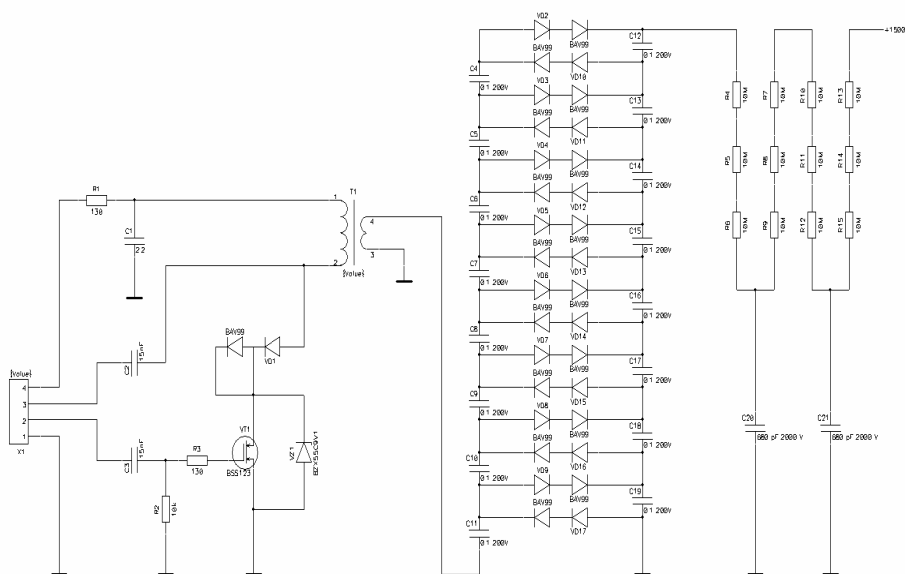


Рисунок 1 – Принципиальная схема источника высокого напряжения для детектора нейтронов

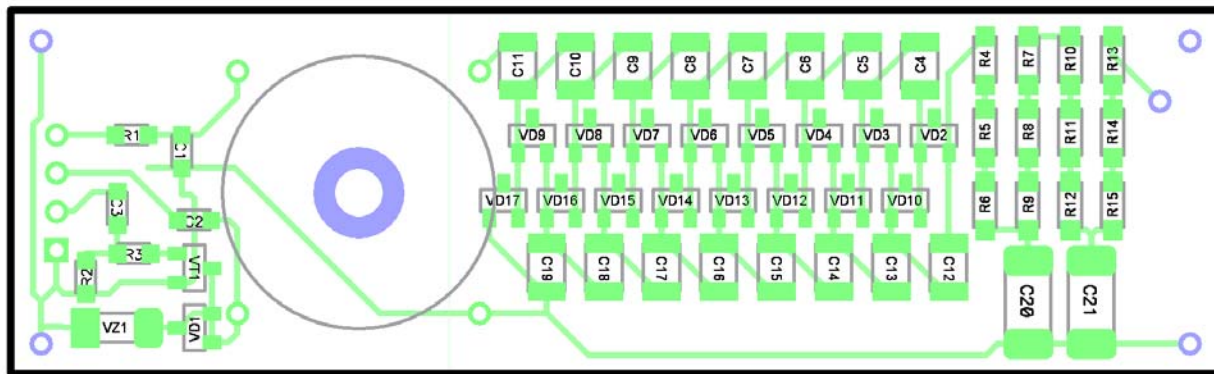


Рисунок 2 – Монтажная схема источника высокого напряжения для детектора нейтронов

Как мы можем видеть на приведенной выше монтажной схеме - слева расположен ключ и трансформатор, в середине умножитель, справа RC-фильтр

На ключевой транзистор с микроконтроллера подаётся импульс определённой длительности, он подключает трансформатор к питающему напряжению и заряжает ток (и энергией) индуктивность трансформатора, при этом подзаряжаются конденсаторы в одном из плечей выпрямителя (прямой ход). По окончании импульса происходит обратный ход – напряжение на трансформаторе меняет знак, энергия из индуктивности передаётся в выпрямитель и подзаряжаются конденсаторы в другом плече выпрямителя. Напряжение обратного хода на первичной обмотке измеряется микроконтроллером. Оно пропорционально напряжению на выходе выпрямителя и, таким образом, микроконтроллер знает величину высокого напряжения на нейтронном счётчике, которое он должен поддерживать заданным.

По измеренному напряжению микроконтроллер решает, как часто надо подавать на трансформатор подзаряжающие импульсы. Потребляемый блоком высокий ток пропорционален частоте этих импульсов, так что по ней можно судить о состоянии (исправности) блока высокого и счётчика.

В паузе напряжение на диодах выпрямителя распределено равномерно и составляет половину напряжения ступени, около 100 вольт. Этим обеспечивается небольшой ток утечки диодов, который сильно зависит от напряжения.

При комнатной температуре потребляемый блок высокого напряжения ток равен 3 микроамперам (при 5 вольтах питания).

**Анализатор импульсов.** Непрерывно с достаточно большой частотой измеряется величина напряжения на выходе усилителя. После чего, последние несколько отсчётов анализируются на наличие импульса (максимальная разница между отсчётами). Если оказывается, что импульс есть – величина сигнала больше некоторого порога, то в накопитель сообщается о ещё одном импульсе, а величина импульса используется для коррекции высокого напряжения. Дело в том, что измеренное напряжение обратного хода не совсем соответствует фактическому высокому напряжению, в зависимости от внешних воздействий фактическое напряжение может меняться. Кроме того, характеристики нейтронного счётчика могут меняться со временем и от внешних условий, а необходимо, чтоб амплитуда импульсов была примерно постоянная во времени. Поэтому значение уставки может корректироваться анализатором по величинам регистрируемых импульсов. Кроме коррекции высокого, измеряется разброс величин импульсов, что даёт диагностическую информацию о «здоровье» счётчика и электроники.

Число импульсов, зарегистрированное за заданный интервал времени, вместе с диагностической информацией, передаётся наружу. В качестве диагностической информации может быть минимальное и максимальное значения потребляемого блоком высокого напряжения тока и разброс величины импульсов.

Так как шумы электроники пропорциональны ширине полосы пропускания усилителя, а ожидаемая частота импульсов небольшая (меньше 1 в секунду), предварительно полоса была выбрана около 500 Гц. И, возможно, будет ещё уменьшена. При этом уменьшается и потребление энергии.

На рисунке представлена макетная плата усилителя (принципиальная схема) с микроконтроллером. В его задачи входит непрерывно измерять напряжение на выходе усилителя и отправлять данные на компьютер. Также в его функции входит управлять источником высокого напряжения для нейтронного детектора.

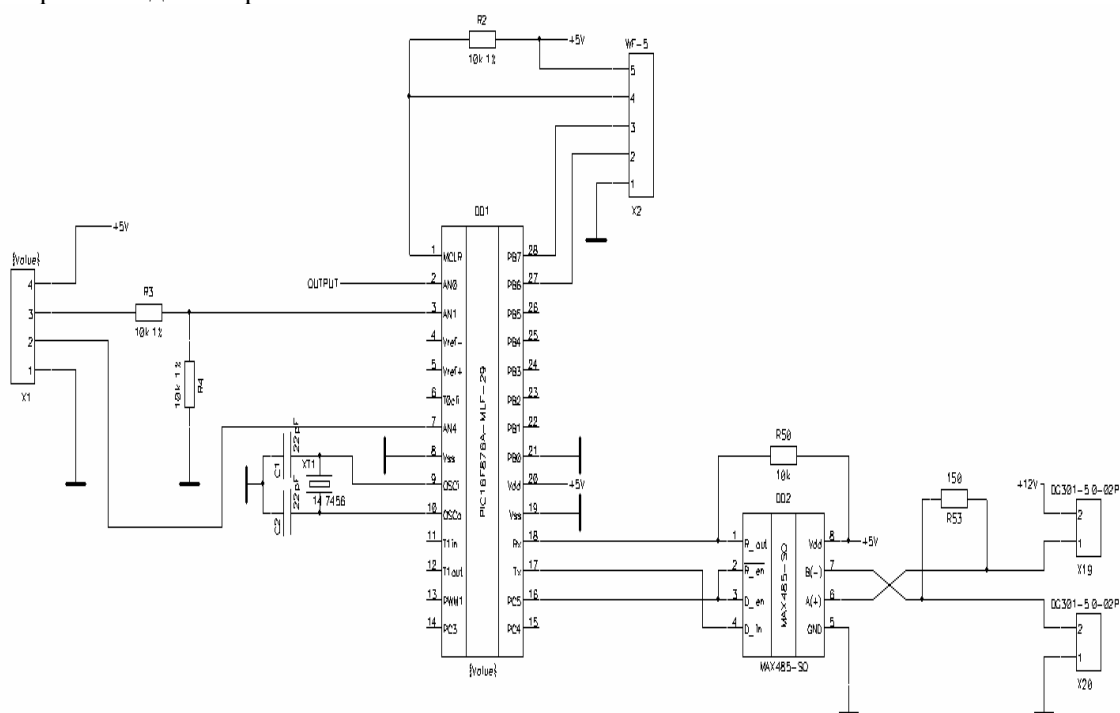


Рисунок 3 – Микроконтроллер макетной платы усилителя (принципиальная схема)

На рисунке приведены фотографии платы микроконтроллера и платы высокого напряжения

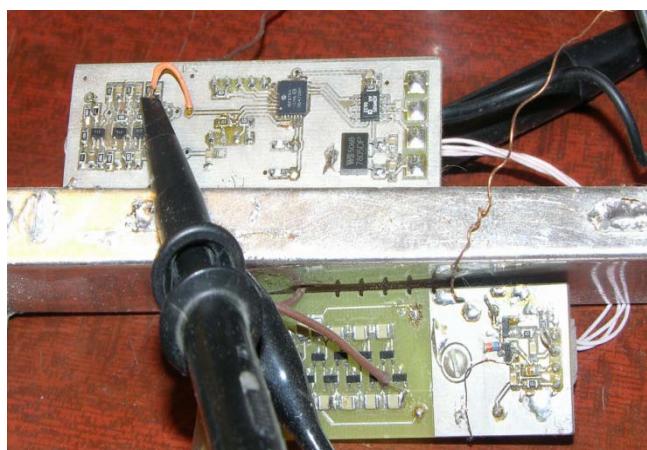


Рисунок 4 – Первые макетные платы: усилителя и микроконтроллера

Задача первой макетной платы была накопление информации для последующего выбора схемы усилителя и отработки алгоритма анализа импульсов.

Сигнал с нейтронного счётчика подается на усилитель, с него – на аналого-цифровой преобразователь, который делает около 3600 отсчётов в секунду. В первом варианте полученные данные передаются на компьютер для дальнейшего анализа. После чего полученные данные можно обрабатывать разными алгоритмами, выбирая оптимальный. И потом этот алгоритм будет перенесён в программу для микроконтроллера, чтоб уже программа в микроконтроллере принимала решение и определяла, когда есть импульс от нейтрона, какой он амплитуды и надо ли подрегулировать высокое напряжение для оптимальности параметров работы нейтронных детекторов.

В результате получим следующие алгоритмы для работы микроконтроллера:

1. Детектирования и анализа импульсов;
2. Регулировки высокого напряжения для нейтронных детекторов.

На этой же электронике можно потом обрабатывать накопление данных по интенсивности нейтронов и их передачи по каналу связи (пока по проводам). В следующей версии электроники должны быть уже микрopotребляющие усилители, другой микроконтроллер и радиопередатчик.

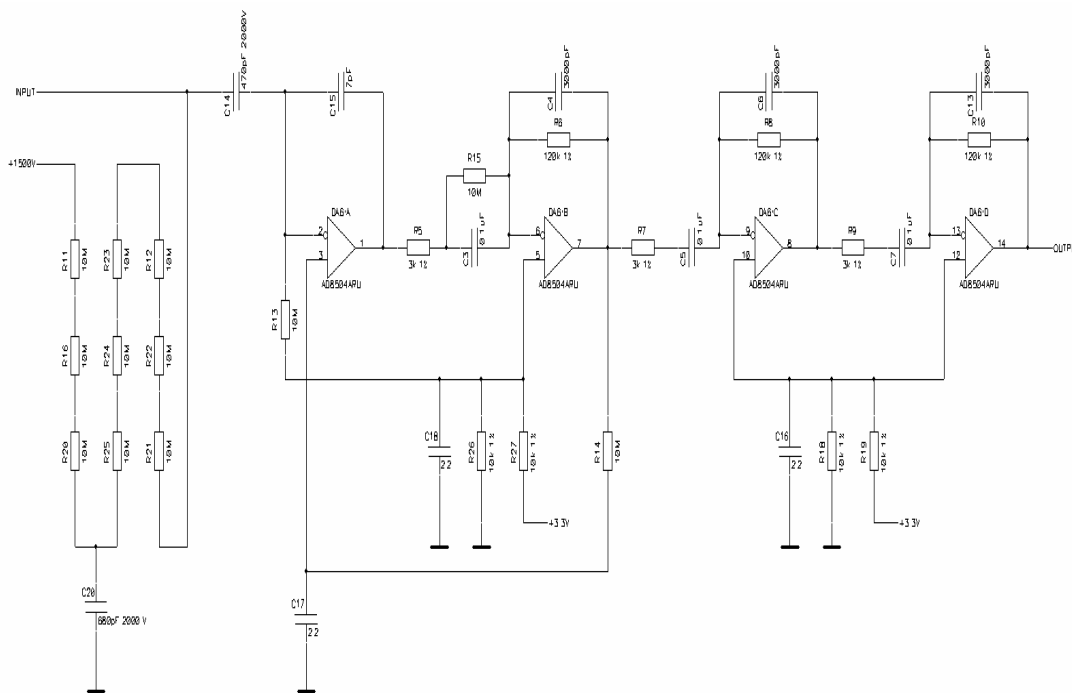


Рисунок 5 – Принципиальная схема нового усилителя

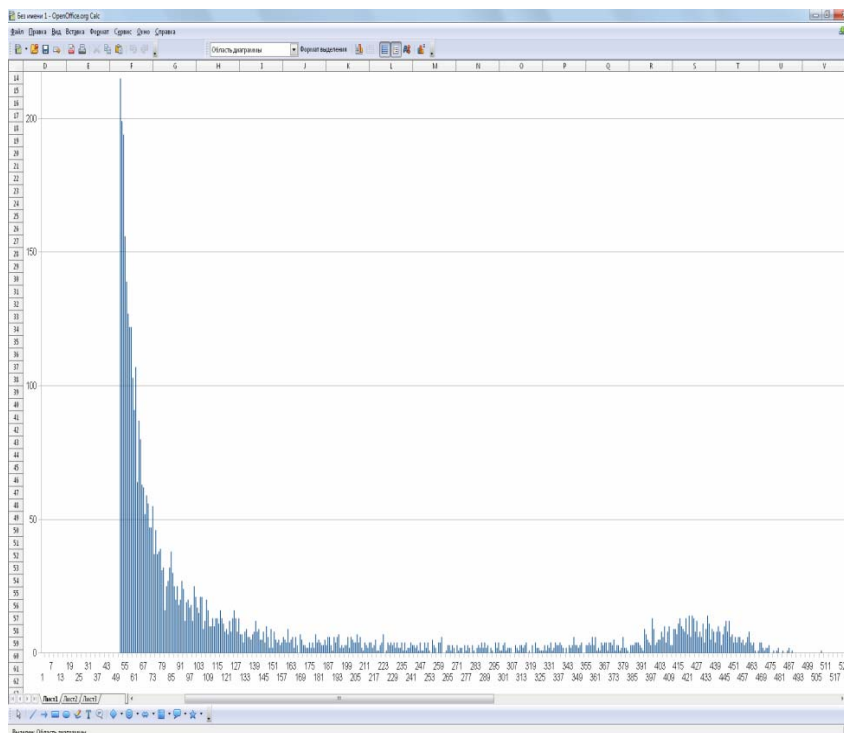


Рисунок 6 – Распределение импульсов по амплитудам (Шаг между каналами 5 милливольт)

Как можно видеть из рисунка, импульсы распределяются в районе 420-го канала (2.1 вольта), но также есть много импульсов и с меньшей амплитудой, которые также являются «законными» импульсами, а не какими-то шумами или помехами. Получается, что газовое усиление флуктуирует. А так как количество ионов должно каждый раз получаться одинаково, то при длине трека всего 2–3 мм большинство треков не должно касаться стенок и ионы не должны теряться. Это кажется странным и при дальнейших экспериментах планируется детально изучить и разобраться с этим эффектом.

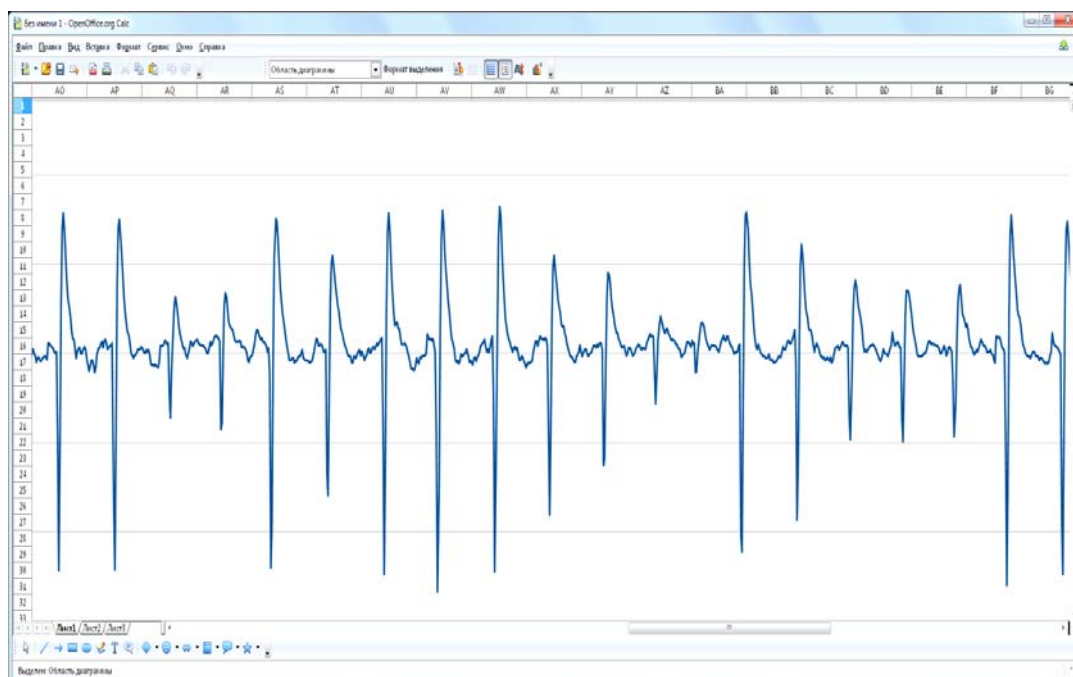


Рисунок 7 – Импульсы на выходе усилителя

График на рисунке – как пример формы импульсов от гелиевого детектора тепловых нейтронов (для того конкретного усилителя, который был использован) и разброса импульсов по амплитудам. В данном случае амплитудой считается разница между первым отрицательным выбросом и вторым положительным.

Это вырезка из большого файла данных. Так как на самом деле импульсы от детектора попадают очень редко, здесь показаны «вырезки» – сами импульсы и небольшой кусочек времени вокруг каждого импульса (около 30 отсчётов) (поэтому на картинке импульсы как бы идут на одинаковом расстоянии, на самом деле это не так). Видно, что все импульсы имеют одинаковую причину – скачок напряжения на счётчике в минус. Это не шумы, которые имели бы разные знаки.

В. ЖУМАБЕКОВА, М. ХАСАНОВ

(Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан)

## МОДЕЛИРОВАНИЕ РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С МЕТАЛЛИЧЕСКИМ БЕРИЛЛИЕВЫМ МАТЕРИАЛОМ В ОБЛАСТИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЙ

**Аннотация.** В настоящей работе рассматриваются особенности моделирования взаимодействия тепловых нейтронов с металлическим бериллиевым материалом. С целью изучения этих особенностей был написан программный код на языке «C++» и для расчета был применен метод Монте-Карло. С помощью этой программы был рассчитан энергетический спектр нейтронов после взаимодействия с металлическим бериллиевым образцом, имеющий форму прямоугольного параллелепипеда с линейными размерами 10x20x20см, а также было сделано визуализация нейтронных треков с помощью библиотеки OpenGL.

**Ключевые слова:** когерентное, некогерентное, ядерная база данных.

**Тірек сөздер:** когеренттік, некогеренттік емес, ядролық деректер базасы.

**Keywords:** coherent, non-coherent, nuclear reaction database.

**Введение.** Как известно, нейтроны в области тепловых энергий имеют длины волн, сопоставимые с межплоскостными расстояниями твердого тела, и при облучении образца нейтроны взаимодействуют со всей кристаллической решеткой, а не отдельно с ядрами и заметно проявляются такие эффекты, как упругое когерентное рассеяние и неупругое некогерентное рассеяние. В случае упругого когерентного рассеяния энергия нейтрона не изменяется после взаимодействия с кристаллом, оно является хорошо известным Брегговским рассеянием, относящиеся к нейтронам. В случае неупругого некогерентного рассеяния энергия нейтрона изменяется за счет обмена энергией нейтрона с фононами кристалла. Каждый из этих типов рассеяния вносит свой вклад во взаимодействия нейтрона с кристаллом, описываемое сечением, и соотношение этих вкладов является характерной чертой для каждого материала.

**Теоретическая часть.** Известно, что для моделирования процессов излучения методом Монте-Карло важной частью является задание сечений всех необходимых видов взаимодействия, поэтому расчет сечений когерентного упругого и некогерентного неупругого взаимодействия нейтрона с образцом материала является первостепенной задачей в тепловой области энергий. Так как металлический бериллий по своей структуре является поликристаллом, для расчета сечений при когерентном упругом рассеянии существует аналитическая формула для всех типов поликристаллов:

$$\sigma_{coh} = \frac{S^2}{8\pi NB} \sum_{\mathbf{d} > \mathbf{0}} F d e^{-2W} \quad (1)$$

Здесь  $w$  – коэффициент Валлера-Дебая,  $d$  – межплоскостное расстояние,  $F$  – структурный фактор,  $S$  – сечения когерентного рассеяние.

Формула (1) пригодна для многих материалов и достаточно хорошо описывает процесс когерентного упругого рассеяние нейтронов в некотором приближении, но использование ее к прикладным расчетам методом Монте-Карло является крайне затратным с точки зрения машинного кода, а при большом количестве розыгрышей, которое необходимо для получения статистики процесса, следовательно, точных результатов, данная формула становится вовсе непригодным. В таких случаях для вычисления сечений наиболее целесообразно использовать экспериментальные данные, представленные в формате ENDF\B-6(база данных ядерных констант). Дифференциальное сечение когерентного упругого рассеяния в формате ENDF\B-6 представлено в виде:

$$\frac{d^2\sigma}{dE d\Omega(E \rightarrow E', \mu, T)} = \frac{1}{E} \sum_{i=1}^{E_i < E} s_i(T) \delta(\mu - \mu_i) \delta(E - E_i) \quad (2)$$



где  $E$  – энергия взаимодействующего нейтрона (эВ),  $E'$  – энергия вторичного нейтрона (эВ),  $\mu$  – косинус угла рассеяния,  $T$  – температура замедлителя (К),  $E_i$  – энергии границ Брэгга (эВ),  $S_i$  – пропорциональны структурным множителям (эВ-барн)  $\mu_i$  – косинусы углов рассеяния, соответствующие границам Брэгга.

В этом формате косинус угла рассеяния является дискретной величиной, зависящая от энергий самого нейтрона и от энергии границ Брэгга для данного материала и определяется формулой:

$$\mu_i = 1 - \frac{E_i}{E} \quad (3)$$

Так как энергия вторичного нейтрона  $E'$  при упругом когерентном рассеянии равно энергии нейтрона до взаимодействия, проинтегрировав выражение (2) и умножив на  $2\pi$ , получаем следующую формулу:

$$\sigma(E, T) = \frac{1}{E} \sum_{i=1}^{E_i < E} s_i(T) \quad (4)$$

где сумма  $\sum_{i=1}^{E_i < E} s_i(T)$  является структурным множителем и представлена в формате ENDF\B-6 в виде таблицы с соответствующими энергиями границ Брэгга для определенной температуры.

Некогерентное неупругое рассеяние представляет собой взаимодействия нейтронов с звуковыми фононами кристалла. За счет этих взаимодействия нейтрон может не только терять энергию, но также приобретать, забирая часть энергий у фононов, что приводит к смещению спектра энергий у нейтронов внутри образца. Сечение некогерентного неупругого процесса можно рассчитать с помощью формулы (5).

$$\sigma_{spn} = \frac{\sigma_{bat}}{36A} \left( \frac{\theta_D}{E} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (5)$$

где  $\sigma_{bat}$  – амплитуда когерентного рассеяния,  $\theta_D$  – характеристическая температура Дебая.  $E$  – энергия нейтрона до взаимодействия. Формула (5) является однофононным приближением и не учитывает рассеяние нейтрона на многих фононах, соответственно, использование формулы (5) приводит к некоторым неточностям. В данной работе для расчета сечения некогерентного неупругого рассеяние вместо формулы (5) был использован специальный алгоритм программного комплекса Vrand, который учитывает как однофононное, так и многофононное взаимодействие.

**Алгоритм программы.** Как было сказано выше, для моделирование взаимодействия нейтрона с материалом методом Монте-Карло нужно рассчитать сечение когерентного упругого и некогерентного неупругого рассеяния. С этой целью был разработан специальный алгоритм для расчета сечения когерентного упругого рассеяния, обрабатывающий экспериментальные данные из ядерных баз данных и вычисляющий сечение для заданной энергий. Результат этого вычисления приведен в виде графика, где показана зависимость сечения когерентного рассеяния нейтронов от температуры материала и от энергий налетающего нейтрона.

Из графика видно, что сечение когерентного упругого рассеяние для металла Ве-9 уменьшается экспоненциально с ростом энергий нейтрона, что и объясняется экспоненциальным членом в аналитической формуле (1).

Расчет сечения некогерентного неупругого рассеяние производится с помощью алгоритма программного комплекса Vrand в основной программе и вычисляется при каждом розыгрыше столкновения.

Результат вычисленного сечения когерентного упругого рассеяния оцифровывается в файл формата dat и привязывается к основной программе, предназначенной для моделирования взаимодействия нейтрона с металлом Ве-9. Основная программа представляет из себя код, написанный на языке программирования C++, который учитывает структурные характеристики материала. В программе задается тип материала, размеры (10x20x20)см. Начальные энергии нейтронов являются

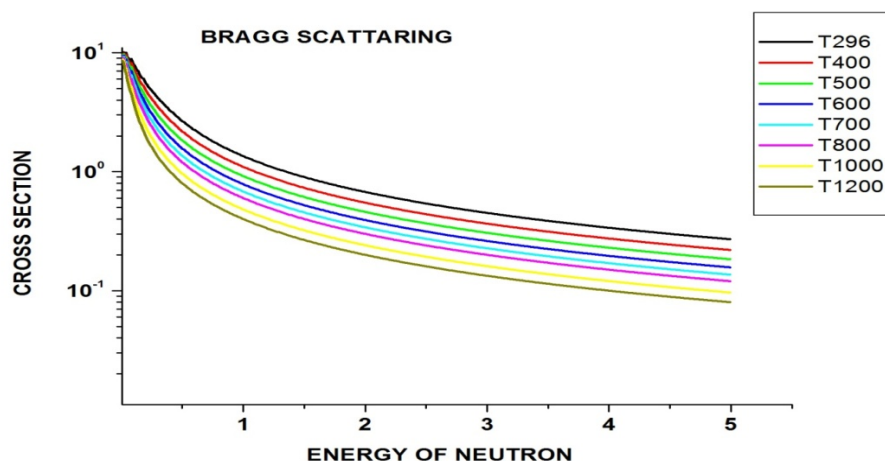


Рисунок 1 – сечение когерентного рассеяние в металлическом Be-9

монохроматическим равной 0.5 (эв) и направлены в направлений x (10см). При взаимодействии нейтрона с материалом энергий нейтронов смещаются за счет энергетического обмена с фононами, в случае покидания нейтронов области материала регистрируется значение ее энергий.

**Результаты моделирования.** Результатом моделирования является энергетическое распределение нейтронов после взаимодействия с материалом. Ниже приведен график этого распределения.

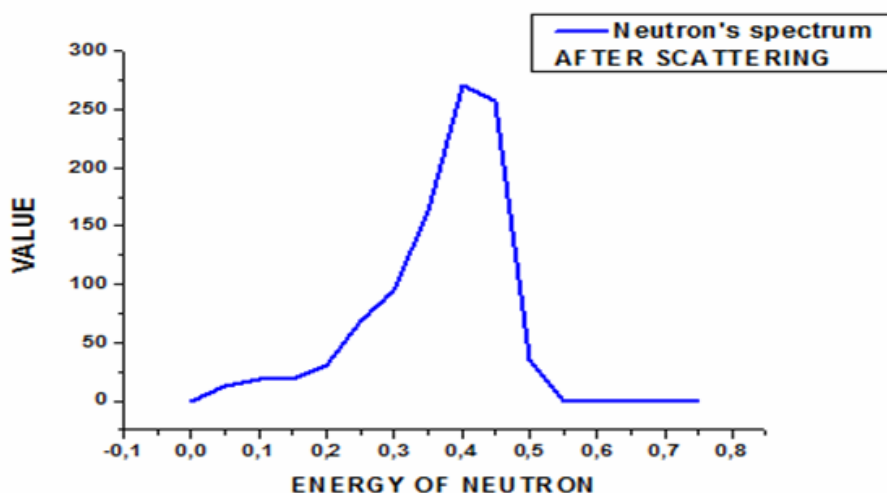


Рисунок 2 – энергетическое распределение нейтронов после взаимодействия с образцом.

**Заключение.** Как видно из графика распределений, хотя и сечение когерентного упругого рассеяния составляет 6,1 барн, при энергии нейтрона 0,5 эв большинство нейтронов изменяют свою начальную энергию, то есть происходит обмен энергий нейтрона с фононами. Это объясняется тем, что средняя длина свободного пробега нейтрона при 0,5 эв составляет не более одного сантиметра, в то время как толщина пластины – 10 см, то есть нейтрон, прежде чем покинуть пластину, совершает некоторое число столкновений, соответственно с каждым числом столкновений растет вероятность некогерентного неупругого рассеяние, что и приводит к изменению начальной энергий нейтрона.

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1 Франк-Коменский А.Д Моделирование траекторий нейтронов при расчете реакторов методом Монте-Карло. – М.: Атомиздат, 1978. 96 с.
- 2 Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика. – М.: Атомиздат, 1974.
- 3 Библиотека оцененных ядерных данных. ENDF-6/B.



## REFERENCES

- 1 Frank-Komensky A.D. Modelirovanie traektorii neutronov pri raschete reaktorov metodom monte karlo. M.: Atomizdat, 1978. 96 s.
- 2 Muhin K.N. Experimentalnaya yadernaya phisika. M.: Atomizdat, 1974. 96 s.
- 3 Nuclear reaction database ENDF-6/B.

## Резюме

*В. Жұмабекова, М. Хасанов*

(Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Алматы, Қазақстан)

### БАЯУ НЕЙТРОНДАРДЫҢ ВЕ-9 МЕТАЛЫНДА ШАШЫРАУ ҮДЕРІСІН ҮЛГІЛЕУ

Бұл жұмыста баяу нейтрондардың Ве-9 металында когеренттік және когеренттік емес шашырау үдерістері қарастырылып, осы үдерістерді үлгілеу мақсатында с++ бағдарламалау тілінде арнайы алгоритм құрылды. Есептеулердің нәтижесінде нейтрондардың Ве-9 металында шашырағаннан кейінгі энергетикалық үлестірімі алынды.

**Тірек сөздер:** когеренттік, когеренттік емес, ядролық деректер базасы.

## Summary

*V. Zhumabekova, M. Khasanov*

(Al-Farabi kazakh national university, Almaty, Kazakhstan)

### SIMULATION OF THERMAL NEUTRON SCATTERING FOR BE-9 METTAL

In this article was considered thermal neutron scattering such as coherent and non-coherent neutron scattering. Program code has been written for simulating of these processes and as a result neutron energy spectrum has been obtained after interaction with Be-9 mettal .

**Keywords:** coherent, non-coherent, nuclear reaction database.

УДК 539.21

*B. K. ABDYKADYROV<sup>1</sup>, H. SHIM<sup>2</sup>, BOG G KIM<sup>2</sup>, N. Zh. TAKIBAEV<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>Al-Farabi kazakh national university, Almaty, Kazakhstan,  
<sup>2</sup>Pusan national university, Pusan, Korea)

## DENSITY FUNCTIONAL THEORY (DFT) INVESTIGATION OF THE STRUCTURE AND ELECTRONIC PROPERTIES OF ABO<sub>3</sub>-TYPE PEROVSKITES

**Annotation.** In this work the structural, electronic properties of CSPbI<sub>3</sub>, RbPbI<sub>3</sub>, CsRbPb<sub>2</sub>I<sub>6</sub> perovskites are calculated by VASP. A pseudo-potential approach within the VASP code is used to optimize the cell geometry and to obtain the equation of state (EOS) for the perovskite CSPbI<sub>3</sub>, RbPbI<sub>3</sub>, CsRbPb<sub>2</sub>I<sub>6</sub> in orthorhombic phases. For such a procedure ab-initio within the generalized gradient approximation (GGA-PBE) are used. It is concluded that the nature of bandgaps for all three compounds is wide and direct.

**Keywords:** VASP, perovskite, DFT, EOS, band gap.

**Тірек сөздер:** VASP, перовскит, ТФТ, күй теңдеуі, зоналық структура.

**Ключевые слова:** VASP, перовскит, ТФП, уравнения состояния, зонная құрылым.

**Introduction.** ABO<sub>3</sub>-type perovskites have been widely investigated because of their interesting applications in many fields, such as ferroelectric material, photorefractive effect, high static dielectric constants and large electro-optical coefficients, etc. In the ABO<sub>3</sub> structure, the A cation is a mono- or divalent cation, and the B cation is a penta- or tetra-valent transition metal atom [1].

The properties of ABO<sub>3</sub>-type perovskites can be accurately interpreted by DFT. Many researchers have applied DFT to study on ABO<sub>3</sub>-type perovskites. Firstly the structure of caesium triiodoplumbates was originally determined by Muller [2].

Murtaza and Ahmad calculated structural and optoelectronic properties of cubic perovskites CsPbM<sub>3</sub> (M=Cl, Br, I). Structural, optical and electronic properties investigated by using the highly accurate all electrons full potential linearized augmented plane wave method. Concluded that the nature of bandgaps for all three compounds is wide and direct [3].

Although many researchers have studied on the properties of ABO<sub>3</sub>-type perovskites. In this paper, we mainly focused on the calculations of the crystal structure, the band structure and DOS for the perovskite CSPbI<sub>3</sub>, RbPbI<sub>3</sub>, CsRbPb<sub>2</sub>I<sub>6</sub> using the GGA-PBE DFT functionals and pseudopotential methods. The purpose of this paper is to prove the feasibility and accuracy of calculation and investigate the performance of GGA-PBE DFT functionals and pseudopotential method in predicting the crystal structure, band structure and DOS of ABO<sub>3</sub>-type perovskites.

**Calculation.** The first-principle calculation was performed within the framework of DFT/PBE using a plane-wave pseudopotential method by VASP code [4] VASP is a package for performing ab-initio quantum-mechanical molecular dynamics (MD) using pseudo-potentials and a plane wave basis set.

Fig. 1(A), (B) and (C) respectively shows the unit cell and the crystal structural perspective polyhedral view of perovskites – CSPbI<sub>3</sub> and RbPbI<sub>3</sub> in 3 (cubic, tetragonal and orthorhombic) phases.

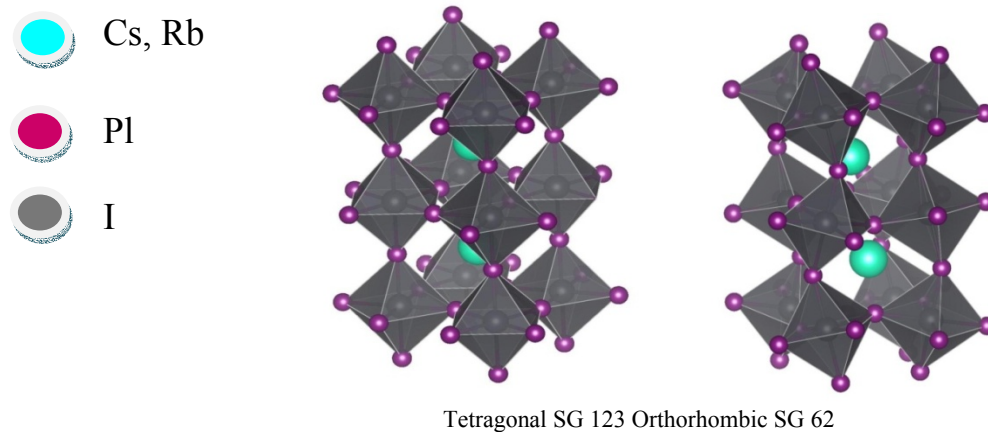
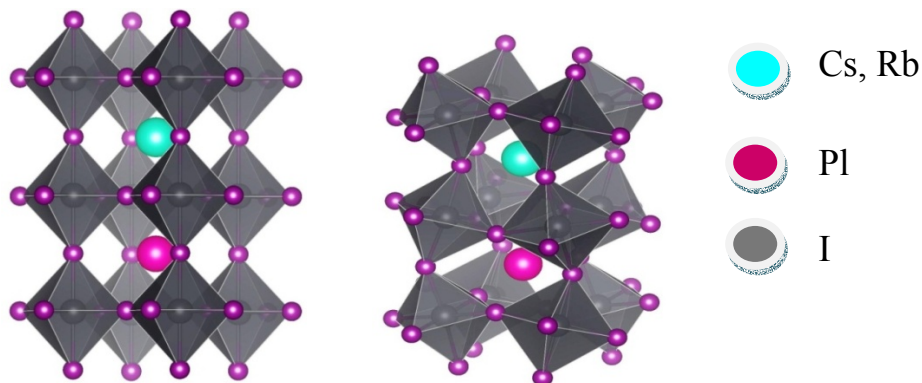


Fig. 1 – Crystal structural perspective polyhedral view of perovskites – CSPbI<sub>3</sub> and RbPbI<sub>3</sub>

Due to the Structural features, Perovskite can be ferroelectricity, ferromagnecity, high temperature superconductivity. For stable, cubic structure has a condition that the relative size of the ions. It means a A-site atom is big, it didn't move. But A-site atom is too small it has a vacancy. So this atom can be moved. Structure variation of Perovskite is caused by distortion or Octahedral tilting and etc. If non-cubic variants this structure can be orthorhombic and tetragonal phases.

A pseudo-potential approach within the VASP code[5,6] is used to optimize the cell geometry and to obtain the equation of state (EOS) for the perovskite CSPbI<sub>3</sub>, RbPbI<sub>3</sub>, CsRbPb<sub>2</sub>I<sub>6</sub> in orthorhombic phases. For such a procedure the generalized gradient approximation (GGA-PBE) [7] are used. The calculations are converged at energy cut-offs of 520 eV for all structures, respectively for the plane-wave basis set. The *k*-point integration is carried out with a mesh of 4 × 4 × 3 (960 *k*-points) through the Monkhorst-Pack method [8], for best convergence and relaxation to zero strains. Results of calculations presented in Table 1.



Tetragonal SG 123 Orthorhombic SG 26

Fig. 2 – (A) and (B) shows us complex perovskite structure CsRbPb<sub>2</sub>I<sub>6</sub>. Complex perovskite structures contain two different A or B-site cations.

Table 1 – Structure lattice parameters

| Structure                          | Space Group | Lattice parameter (?) |      |       | Total energy (eV) | E <sub>g</sub> (eV) |
|------------------------------------|-------------|-----------------------|------|-------|-------------------|---------------------|
|                                    |             | a                     | B    | c     |                   |                     |
| RbPbI <sub>3</sub>                 | 62          | 8.52                  | 8.84 | 12.18 | -56.31            | 1.925               |
| CsPbI <sub>3</sub>                 | 62          | 8.72                  | 9.14 | 12.44 | -56.7             | 1.78                |
| CsRbPb <sub>2</sub> I <sub>6</sub> | 26          | 8.65                  | 9.07 | 12.34 | -56.52            | 1.86                |

**Electronic properties of structure.** The calculated electronic structures of the perovskite CSPbI<sub>3</sub>, RbPbI<sub>3</sub>, CsRbPb<sub>2</sub>I<sub>6</sub> are shown in Figs. 3(a)-(c). All of the structures were found to have direct band gaps. Both of the valence-band maximum (VBM) and conduction-band minimum (CBM) were found to be located at the G point of the Brillouin zone.

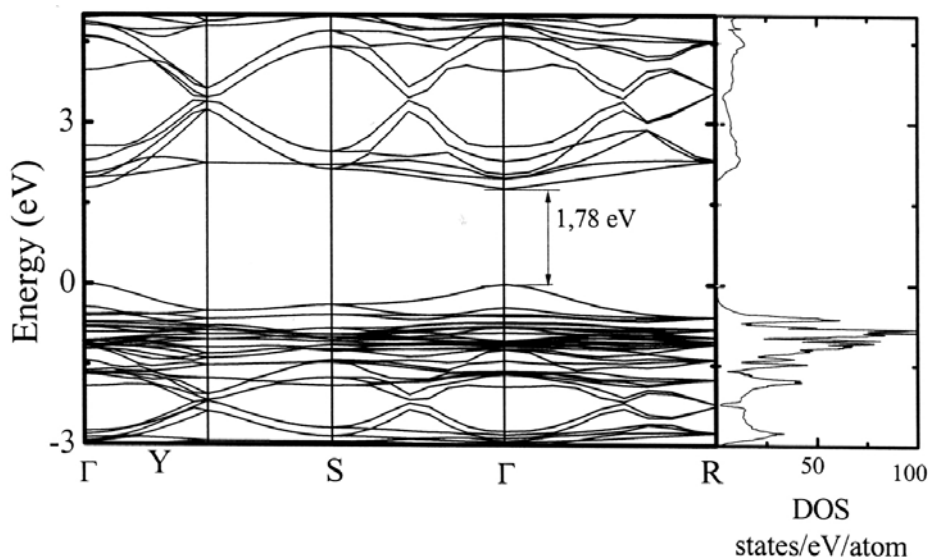


Fig.3 (a) – Band gap and DOS of CsPbI<sub>3</sub>

The top of the valence band is 1.2879 eV and it occurs at the k-point 0 0 0. The bottom of the conduction band is 3.0688 eV and it occurs at the k-point 0 0 0 in recip coordinates. This produce direct band gap. an electron can directly emit a photon. Band gap E<sub>G</sub>= 1.78 eV. Other calculation results 1.3 eV and 1.1 eV.

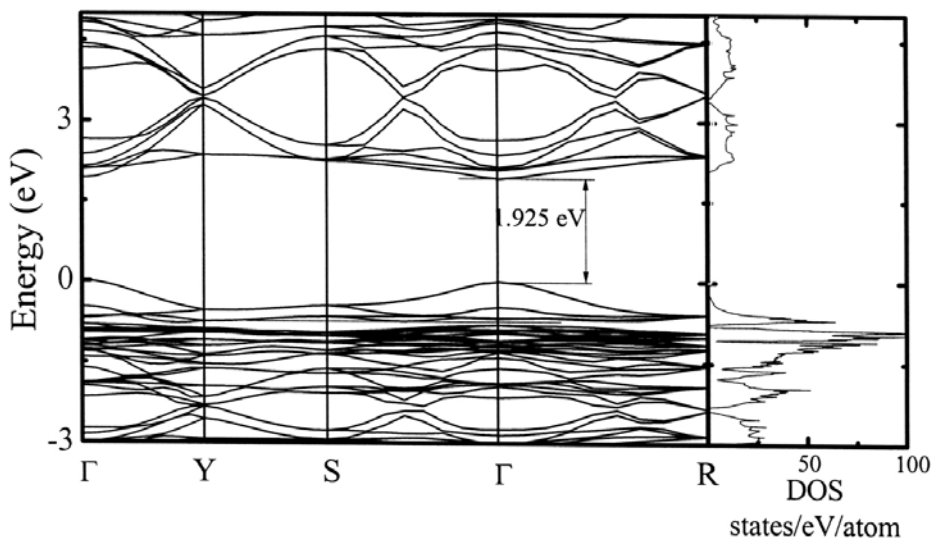


Fig. 3 (b) – Band gap and DOS of RbPbI<sub>3</sub>

The top of the valence band is 1.4659 eV and it occurs at the k-point 0 0 0. The bottom of the conduction band is 3.3918 eV and it occurs at the k-point 0 0 0 in recip coordinates. This produce direct band gap. an electron can directly emit a photon

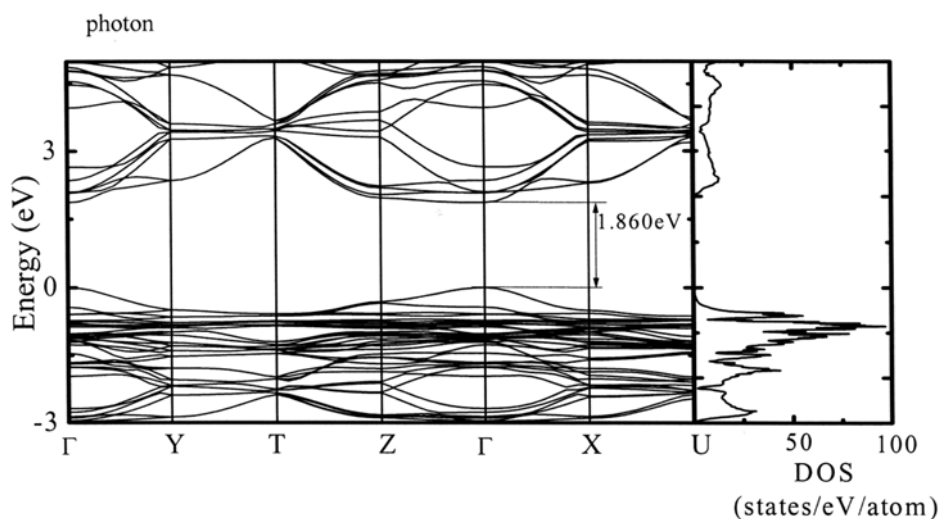


Fig. 3 (b) – Band gap and DOS of CsRbPb<sub>2</sub>I<sub>6</sub>

The top of the valence band is 1.2434 eV and it occurs at the k-point 0 0 0. The bottom of the conduction band is 3.1035 eV and it occurs at the k-point 0 0 0 in recip coordinates. This produce direct band gap. an electron can directly emit a photon

**Conclusion.** The structural, electronic properties of CSPbI<sub>3</sub>, RbPbI<sub>3</sub>, CsRbPb<sub>2</sub>I<sub>6</sub> perovskites are calculated by VASP ab-initio within generalized gradient approximation (GGA-PBE). It is concluded that the nature of bandgaps for all three compounds is wide and direct. It lays in range from 1.78 to 1.905 eV.

The author of the article is grateful to professor Bog G Kim and professor N. Zh. Takibayev for numerous discussions of work and useful comments. Computational facilities provided by Materials Physics Laboratory for NIT (Pusan National University).

#### REFERENCES

- 1 Huixhi Lv, Hongwei Gao, Yue Yang, Lekun Liu // Appl. Cat. A:General, 404 (2011), p. 54-58
- 2 C.K. Muller // Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. 32 (1959) 1-18.4
- 3 G.Murtaza, Iftikhar Ahmad // Physica B 206, 2011, p 3222-3229

- 4 G Kresse, J Furthmuller // VASP-Guide, 2003  
5 G. Kresse, J. Furthmuller // Phys. Rev. B, 54 (1996), p. 11169  
6 G. Kresse, J. Joubert // Phys. Rev. B, 59 (1999), p. 1758  
7 J.P. Perdew, S. Burke, M. Ernzerhof // Phys. Rev. Lett., 77 (1996), p. 3865.  
8 H.J. Monkhorst, J.D.Pack // Phys. Rev. B, 13 (1976), pp. 5188–5192.

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1 Huixhi Lv, Hongwei Gao, Yue Yang, Lekun Liu // Appl. Cat. A:General, 404 (2011), p. 54-58  
2 С.К. Muller // Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. 32 (1959) 1-18.4  
3 G.Murtaza, Iftikhar Ahmad // Physica B 206, 2011, p 3222-3229  
4 G Kresse, J Furthmuller // VASP-Guide, 2003  
5 G. Kresse, J. Furthmuller // Phys. Rev. B, 54 (1996), p. 11169  
6 G. Kresse, J. Joubert // Phys. Rev. B, 59 (1999), p. 1758  
7 J.P. Perdew, S. Burke, M. Ernzerhof // Phys. Rev. Lett., 77 (1996), p. 3865.  
8 H.J. Monkhorst, J.D.Pack // Phys. Rev. B, 13 (1976), pp. 5188–5192.

#### Резюме

*Б.К. Әбдіқадыров<sup>1</sup>, Х. Шим<sup>2</sup>, Б. Г. Ким<sup>2</sup>, Н. Ж. Тәкібаев<sup>1</sup>*

(<sup>1</sup>Әл-Фараби атындағы ҚазҰУ,  
<sup>2</sup>Пусан ұлттық университеті)

#### АВО<sub>3</sub> ТИПТІ ПЕРОВСКИТТЕРДІҢ ҚҰРЫЛЫМДЫҚ ЖӘНЕ ЭЛЕКТРОНДЫҚ ҚАСИЕТТЕРІН ТЫҒЫЗДЫҚ ФУНКЦИОНАЛЫ ТЕОРИЯСЫ НЕГІЗІНДЕ ЗЕРТТЕУ

Тығыздық функционалы теориясы негізінде CSPbI<sub>3</sub>, RbPbI<sub>3</sub>, CsRbPb<sub>2</sub>I<sub>6</sub> перовскит құрылымдарының электрондық және құрылымдық қасиеттері VASP бағдарламасымен зерттелді. VASP бағдарламасында CSPbI<sub>3</sub>, RbPbI<sub>3</sub>, CsRbPb<sub>2</sub>I<sub>6</sub> перовскит құрылымдары (орторомбылық фазадағы) жалған-әлеует тәсілі кристалл тор геометриясын оңтайландыруға және күй теңдеуін алу үшін қолданды. Есептеу барысында градиентті жалпылама жуықтау әдісі қолданылды. Есептеу барысында алынған нәтижеге сәйкес үш перовскит құрылымында да тыйым салынған аймағы кең және тура өткел бар.

**Тірек сөздер:** VASP, перовскит, ТФТ, күй теңдеуі, зоналық құрылым.

#### Резюме

*Б. К. Абдықадыров<sup>1</sup>, Х. Шим<sup>2</sup>, Б. Г. Ким<sup>2</sup>, Н. Ж. Такибаев<sup>1</sup>*

(<sup>1</sup>ҚазНУ им. аль-Фараби,  
<sup>2</sup>Пусанский национальный университет)

#### ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРНЫХ И ЭЛЕКТРОННЫХ СВОЙСТВ ПЕРОВСКИТОВ АВО<sub>3</sub> ТИПА В РАМКАХ ТЕОРИИ ФУНКЦИОНАЛА ПЛОТНОСТИ (ТФП)

Выполнены расчеты структурных и электронных свойств перовскитов CSPbI<sub>3</sub>, RbPbI<sub>3</sub>, CsRbPb<sub>2</sub>I<sub>6</sub> с помощью программного пакета VASP методом псевдо потенциалов. Для оптимизации геометрии решетки перовскитов CSPbI<sub>3</sub>, RbPbI<sub>3</sub>, CsRbPb<sub>2</sub>I<sub>6</sub> (в орторомбической фазе) и получения уравнения состояния применен метод градиентного обобщенного приближения (GGA-PBE). Было определено, что все три структуры обладают широкой запрещенной зоной с прямым переходом.

**Ключевые слова:** VASP, перовскит, ТФП, уравнения состояния, зональная структура.

С. К. КУНАКОВ, Н. Б. КЕНЖЕБАЕВ

(Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан)

## МОДЕЛИРОВАНИЕ НАКОПЛЕНИЯ ТРИТИЯ В БЕРИЛЛИЕВОМ МАТЕРИАЛЕ ПРИ НЕЙТРОННОМ ОБЛУЧЕНИИ

**Аннотация.** В настоящей работе представлен программный код на основе которого проанализирована кинетика накопления изотопа  $He^4$  и трития  $Be^9$  образце в зависимости от времени. Программа написана на языке C++ и для расчетов был применен метод Монте-Карло. С помощью этой программы была рассчитана концентрация гелия и трития в бериллиевых образцах в зависимости от спектра нейтронного потока в различных экспериментальных реакторах, таких как JMTR, JOYO, IPEN/MB. Проанализированы процессы накопления гелия и трития для каждого энергетического спектра нейтронов этих реакторов.

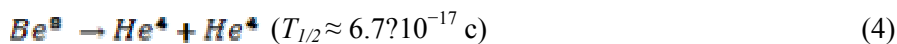
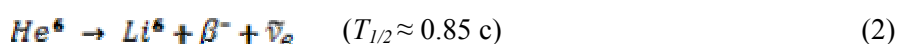
**Ключевые слова:** нейтронный поток, нейтронный отражатель, нейтронный спектр, метод Монте Карло

**Тірек сөздер:** нейтрондық ағын, нейтрондық шағылдырғыш, нейтрондық спектр, Монте Карло әдісі.

**Keywords:** neutron flux, neutron reflector, neutron spectrum, Monte Carlo method.

**Введение.** Из-за большого сечения рассеяния и низкого сечения поглощения бериллиевый материал широко применяется в реакторах в качестве нейтронного отражателя. Интенсивное облучение нейтронным потоком бериллия приводит к потере ими рабочих характеристик и вероятности разрушения. Основными продуктами реакций идущей при взаимодействии быстрых нейтронов с бериллиевым материалом является гелий и тритий. Известно, что образующийся в результате ядерных реакций тритий и гелий существенно снижает работоспособность узлов и конструкций активных зон ядерных реакторов. В частности, такие явления, как охрупчивание, газовое распухание, согласно большинству гипотез, связаны с образованием, накоплением и поведением трития и гелия в материалах под облучением.

**Теоритическая часть.** Известно, что взаимодействия  $Be^9$  с нейтронами в тепловой области идут реакции только упругого рассеяния и радиационного захвата. Образование гелия и трития в этой области не наблюдается. Взаимодействие с энергиями нейтронов более высоких энергий, выше 1МэВ, происходит другие неупругие процессы. Ниже приведены основные реакции, приводящее к образованию гелия и трития:



Можно увидеть, что основными продуктами этих реакций являются гелий и тритий. Реакции (1) и (3) имеют порог 0,71 и 2,7 МэВ соответственно. Из этих вышеперечисленных реакции можно увидеть, что тритий образуется из вторичного продукта, то есть из ядер  $Li^6$ . А  $Li^6$  очень интенсивно вступает в реакцию в области тепловых нейтронов. Сечение (5) реакций порядка 5000 барн в тепловой области, и он стремительно падает с увеличением энергий. Из этого можно сделать вывод, что для образования трития нужно, чтобы в бериллиевом материале при нейтронном облучении образовался  $Li^6$ , а для этого необходимо, чтобы в нейтронном потоке были и тепловые, и быстрые нейтроны.

Накопление трития и гелия в бериллиевом материале напрямую зависит от спектра нейтронного потока. Нейтронный спектр – это основная характеристика реактора и спектр бывает разным в зависимости от реактора. Чтобы понять кинетику образования гелия и трития, поставлена задача смоделировать накопления гелия и трития при разных нейтронных спектрах.

С этой целью была разработана и отлажена программа, которая помогает считать концентрацию гелия и трития в зависимости от времени. В качестве нейтронного спектра были взяты три спектра экспериментальных реакторов, таких как JMTR, JOYO и IPEN/MB-01. JMTR и JOYO – японский реактор, а IPEN/MB-01 – это бразильский реактор.

**Алгоритм программы.** Для моделирования ядерных процессов был применен метод Монте-Карло. Программа была записана на языке C++. Особенность этой программы заключается в том, что она может считать изменение концентраций элементов со временем при любом энергетическом спектре нейтронов.

Все сечения этих реакций были взяты из Библиотеки Оцененных Ядерных Данных, ENDF/B и JENDL.

Реакций нейтронов с бериллиевым материалом, которые учитываются в программе, это реакции:

1. упругого рассеяния;
2. неупругого рассеяния;
3. радиационный захват;
4.  $n + Be^9 \rightarrow Li^6 + He^4$ ;
5.  $n + Be^9 \rightarrow 2n + He^4 + He^4$ ;
6.  $n + Li^6 \rightarrow H^3 + He^4$ .

Бериллиевый металл облучается со всех сторон. Геометрия объекта показана на рисунке 1.

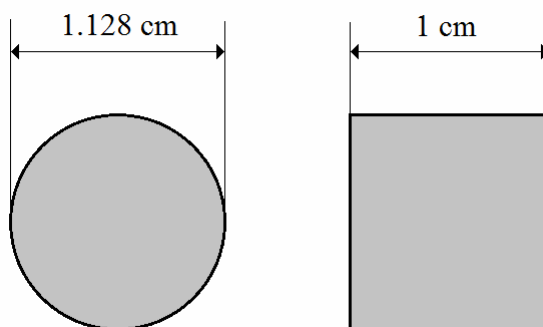


Рисунок 1 – Параметры геометрий  $Be^9$  материала, использованного в моделировании накоплений трития и гелия.

Начальная координата нейтронов выбирается случайным образом на одной из поверхности цилиндра либо сбоку, либо спереди, либо сзади. Начальная энергия нейтрона тоже выбирается случайно из энергетического спектра реактора и считается, что в начальный момент направление нейтрона перпендикулярно к поверхности. Далее по этой формуле:

$$l = \frac{1}{\Sigma_t} \ln \gamma \quad (6)$$

вычисляется длина свободного пробега. Здесь  $\gamma$  – случайное число в интервале  $[0,1)$ ,  $\Sigma_t$  – полное макроскопическое сечение. Затем случайно выбирается тип столкновения с ядром в зависимости от сечения взаимодействия. Если произошло рассеяние, то энергия и угол после рассеяния нейтрона рассчитывается по этой формуле:

$$E' = E \frac{A^2 + 2A\mu_{c.m.} + 1}{(A + 1)^2} \quad (7)$$

$$\mu_{lab} = \frac{1 + A\mu_{c.m.}}{\sqrt{A^2 + 2A\mu_{c.m.} + 1}} \quad (8)$$



$E'$  – кинетическая энергия нейтрона после рассеяния;  $E$  – энергия нейтрона до столкновения;  $A$  – отношение массы ядра к массе нейтрона;  $\mu_{c.m.}$  – косинус угла рассеяния в системе центра инерций;  $\mu_{lab}$  – косинус угла рассеяния в лабораторной системе.

Значения косинуса угла рассеяния в системе центра инерций  $\mu_{c.m.}$  были взяты из библиотеки JENDL-4.0. История нейтрона продолжается до тех пор, пока не произойдет поглощение или энергия нейтрона не становится меньше  $10^{-4}$  эВ. Если произошла реакция с выходом гелия или трития то программа зафиксирует его число. Далее разыгрывается новая история нейтрона с начальным временем. В каждой 100 сек времени начинается новая пополение нейтронов. В каждом цикле в программе разыгрывается 5000 нейтронов. Программа каждые 100 сек считает концентрацию  $He^4$ ,  $H^3$  и  $Li^6$  по этой формуле:

$$\Delta n = \frac{N_{el} f}{N_{tot} V} \Delta t \quad (9)$$

Здесь  $\Delta n$  – изменение концентраций элемента за время  $\Delta t$ ,  $f$  – поток нейтронов,  $V$  – объем цилиндра,  $N_{tot}$  – полное число нейтронов, разыгрываемое за время  $\Delta t$ ,  $N$  число элементов, образовавшегося в материале при разыгрывании  $N_{tot}$  нейтронов за время  $\Delta t$ .

**Результаты моделирования.** С помощью разработанной программы была рассчитана концентрация гелия и трития в  $Be^9$  материале зависимости от времени для трех спектров реакторов JMTR, JOYO и IPEN/MB. На рисунке 3 изображены графики зависимости концентраций трития и гелия от времени для трех нейтронных спектров.

На рисунке 2 приведены спектры трех реакторов. Как мы видим, все они имеют разные спектры.

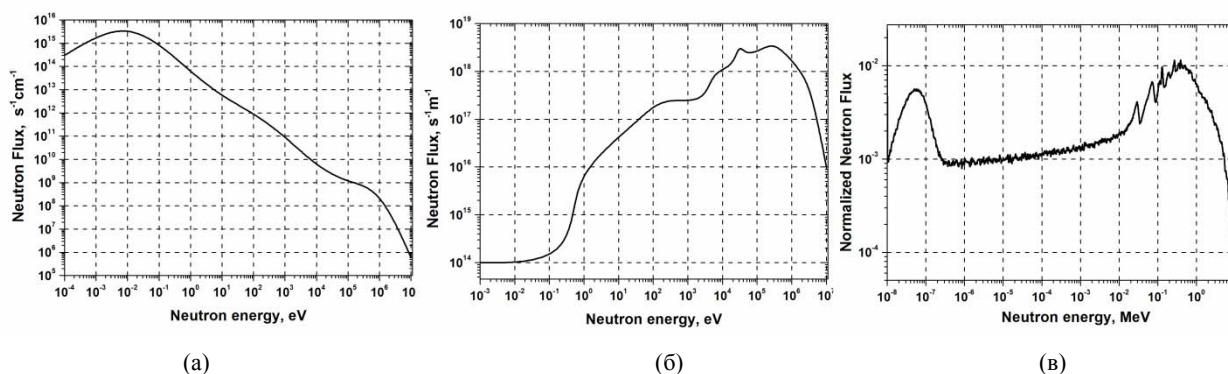


Рисунок 2 – Нейтронный спектры реакторов IPEN/MB-01 (а), JOYO (б) и JMTR (в).

Спектр реактора JMTR была рассчитана с помощью программы MCNP5 и в этом спектре присутствуют и тепловые, и быстрые нейтроны. На рисунке 3 показана концентрация накопления трития (а) и гелия (б) в бериллиевом материале в зависимости от времени с нейтронными спектрами реакторов JMTR, IPEN/MB и JOYO.

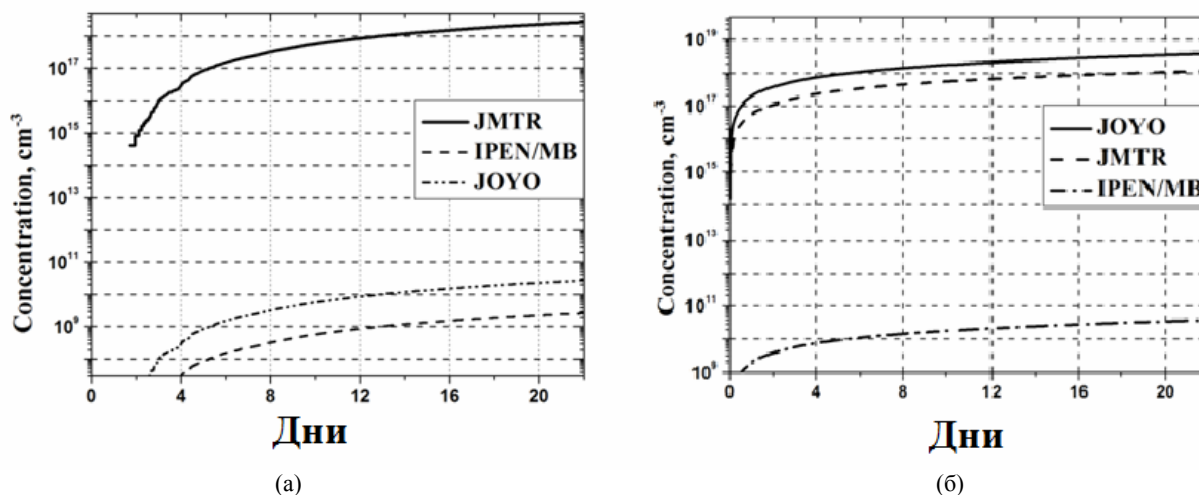


Рисунок 3 – Концентрация накопления трития (а) и гелия (б) в бериллиевом материале в зависимости от времени



Результаты показывают, что накопление трития в  $\text{Be}^9$  материале при облучении нейтронами спектра реактора JMTR гораздо больше, чем накопление при остальных двух реакторах.

**Заключение.** Необходимо отметить, что интенсивное накопление трития бериллиевого отражателя при длительных режимах облучения возможно только при условии одновременного воздействия на образец тепловой и высокоэнергетической части нейтронного спектра ядерно-энергетической установки. Этот факт подтверждается нашими расчетами для экспериментального реактора JMTR и тестовых реакторов JOYO и IPEN/MB, см. рисунок 3.

Среда моделирования в данном случае имеет определяющее значение и исследования различных конструкционных материалов ядерно-энергетических объектов приобретает ясный смысл при определении сформировавшегося в данной операционной зоне реактора энергетического спектра нейтронов. Интенсивность накопления  $\text{He}^4$ , напротив, определяется только высокоэнергетической частью нейтронного спектра, что видно из рисунка-3.

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1 Fernando Prat Goncalves Martins, Rogerio Jerez. Measurements of the neutron spectrum energy in the IPEN/MB-01 reactor core // Brazilian Journal of Physics. – 2009. – № 39. – С. 41.
- 2 Forrest B. Brown. Fundamentals of Monte Carlo Particle Transport. – Los Alamos National Laboratory, 2004. – 5 с.
- 3 Sears V.F. Neutron scattering length and cross sections // Canada Neutron News. – 1992. – № 3. – P. 26-29.
- 4 Франк-Каменецкий А.Д. Моделирование траекторий нейтронов при расчете реакторов методом Монте-Карло. – 1978. – 25 с.

#### REFERENCES

- 1 Fernando Prat Goncalves Martins, Rogerio Jerez. Measurements of the neutron spectrum energy in the IPEN/MB-01 reactor core. Brazilian Journal of Physics. 2009. № 39. С. 41.
- 2 Forrest B. Brown. Fundamentals of Monte Carlo Particle Transport. Los Alamos National Laboratory, 2004. 5 с.
- 3 Sears V.F. Neutron scattering length and cross sections. Canada Neutron News. 1992. № 3. P. 26-29.
- 4 Frank-Kamenetskiy A.D. Modelirovaniye trayektoriy neytronov pri raschete reaktorov metodom Monte-Karlo, 1978. 25 s.

#### Резюме

*С. К. Қунақов, Н. Б. Кенжебаев*

(Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Алматы, Қазақстан)

#### ТРИТИИДІҢ БЕРИЛЛИЙ МЕТАЛЫН НЕЙТРОНДАРМЕН ӘРЕКЕТТЕСТІРГЕНДЕ ТҮЗІЛУІН ҮЛГІЛЕУ

Тритийдің бериллий металында нейтрондармен ұзақ мерзімге әрекеттестірудің нәтижесінде қарқынды түзілуі тек реактордың нейтрондық спектрының төмен энергиялы және жоғарғы энергиялы нейтрондармен бірдей уақытта әсер етуімен пайда болады. Мұндай нәтиже JMTR, JOYO және IPEN/MB реакторларын үлгілеу нәтижесінде алынды.

Тритийдің түзілуін үлгілеу ядролық-энергетикалық құрылғылардың белсенді зонасындағы нейтрондық спектрды анықтап алу өте маңызды роль атқарады.  $\text{He}^4$  ядросының бериллий металында түзілуінің басты себепкері ол – нейтрондық спектрдің жоғары энергиялы аймағының болуымен байланысты.

**Тірек сөздер:** нейтрондық ағын, нейтрондық шағылдырғыш, нейтрондық спектр, Монте Карло әдісі.

#### Summary

*S. Kunakov, N. Kenzhebayev*

(Al-Farabi kazakh national university, Almaty, Kazakhstan)

#### THE MODELLING ACCUMULATION OF TRITIUM IN BERYLLIUM SLAB UNDER NEUTRON IRRADIATION

It should be noted that the intense accumulation of tritium in the beryllium reflector at long exposure modes is possible only under conditions of simultaneous exposure to heat the sample and the high-energy neutron spectrum of the nuclear power plant. This fact is confirmed by our calculations for the experimental reactors JMTR, JOYO and IPEN/MB.

Simulation environment in this case is critical and research various structural materials of nuclear power facilities becomes clear meaning when determining formed in the operating zone of the reactor neutron energy spectrum. The intensity of accumulation of  $\text{He}^4$  is determined only by the high-contrast part of the neutron spectrum.

**Keywords:** neutron flux, neutron reflector, neutron spectrum, Monte Carlo method.

А. Т. ЖАҚСЫБЕКОВ, Б. А. ОРАЗБЕКОВ, С. К. САХИЕВ

(Л. Н. Гумилев атындағы Еуразия ұлттық университеті, Астана, Қазақстан)

## <sup>9</sup>ВЕ ЯДРОСЫНЫҢ КЕЙБІР ЭЛЕКТРОСТАТИСТИКАЛЫҚ ҚАСИЕТТЕРІ

**Аннотация.** Жұмыста <sup>9</sup>Ве ядросының кейбір электростатистикалық қасиеттері: орташа квадраттық зарядтық радиусы мен квадрупольдік моменті үш бөлшекті үлгісінде (сурет) аналитикалық өрнектері қорытып шығарылды. Ол үшін сәйкесінше бір бөлшекті үлгідегі операторларының негізгі формулалары Якоби координаталары арқылы түрлендірілді. Үш бөлшекті үлгісінде алынған нәтижелер жуықтау амалдарынан гөрі аналитикалық түрінде дәл жеткізетіні көрсетілген.

**Тірек сөздер:** <sup>9</sup>Ве ядросы, үш бөлшекті модель, Якоби координаталары, аналитикалық өрнек.

**Ключевые слова:** ядро <sup>9</sup>Ве, трехчастичная модель, координаты Якоби, аналитическое выражение.

**Keywords:** <sup>9</sup>Be nucleus, the three-cluster model, Jacobi coordinates, the analytic expression.

Заманауи материалдарды әзірлеу және оларды қолдану бағытында <sup>9</sup>Ве ядросы негізгі құрылымдық элементтердің бірі болып табылады. Себебі қазіргі уақытқа белгілі барлық материалдардың ішінде бериллий нейтрондарды өте жақсы баяулатушыларының бірі. Сонымен қоса бериллий нейтрондарды шағылтқыш қасиетіне ие, яғни олардың бағытын өзгерте алады, реактордың белсенді зонасына нейтрондарды қайтаруда маңызды рөл атқарады және оларды ағып кетуден сақтайды. Бериллийден жасалған шағылтқыштар мен баяулатқыштар реактордың белсенді зонасын шағын етуге мүмкіндік береді, жұмыс температурасын арттыруға және ядролық отынды тиімді пайдалануда қолданылады. Сондықтан бериллий ядросының қымбаттылығына қарамастан, оның қолданылуы экономикалық тұрғыдан ақталған болып есептеледі.

Осы уақытқа дейін тәжірибелерде анықталған әртүрлі ауытқуларды түсіндіру үшін көп талпыныс жасалған. Бұл тәжірибелерде әртүрлі үлгілер қолданылды: қабыршақты, кластерлік, сонымен қатар, күшті және әлсіз [1-3]. Мысалы, 1970 жылдары <sup>9</sup>Ве құрылымына адиабаталық мультикластерлі үлгі аясында бірнеше зерттеулер жүргізілді, соның ішінде электромагниттік қасиеті де бар [4, 5]. Дегенімен есептеулерде нуклон-нуклондық әсерлесулер қиындықтар туғызады, осы себепті қосымша шамаларды енгізуге тура келеді. Адиабаталық сипатты мұндай үлгілер жеңіл және ауыр бөлшектерден құралған жүйелерде ғана қолданылады. Көптеген жеңіл ядроларға адиабаталық жақындау орындалмайды.

**Орташа-квадраттық зарядтық радиус.** Негізгі күйдегі ядроның орташа-квадраттық зарядтық радиусы мынадай формуламен өрнектеледі [6]:

$$\langle R_{\text{заряд}}^2 \rangle = \frac{1}{Z|e|} \int \mathbf{r}^2 \rho_{\text{заряд}}(\mathbf{r}) d\mathbf{r}, \quad (1)$$

ал оның тығыздығы мынадай

$$\rho_{\text{заряд}}(\mathbf{r}) = \langle \Psi_{JM_J}^{\text{tot}} \left| \sum_{k=1}^A \hat{e}_k \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_k) \right| \Psi_{JM_J}^{\text{tot}} \rangle. \quad (2)$$

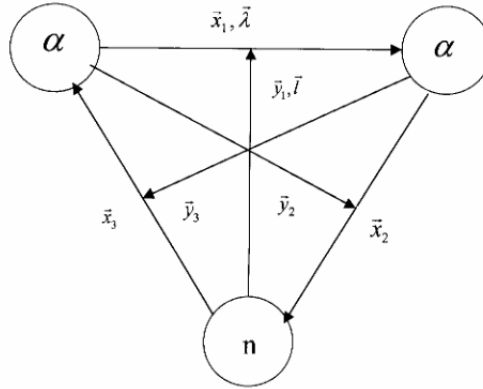
$\hat{e}_k$  – кез келген заряды бар бөлшекке әсер ететін оператор.

Якоби координаталарына көшетін болсақ

$$\mathbf{r}_k = \mathbf{R}_{\text{с.м.}}(i) + \mathbf{r}_k(i), \quad (3)$$

мұндағы  $\mathbf{R}_{\text{с.м.}}(i)$  – масса центрінен  $i$ -ші бөлшекке дейінгі қашықтық;  $\mathbf{r}_k$  – масса центрінен әрбір нуклонға дейінгі қашықтық;  $\mathbf{r}_k(i)$  –  $i$ -ші бөлшек центрінен нуклондарға дейінгі қашықтық.

$$i = 1 \quad (k = 1 \dots 4), \quad i = 2 \quad (k = 5 \dots 8)$$



Якоби координаталарын ішкі жиынтықтары

$$\mathbf{R}_{м.ц.}(1) = -\frac{1}{2}\mathbf{x}_1 + \frac{1}{9}\mathbf{y}_1; \quad \mathbf{R}_{м.ц.}(2) = \frac{1}{2}\mathbf{x}_1 + \frac{1}{9}\mathbf{y}_1; \quad (4)$$

(1) өрнекті (2) теңдеуіне қоятын болсақ, онда мынадай өрнекті аламыз:

$$\langle \mathbf{R}_{ch}^2 \rangle = \frac{1}{Z|e|} \langle \Psi_{JM_j}^{tot} \left| \sum_{k=1}^9 \hat{e}_k \mathbf{r}_k^2 \right| \Psi_{JM_j}^{tot} \rangle. \quad (5)$$

Ендеше жоғарыдағы теңдеуді үш бөлшекті үлгісінде жазайық:

$$\sum_{k=1}^9 \hat{e}_k \mathbf{r}_k^2 = \sum_{k=1}^4 \hat{e}_k (\mathbf{R}_{м.ц.}(1) + \mathbf{r}_k(1))^2 + \sum_{k=5}^8 \hat{e}_k (\mathbf{R}_{м.ц.}(2) + \mathbf{r}_k(2))^2 + \hat{e}_9^2 \mathbf{r}_9^2.$$

Толқындық функцияның жалпы түрі мынадай

$$\Psi_{JM_j}^{tot} = \varphi_{J_\alpha=T_\alpha=0}(\alpha_1) \varphi_{J_\alpha=T_\alpha=0}(\alpha_2) \varphi_n(9) \Psi_{JM_j}(\mathbf{x}_1, \mathbf{y}_1), \quad (6)$$

мұндағы

$$\Psi_{JM_j}(\mathbf{x}_1, \mathbf{y}_1) = \sum_{ij} C_{ij} \chi_1^\lambda \cdot y_1^\ell \cdot e^{-\alpha_i x_1 - \beta_j y_1} \cdot F_{LS}^{JM_j}(\hat{x}_1, \hat{y}_1)$$

$$F_{LS}^{JM_j}(\hat{x}_1, \hat{y}_1) = \sum_{M_L M_S} C_{LM_L SM_S}^{JM_j} \cdot C_{\lambda\mu\ell m}^{LM_L} Y_{\lambda\mu}(\hat{x}) \cdot Y_{\ell m}(\hat{y}) \cdot \chi_{\frac{1}{2}M_S}(n) \quad (7)$$

салыстырмалы қозғалыстың толқындық функциясы.

$$\langle \Psi_{JM_j}^{tot} \left| \sum_{k=1}^4 \hat{e}_k (\mathbf{R}_{м.ц.}(1) + \mathbf{r}_k(1))^2 \right| \Psi_{JM_j}^{tot} \rangle = \langle \Psi_{JM_j}^{tot} \left| \sum_{k=1}^4 \hat{e}_k (\mathbf{R}_{м.ц.}(1) + \mathbf{r}_k^2(1) + 2\mathbf{R}_{м.ц.}(1) \cdot \mathbf{r}_k(1)) \right| \Psi_{JM_j}^{tot} \rangle =$$

$$= \left\langle \varphi_{J_\alpha=T_\alpha=0}(\alpha_1) \left| \sum_{k=1}^4 \hat{e}_k \right| \varphi_{J_\alpha=T_\alpha=0}(\alpha_1) \right\rangle \cdot \langle \Psi_{JM_j}(\mathbf{x}_1, \mathbf{y}_1) \left| \mathbf{R}_{м.ц.}(1) \right| \Psi_{JM_j}(\mathbf{x}_1, \mathbf{y}_1) \rangle +$$

$$+ \left\langle \varphi_{J_\alpha=T_\alpha=0}(\alpha_1) \left| \sum_{k=1}^4 \hat{e}_k \mathbf{r}_k^2(1) \right| \varphi_{J_\alpha=T_\alpha=0}(\alpha_1) \right\rangle. \quad (8)$$

$$1) \langle \Psi_{JM_j}^{tot} \left| \sum_{k=1}^4 \hat{e}_k \mathbf{r}_k^2 \right| \Psi_{JM_j}^{tot} \rangle = Z_{\alpha_1} |e| [\langle \mathbf{R}_{м.ц.}(1) \rangle + \langle \mathbf{R}_{заряд}(1) \rangle],$$

$$2) \langle \Psi_{JM_j}^{tot} \left| \sum_{k=5}^8 \hat{e}_k \mathbf{r}_k^2 \right| \Psi_{JM_j}^{tot} \rangle = Z_{\alpha_2} |e| [\langle \mathbf{R}_{м.ц.}(2) \rangle + \langle \mathbf{R}_{заряд}(2) \rangle],$$

$$3) \langle \Psi_{JM_j}^{tot} \left| \sum_{k=5}^8 \hat{e}_k \mathbf{r}_k^2 \right| \Psi_{JM_j}^{tot} \rangle = 0.$$

мұндағы бірінші және екінші  $\alpha$  бөлшек үшін, ал үшінші бөлшек нейтронның заряды жоқ болғандықтан нөлге тең.

$$\langle \mathbf{R}_{заряд}^2 \rangle = \frac{1}{Z} \left[ Z_{\alpha_1} [\langle \mathbf{R}_{м.ц.}^2(1) \rangle + \langle \mathbf{R}_{заряд}^2(1) \rangle] + Z_{\alpha_2} [\langle \mathbf{R}_{м.ц.}^2(2) \rangle + \langle \mathbf{R}_{заряд}^2(2) \rangle] \right] \quad (9)$$

мұндағы  $Z_{\alpha_1} = Z_{\alpha_2} = Z_{\alpha}$ .

(4) өрнекті (9) қоятын болсақ, әрбір альфа бөлшек үшін

$$\langle \mathbf{R}_{м.ц.}^2(1) \rangle = \frac{1}{4} \langle \mathbf{x}_1^2 \rangle + \frac{1}{81} \langle \mathbf{y}_1^2 \rangle + \frac{1}{9} \langle \mathbf{x}_1, \mathbf{y}_1 \rangle \quad \langle \mathbf{R}_{м.ц.}^2(2) \rangle = \frac{1}{4} \langle \mathbf{x}_1^2 \rangle + \frac{1}{81} \langle \mathbf{y}_1^2 \rangle + \frac{1}{9} \langle \mathbf{x}_1, \mathbf{y}_1 \rangle,$$

ал жалпы өрнек

$$\langle \mathbf{R}_{заряд}^2 \rangle = \frac{2Z_{\alpha}}{Z} \left[ \langle \mathbf{R}_{заряд}^2(\alpha) \rangle + \frac{1}{4} \langle \mathbf{x}_1^2 \rangle + \frac{1}{81} \langle \mathbf{y}_1^2 \rangle \right] \quad (10)$$

болады.

Енді әрбір  $\langle \mathbf{x}_1^2 \rangle$  және  $\langle \mathbf{y}_1^2 \rangle$  орташа квадраттық мәндері үшін

$$\langle \mathbf{x}_1^2 \rangle: \langle \Psi_{JM_j}(\mathbf{x}_1, \mathbf{y}_1) | \mathbf{x}_1^2 | \Psi_{JM_j}(\mathbf{x}_1, \mathbf{y}_1) \rangle = \sum_{ij} \sum_{i'j'} C_{ij} C_{i'j'} \cdot I(x_1^{2(\lambda+2)}, \alpha_{ii'}) \cdot I(y_1^{2(\ell+1)}, \beta_{jj'})$$

$$\langle \mathbf{y}_1^2 \rangle: \langle \Psi_{JM_j}(\mathbf{x}_1, \mathbf{y}_1) | \mathbf{y}_1^2 | \Psi_{JM_j}(\mathbf{x}_1, \mathbf{y}_1) \rangle = \sum_{ij} \sum_{i'j'} C_{ij} C_{i'j'} \cdot I(x_1^{2(\lambda+1)}, \alpha_{ii'}) \cdot I(y_1^{2(\ell+2)}, \beta_{jj'})$$

$$\langle \mathbf{x}_1^2 \rangle = \sum_{ij} \sum_{i'j'} C_{ij} C_{i'j'} (-1)^{\lambda+2} \frac{(2(\lambda+2)-1)!! \sqrt{\pi}}{2^{\lambda+3} \alpha_{ii'}^{\lambda+\frac{5}{2}}} \cdot (-1)^{\ell+1} \frac{(2(\ell+1)-1)!! \sqrt{\pi}}{2^{\ell+2} \beta_{jj'}^{\ell+\frac{3}{2}}};$$

$$\langle \mathbf{y}_1^2 \rangle = \sum_{ij} \sum_{i'j'} C_{ij} C_{i'j'} (-1)^{\lambda+1} \frac{(2(\lambda+1)-1)!! \sqrt{\pi}}{2^{\lambda+2} \alpha_{ii'}^{\lambda+\frac{3}{2}}} \cdot (-1)^{\ell+2} \frac{(2(\ell+2)-1)!! \sqrt{\pi}}{2^{\ell+3} \beta_{jj'}^{\ell+\frac{5}{2}}},$$

мұндағы  $I(x^{2n}, \alpha) = \int_0^{\infty} x^{2n} \cdot e^{-\alpha x^2} dx = (-1)^n \frac{(2n+1)!! \sqrt{\pi}}{2^{n+1} \alpha^{n+\frac{1}{2}}}$ .

$\langle \mathbf{x}_1^2 \rangle$  және  $\langle \mathbf{y}_1^2 \rangle$  орташа квадраттық мәндерін (10) формулаға қоятын болсақ, орташа квадраттық зарядтық радиустың өрнегін аламыз:

$$\langle \mathbf{R}_{заряд}^2 \rangle = \frac{2Z_{\alpha}}{Z} \left[ \langle \mathbf{R}_{заряд}^2(\alpha) \rangle + \frac{\pi}{32} \sum_{ij} \sum_{i'j'} C_{ij} C_{i'j'} \frac{(2\lambda+1)!!(2\ell+1)!!}{2^{\lambda+\ell} \alpha_{ii'}^{\lambda+\frac{3}{2}} \beta_{jj'}^{\ell+\frac{3}{2}}} \left( \frac{2\lambda+3}{4\alpha_{ii'}} + \frac{2\ell+3}{81\beta_{jj'}} \right) \right] \quad (11)$$

**Квадрупольдік момент.** Квадрупольдік момент мына формуламен өрнектеледі [6]:

$$Q = \sqrt{\frac{16\pi}{5}} \frac{1}{|e|} \langle \Psi_{JM_j=J}^{tot} | \sum_{k=1}^A \hat{e}_k \mathcal{Y}_{20}(\mathbf{r}_k) | \Psi_{JM_j=J}^{tot} \rangle \quad (12)$$

мұндағы

$$\mathcal{Y}_{20}(\mathbf{r}_k) = r_k^2 Y_{20}(\hat{\mathbf{r}}_k)$$

қарапайым сфералық гармоника. Біздің қарастырып отырған үлгімізде төмендегідей ықшамдап жазамыз

$$\sum_{k=1}^9 \hat{e}_k \mathcal{Y}_{20}(\mathbf{r}_k) = \sum_{k=1}^4 \hat{e}_k \mathcal{Y}_{20}(\mathbf{R}_{м.ц.}(\alpha_1) + \mathbf{r}_{k(1)}) + \sum_{k=5}^8 \hat{e}_k \mathcal{Y}_{20}(\mathbf{R}_{м.ц.}(\alpha_2) + \mathbf{r}_{k(2)}) + \hat{e}_9 \mathcal{Y}_{20}(\mathbf{r}_9) \quad (13)$$

және Якоби координаталарын (3) пайдаланып мына өрнекті аламыз:

$$\mathcal{Y}_{20}(\mathbf{R}_{м.ц.}(\alpha) + \mathbf{r}_k) = \sum_{f_1, m_{f_1}, f_2, m_{f_2}} C_{f_1 m_{f_1} f_2 m_{f_2}}^{20} \cdot \delta_{f_1+f_2, 2} \sqrt{\frac{4\pi \cdot 5!}{(2f_1+1)!(2f_2+1)!}} \mathcal{Y}_{f_1 m_{f_1}}(\mathbf{R}_{м.ц.}) \mathcal{Y}_{f_2 m_{f_2}}(\mathbf{r}_k). \quad (14)$$

Вигнер – Экарт теоремасы бойынша:

$$f_2 = m_{f_2} = 0, \quad f_1 = 2, \quad m_{f_1} = 0$$

Квадрупольдік моменттің орташа мәнін анықтап, ашып жазамыз

$$\begin{aligned} \langle \Psi_{JM_j=J}^{tot} \left| \sum_{k=1}^9 \hat{e}_k r_k^2 Y_{20}(\hat{r}_k) \right| \Psi_{JM_j=J}^{tot} \rangle &= Z_{\alpha_1} |e| \langle \Psi_{JJ}(\mathbf{x}_1, \mathbf{y}_1) | \mathcal{Y}_{20}(\mathbf{R}_{м.у.}(\alpha_1)) | \Psi_{JJ}(\mathbf{x}_1, \mathbf{y}_1) \rangle + \\ Z_{\alpha_2} |e| \langle \Psi_{JJ}(\mathbf{x}_1, \mathbf{y}_1) | \mathcal{Y}_{20}(\mathbf{R}_{м.у.}(\alpha_2)) | \Psi_{JJ}(\mathbf{x}_1, \mathbf{y}_1) \rangle &= |e| \sum_{i=1}^2 z_i \langle \mathcal{Y}_{20}(\mathbf{R}_{м.у.}(\alpha_i)) \rangle \end{aligned} \quad (15)$$

мұндағы  $Z_{\alpha} = Z_1 = Z_2$

$$\mathcal{Y}_{20}(\mathbf{R}_{м.у.}(1)) + \mathcal{Y}_{20}(\mathbf{R}_{м.у.}(2)) = \mathcal{Y}_{20}(a\mathbf{x}_1 + b\mathbf{y}_1) + \mathcal{Y}_{20}(-a\mathbf{x}_1 + b\mathbf{y}_1). \quad (16)$$

(4)-ті (16)-ға қоятын болсақ, және  $a=1/2$  және  $b=1/2$  деп алсақ:

$$\langle \Psi_{JM_j=J}^{tot} \left| \sum_{k=1}^9 \hat{e}_k r_k^2 Y_{20}(\hat{r}_k) \right| \Psi_{JM_j=J}^{tot} \rangle = Z_{\alpha} [\langle \mathcal{Y}_{20}(a\mathbf{x}_1 + b\mathbf{y}_1) \rangle + \langle \mathcal{Y}_{20}(-a\mathbf{x}_1 + b\mathbf{y}_1) \rangle] \quad (17)$$

(14) қолданып (16)-ны ашып жазуға болады

$$\begin{aligned} \mathcal{Y}_{20}(\pm a\mathbf{x}_1 + b\mathbf{y}_1) &= \sum_{\varepsilon_1, m_{\varepsilon_1}, \varepsilon_2, m_{\varepsilon_2}} C_{\varepsilon_1 m_{\varepsilon_1} \varepsilon_2 m_{\varepsilon_2}}^{20} \cdot \delta_{\varepsilon_1 + \varepsilon_2, 2} \sqrt{\frac{4\pi \cdot 5!}{(2\varepsilon_1 + 1)!(2\varepsilon_2 + 1)!}} (\pm a\mathbf{x}_1)^{\varepsilon_1} \cdot (b\mathbf{y}_1)^{\varepsilon_2} \cdot Y_{\varepsilon_1 m_{\varepsilon_1}}(\hat{x}) \cdot Y_{\varepsilon_2 m_{\varepsilon_2}}(\hat{y}) = \\ &= \sum_{\varepsilon_1, \varepsilon_2} \delta_{\varepsilon_1 + \varepsilon_2, 2} \sqrt{\frac{4\pi \cdot 5!}{(2\varepsilon_1 + 1)!(2\varepsilon_2 + 1)!}} (\pm a\mathbf{x}_1)^{\varepsilon_1} \cdot (b\mathbf{y}_1)^{\varepsilon_2} \cdot \sum_{m_{\varepsilon_1}, m_{\varepsilon_2}} C_{\varepsilon_1 m_{\varepsilon_1} \varepsilon_2 m_{\varepsilon_2}}^{20} \cdot Y_{\varepsilon_1 m_{\varepsilon_1}}(\hat{x}) \cdot Y_{\varepsilon_2 m_{\varepsilon_2}}(\hat{y}) = \\ &= \sum_{\varepsilon_1, \varepsilon_2} \delta_{\varepsilon_1 + \varepsilon_2, 2} \sqrt{\frac{4\pi \cdot 5!}{(2\varepsilon_1 + 1)!(2\varepsilon_2 + 1)!}} (\pm a\mathbf{x}_1)^{\varepsilon_1} \cdot (b\mathbf{y}_1)^{\varepsilon_2} \cdot [Y_{\varepsilon_1}(\hat{x}) \otimes Y_{\varepsilon_2}(\hat{y})]^2, \end{aligned}$$

мұндағы

$$\begin{aligned} \sum_{m_{\varepsilon_1}, m_{\varepsilon_2}} C_{\varepsilon_1 m_{\varepsilon_1} \varepsilon_2 m_{\varepsilon_2}}^{20} \cdot Y_{f_1 m_{f_1}}(\hat{x}) \cdot Y_{f_2 m_{f_2}}(\hat{y}) &= [Y_{\varepsilon_1}(\hat{x}) \otimes Y_{\varepsilon_2}(\hat{y})]^2. \\ \langle \Psi_{JJ}(\mathbf{x}_1, \mathbf{y}_1) | \mathcal{Y}_{20}(\pm a\mathbf{x}_1 + b\mathbf{y}_1) | \Psi_{JJ}(\mathbf{x}_1, \mathbf{y}_1) \rangle &= \\ \sqrt{4\pi \cdot 5!} \sum_j C_j C_{j'} \sum_{\varepsilon_1, \varepsilon_2} \delta_{\varepsilon_1 + \varepsilon_2, 2} \cdot \left(\pm \frac{1}{2}\right)^{\varepsilon_1} \cdot \left(\frac{1}{9}\right)^{\varepsilon_2} \cdot \frac{1}{\sqrt{(2\varepsilon_1 + 1)!(2\varepsilon_2 + 1)!}} \cdot \int x_1^{\lambda + \lambda' + \varepsilon_1 + 2} \cdot e^{-(\alpha_{\lambda_j} + \alpha_{\lambda_{j'}})x_1^2} dx_1 \cdot \\ \int y_1^{\ell + \ell' + \varepsilon_2 + 2} \cdot e^{-(\beta_{\ell_j} + \beta_{\ell_{j'}})y_1^2} dy_1 \cdot \langle (\lambda' \ell') L' S' : J | [Y_{\varepsilon_1}(\hat{x}) \otimes Y_{\varepsilon_2}(\hat{y})]^2 | (\lambda \ell) L S : J \rangle. \end{aligned}$$

Жалпы, жоғарыдағы есептеулерді ескере отырып квадрупольдік моменті былай өрнектеледі

$$\begin{aligned} Q &= 16\sqrt{6}\pi Z_{\alpha} \frac{C_{JJ20}^{JJ}}{\sqrt{2J+1}} \sum_{ij} \sum_{i'j'} C_{ij} C_{i'j'} \sum_{\varepsilon_1, \varepsilon_2} \delta_{\varepsilon_1 + \varepsilon_2, 2} \left(\frac{1}{2}\right)^{\varepsilon_1} \left(\frac{1}{9}\right)^{\varepsilon_2} \frac{1 + (-1)^{\varepsilon_1}}{\sqrt{(2\varepsilon_1 + 1)!(2\varepsilon_2 + 1)!}} \times \\ &\times I(x_1^{\lambda' + \lambda + \varepsilon_1 + 2}, \alpha_{i'}) I(y_1^{\ell' + \ell + \varepsilon_2 + 2}, \beta_{j'}) \langle (\lambda' \ell') L' S' : J | [Y_{\varepsilon_1}(\hat{x}_1) \otimes Y_{\varepsilon_2}(\hat{y}_1)]_{20} | (\lambda \ell) L S : J \rangle. \end{aligned} \quad (19)$$

Жоғарыда айтылғандарды ескере отыра,  ${}^9\text{Be}$  ядросының құрылымы күрделі – ең дұрысы кластерлік құрылымға сәйкес келеді. Жеңіл ядролардың біраз қасиеттерін қамтитын көпбөлшекті қабықшалы үлгі оның ерекшеліктерін, яғни квадрупольдік моментін, формфакторларын, нуклондар мен кластерлер үшін спектроскопиялық факторларын толықтай жеткізе алмайды. Негізгі күйдегі толқындық функция көпбөлшекті қабықшалы үлгісінде 13 компоненттен құралып, күрделі сипатқа ие болады. Ал  $2\alpha+n$  үш бөлшекті үлгісінде негізгі 3 компоненттерінен құралады.

#### ӘДЕБИЕТ

1 Barker F.C., Tracy P.B. Nuclear levels near thresholds. Nucl. Phys. **1962**. V.38. N 1. P. 33-49.

2 Descouvemont P.  ${}^9\text{Be}$  and  $8\text{Be}$  nuclei in a microscopic three-cluster model. Phys. Rev. **1989**. V. C39. P. 1557-1562.

3 Okabe S., Abe Y. Particle decay width and charge formfactors of  ${}^9\text{Be}$  by the molecular model.  $\frac{1}{2}^+$  resonance state of  ${}^9\text{Be}$ . Nucl. Phys. **1973**. V. A208. N 1. P. 157-159.

4 Revai J., Matveenko A. N. Three body description of  ${}^9\text{Be}$  (II). Adiabatic one-level approximation with correct angular momentum. Nucl. Phys. **1980**. V. A339. N 3. P. 448-464.

5 Fonseca A. C., Revai J., Matveenko A. N. Three-body description of  ${}^9\text{Be}$  (I). Born-Oppenheimer approximation. Nucl. Phys. **1980**. V. A326. N 1. P. 182-192.

6 Сахиев. С. К., Каипов Т. Д. Октупольный момент ядра  ${}^9\text{Be}$  в трехчастичной модели. Вестник КазГУ, сер. физ., №2, **1995** С. 132-138.

#### REFERENCES

1 Barker F.C., Tracy P. B. Nuclear levels near thresholds. Nucl. Phys. **1962**. V. 38. N 1. P. 33-49.

2 Descouvement P.  ${}^9\text{Be}$  and  ${}^8\text{Be}$  nuclei in a microscopic three-cluster model. Phys. Rev. **1989**. V. C39. P. 1557-1562.

3 Okabe S., Abe Y. Particle decay width and charge formfactors of  ${}^9\text{Be}$  by the molecular model.  $\frac{1}{2}^+$  resonance state of  ${}^9\text{Be}$ . Nucl. Phys. **1973**. V. A208. N 1. P. 157-159.

4 Revai J., Matveenko A. N. Three body description of  ${}^9\text{Be}$  (II). Adiabatic one-level approximation with correct angular momentum. Nucl. Phys. **1980**. V. A339. N 3. P. 448-464.

5 Fonseca A. C., Revai J., Matveenko A. N. Three-body description of  ${}^9\text{Be}$  (I). Born-Oppenheimer approximation. Nucl. Phys. **1980**. V. A326. N 1. P. 182-192.

6 Sakhiev. S. K., Kaipov T. D. Oktupol'nyj moment yadra  ${}^9\text{Be}$  v trehchastichnoj modeli. Vestnik KazGU, ser. fiz., №2, **1995** S. 132-138.

#### Резюме

*А. Т. Жаксыбеков, Б. А. Уразбеков, С. К. Сахиев*

(Евразийский национальный университет им. Л. Н. Гумилева, Астана, Казахстан)

#### НЕКОТОРЫЕ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЯДРА ${}^9\text{Be}$

В статье приведены аналитические выражения статистических характеристик ядра  ${}^9\text{Be}$  в трехчастичной модели: среднеквадратичный зарядовый радиус и квадрупольный момент. Все операторы, выраженные в одночастичных координатах, записаны через относительные координаты Якоби.

**Ключевые слова:** ядро  ${}^9\text{Be}$ , трехчастичная модель, координаты Якоби, аналитическое выражение.

#### Summary

*A. T. Zhaksybekov, B. A. Urazbekov, S. K. Sakhiev*

(Eurasian national university named L. N. Gumilev, Astana, Kazakhstan )

#### SOME ELECTRICALSTATIC CHARACTERISTICS OF ${}^9\text{Be}$ NUCLEUS

There was calculated the statistical characteristics of the nucleus  ${}^9\text{Be}$ : rms charge radius and quadrupole momentum in the three clusters model. All operators were showed in particle coordinates, expressed in terms of relative Jacobi coordinates.

**Keywords:**  ${}^9\text{Be}$  nucleus, the three-cluster model, Jacobi coordinates, the analytic expression.

Д. М. ДЖАНСЕЙТОВ

(Евразийский национальный университет, Астана, Казахстан)

## ОПТИМИЗАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ МАССИВА ДЕТЕКТОРОВ НА ОСНОВЕ CsI(Tl) ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ПО ОПРЕДЕЛЕНИЮ 2p РАСПАДА В $^{17}\text{Ne}$

**Аннотация.** В данной работе проводится исследование неорганических сцинтилляционных материалов (CsI(Tl)) в сочетании с разными фотоприемниками (pin-диоды и ФЭУ различных свойств и размеров) и другими составляющими (отражательные материалы), применяемых для создания детекторов заряженных частиц широкого диапазона энергий, которые составят часть детекторов в эксперименте по определению 2p распада в  $^{17}\text{Ne}$ .

**Ключевые слова:** двухпротонный распад, сцинтилляционный детектор, неорганический сцинтиллятор CsI(Tl), ФЭУ, энергетическое разрешение, время высвечивания.

**Тірек сөздер:** екі протондар ыдырауы, сцинтилляцияндық детектор, CsI(Tl) органикалық емес сцинтилляторы, ФЭК, энергетикалық рұқсаттылығы.

**Keywords:** two proton decay, gamma-ray scintillation detector, an inorganic scintillator CsI(Tl), PMT, charged particles, light collection, energy resolution.

**1. Двухпротонный распад  $^{17}\text{Ne}$ .** Идея двухпротонной радиоактивности является достаточно сырой, она была предложена Гольданским более 50 лет назад. Ситуация резко изменилась в последние несколько лет. Последние годы оказались переломными: после 2002 г., когда двухпротонная радиоактивность была обнаружена экспериментально в ядре  $^{45}\text{Fe}$ , в 2005 г. она была обнаружена в  $^{45}\text{Zn}$  и, возможно, в  $^{48}\text{Ni}$  [1]. В 2007 г. двухпротонная радиоактивность была обнаружена в  $^{19}\text{Mg}$ , испускание двух протонов было экспериментально доказано для  $^{45}\text{Fe}$  в работе [2]. Такой прогресс стал возможен благодаря интенсивному развитию техники пучков радиоактивных ядер, что является одной из основных тенденций в ядерной физике последнего десятилетия.

Ядро  $^{17}\text{Ne}$  может быть возможным кандидатом на одновременный двухпротонный распад.

Главной и пока единственной известной ветвью распада  $^{17}\text{Ne}$  с первого возбужденного состояния ( $E^* = 1,288$  МэВ) является гамма распад [3]. Последовательное испускание двух протонов, при котором сначала должна получиться система  $^{16}\text{F}+p$ , а вслед за этим  $^{16}\text{F}$  распался бы на  $^{15}\text{O}+p$ , запрещено законом сохранения энергии (рисунок 1). Из этого следует, что одним из возможных экспериментов является поиск слабой ветви истинно двухпротонного распада этого состояния в реакции передачи  $^1\text{H}(^{18}\text{Ne}, d)^{17}\text{Ne}$ , при энергии пучка  $^{18}\text{Ne}$  25-35 МэВ/нуклон. При

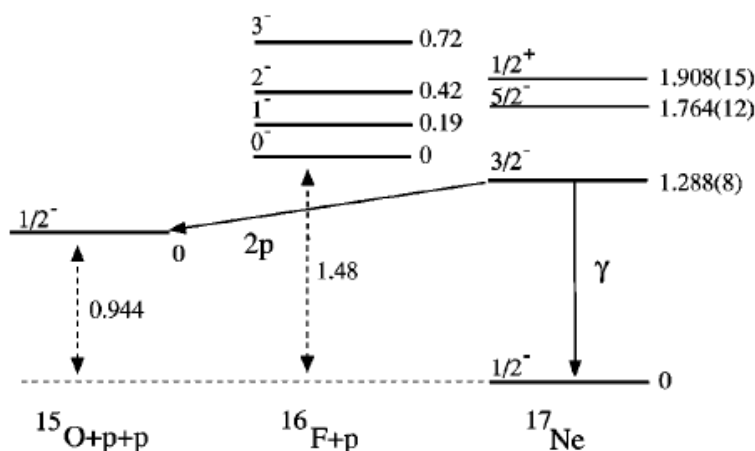


Рисунок 1 – Схема уровней низколежащих состояний в  $^{17}\text{Ne}$ ,  $^{16}\text{F}$  и  $^{15}\text{O}$ . Из первого возбужденного состояния в  $^{17}\text{Ne}$ , существует канал одновременного двухпротонного распада, который находится в конкуренции с  $\gamma$ -распадом в основное состояние в  $^{17}\text{Ne}$

достижении достаточно хорошего энергетического разрешения  $\sim 300$  кэВ FWHM, возможно отделить искомое 1.288 МэВ резонансное состояние от фона, вызванного заселением 1.764 и 1.908 МэВ резонансных состояний.

Такой эксперимент по обнаружению  $2p$  распада  $^{17}\text{Ne}$  был проведен в Лаборатории Ядерных Реакций в г. Дубна (Россия), на фрагмент – сепараторе АКУЛИНА в апреле – мае 2013 г.

Как уже отмечалось выше, в качестве реакции для исследования  $2p$  распада  $^{17}\text{Ne}$  на фрагмент-сепараторе АКУЛИНА была выбрана реакция передачи одного нуклона  $^{18}\text{Ne} (25-35 \text{ MeV/A}) + ^1\text{H} \Rightarrow ^2\text{H} + ^{17}\text{Ne}$ . Первичный пучок  $^{20}\text{Ne}$  с энергией 54 МэВ/нуклон, выведенный из циклотрона У400М, имел интенсивность порядка 0.2  $\mu\text{A}$ . После его прохождения через производящую мишень ( $^9\text{Be}$  толщиной 300  $\mu\text{m}$ ) и клин ( $^9\text{Be}$  толщиной 750  $\mu\text{m}$ ), вторичный пучок  $^{18}\text{Ne}$  как результат фрагментации имел энергию 38 МэВ/нуклон на физической мишени. При этом интенсивность пучка на выходе фрагмент-сепаратора АКУЛИНА составляла  $5 \cdot 10^4$  pps, а чистота RIB  $\sim 15\%$ . В эксперименте использовалась газовая криогенная мишень  $\text{H}_2$ , с толщиной  $\sim 2 \cdot 10^{20}$  атомов на  $\text{cm}^3$ .

На рисунке 2 приведена необходимая детектирующая система для эксперимента по изучению  $2p$  распада  $^{17}\text{Ne}$ , состоящая из двух многопроволочных камер для трекинга частиц, а также круглого и квадратного телескопов.

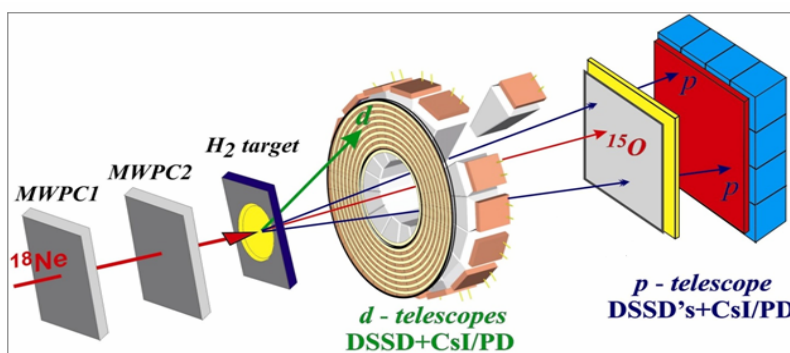


Рисунок 2 – Схема детекторов, расположенных в камере фрагмент – сепаратора АКУЛИНА

В данном эксперименте требуются высокогранулированные кремниевые и сцинтилляционные детекторы с хорошей позиционной чувствительностью и приемлемым энергетическим разрешением. Квадратный телескоп, в первую очередь, необходим для регистрации протонов, вылетающих под малыми углами. Протоны, зарегистрированные квадратным телескопом, в совпадении с дейтронами, которые регистрируются круглым телескопом, по методу недостающей массы дают возможность вычислить из какого дочернего ядра вылетели эти протоны.

Стенка из сцинтилляционных детекторов в эксперименте необходима для регистрации именно двух одновременных протонов, а другие частицы (например,  $^{15}\text{O}$ ), которые вылетают из мишени, не должны попадать в эти детекторы. С целью остановки всех нежелательных частиц перед квадратным телескопом должен быть установлен металлический поглотитель заданной толщины.

В рамках данной работы разрабатывался 16-ти канальный квадратный сцинтилляционный детектор, являющийся частью квадратного телескопа для регистрации частиц, вылетающих из мишени под малыми углами. Детектор должен быть создан на базе сцинтиллятора, так как для регистрации протонов с энергиями до 50 МэВ требуется большая толщина рабочего вещества. Он должен обладать высоким световыходом и энергетическим разрешением, иметь высокую гранулярность и наименьшую толщину мертвых слоев между соседними кристаллами сцинтилляционной стенки.

**2. Тестирование и калибровка разработанного детектора.** Невысокая стоимость CsI(Tl) (2-4 евро за  $1 \text{ cm}^3$ ) при приемлемых механических свойствах и достаточно неплохое энергетическое разрешение определяют выбор именно в пользу этого сцинтиллятора. К сожалению, как материал, CsI(Tl) является чрезвычайно нежным и капризным материалом. Для эксперимента по изучению двухпротонной радиоактивности  $^{17}\text{Ne}$  были выбраны сцинтилляционные детекторы из CsI(Tl) производства Украины, размерами  $16 \times 16 \times 30 \text{ mm}^3$ . Все кристаллы прошли тщательную обработку, т.е. все кристаллы были отполированы и отшлифованы.



Боковые грани кристаллов закрыты отражателем VM2000, а входное окно закрыто Mylar толщиной 3,5 мкм. Из этих кристаллов сделана квадратная стенка 4x4 детекторов (рисунок 3).

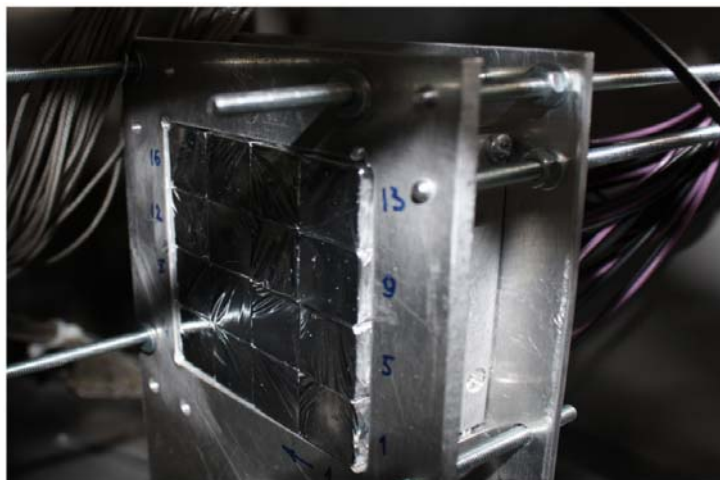


Рисунок 3 – Стенка из 16 сцинтилляционных детекторов CsI(Tl)

Для получения суммарного энергетического спектра со всех 16 кристаллов необходимо установить одинаковые коэффициенты усиления у всех 16 элементов детекторной сборки. Также необходимо выставить нужный для регистрации протонов динамический диапазон от 0 до 60 МэВ. Для этого была проведена калибровка CsI(Tl) детекторов с использованием  $\alpha$ -источника  $^{226}\text{Ra}$ . Данная калибровка необходима не только для построения суммарного энергетического спектра, но и дает возможность проводить примерный онлайн-анализ данных сразу во время проведения эксперимента.

В ходе облучения детекторной сборки  $\alpha$ -частицами  $^{226}\text{Ra}$  были измерены энергетические разрешения всех изготовленных CsI(Tl) детекторов. Для анализа данных использовался программный пакет Go4. Энергетическое разрешение измерялось по последнему (четвертому) пику с энергий 7,68 МэВ и составило 3,5%.

Энергетические разрешения, полученные при облучении сцинтилляционной стенки  $\alpha$ -частицами  $^{226}\text{Ra}$ , на рисунке 4.

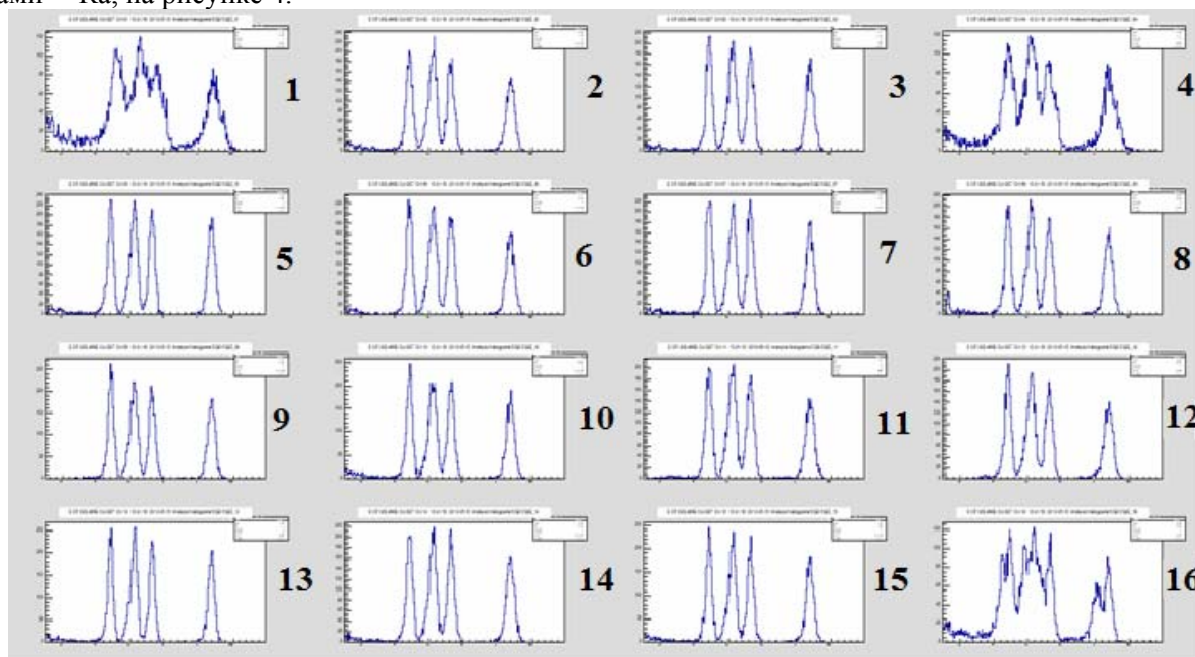


Рисунок 4 – Спектры на  $\alpha$  источнике  $^{226}\text{Ra}$  во всех 16 детекторах

Также сделана калибровка детектора  $\alpha$ -источником  $^{226}\text{Ra}$ . Как видно из результатов, три сцинтилляционных детектора имеют пониженное энергетическое разрешение (детекторы 1, 4, 16). Данные детекторы расположены в углах детекторной сборки, вследствие этого в данные три детектора не попадает достаточное количество  $\alpha$ -частиц, и, соответственно, в этих детекторах мы имеем меньшую статистику, что сильно влияет на конечное разрешение. В целом, остальные детекторы показали достаточно хорошие разрешения (в среднем 4%), что соответствует требованиям эксперимента.

Как уже было отмечено, в эксперименте по изучению  $2p$  распада  $^{17}\text{Ne}$  планировалась регистрация протонов с энергиями до 50 МэВ. Максимальная энергия альфа-частиц от имеющихся  $\alpha$ -источников не превышает 9 МэВ, что недостаточно для выполнения точной энергетической калибровки в области 10-50 МэВ. Для последующей обработки данных эксперимента была выполнена калибровка сцинтилляционной детекторной сборки на пучке протонов с энергией 30-50 МэВ. Последовательно сепаратор АКУЛИНА был настроен на четыре разные энергии протонов. Энергия протонов вычислялась по время-пролетной методике на основе измерений времени пролета протонов на фиксированной базе 845 см.

На примере одного из каналов показана разница между протонной и  $\alpha$ -калибровками (см. рисунок 5).

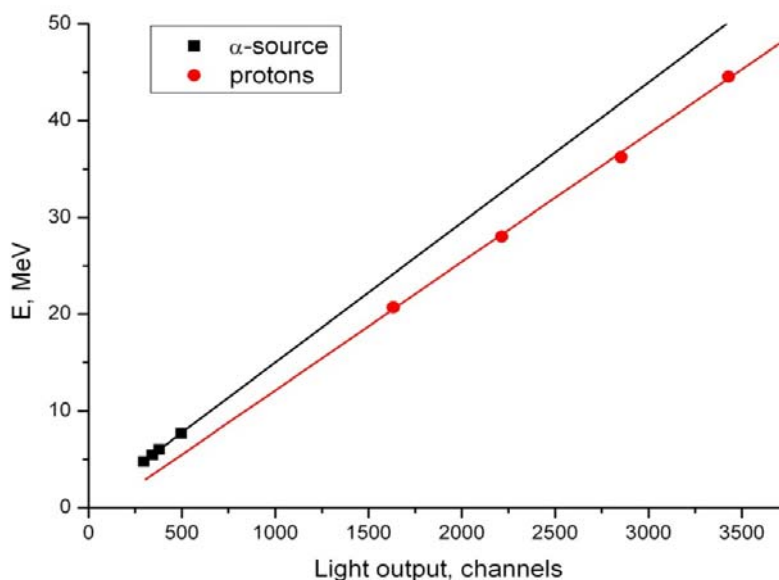


Рисунок 5 –  $\alpha$  и  $p$  калибровки для CsI(Tl) детектора №10

Было установлено, что для разных сортов частиц световой выход кристаллов значительно отличается и зависит от энергии (см.  $\alpha$ - и  $p$ -калибровки, которые довольно сильно отличаются друг от друга). Как видно из графика на рисунке 28, при энергиях около 8 МэВ, разница между двумя калибровками составляет около 2 МэВ, а при экстраполяции  $\alpha$ -калибровки в область протонов с энергией порядка 50 МэВ, разница становится еще более существенной и составляет уже 6 МэВ.

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1 B. Blank et al. First Observation of  $^{54}\text{Zn}$  and Its Decay by Two-Proton Emission. Phys. Rev. Lett. 2005, V. 94, P. 232501
- 2 Л.В. Григоренко – Теоритическое изучение двухпротонной радиоактивности. ЭЧАЯ, 2009, Т. 40, В. 5.
- 3 L.V. Grigorenko, Yu.L. Parfenova, and M.V. Zhukov. Possibility to study a two-proton halo in  $^{17}\text{Ne}$ . Phys. Rev. C71, 051604(R) (2005).

#### REFERENCES

- 1 B. Blank et al. First Observation of  $^{54}\text{Zn}$  and Its Decay by Two-Proton Emission. Phys. Rev. Lett. 2005, V. 94, P. 232501
- 2 L.V. Grigorenko – Teoriticheskoe izuchenie dvuhprotonnoj radioaktivnosti. JeChAJa, 2009, T. 40, V. 5. (In Russ)
- 3 L.V. Grigorenko, Yu.L. Parfenova, and M.V. Zhukov. Possibility to study a two-proton halo in  $^{17}\text{Ne}$ . Phys. Rev. C71, 051604(R) (2005).

**Резюме**

*Д. М. Жансейітов*

(Еуразиялық ұлттық университеті, Астана, Қазақстан)

**<sup>17</sup>Ne ЯДРОСЫНЫҢ 2p – ЫДЫРАУЫН ЗЕРТТЕУГЕ АРНАЛҒАН  
ТӘЖІРИБЕДЕ ЗАРЯДТАЛҒАН БӨЛШЕКТЕРДІ ТІРКЕЙТІН CsI(Tl)  
ДЕТЕКТОРЛАР МАССИВІНІҢ ПАРАМЕТРЛЕРІН ОҢТАЙЛАНДЫРУ**

Осы жұмыста заманауи материалдардың зерттеулері жүргізіледі, олар: бейорганикалық сцинтиллятор (CsI(Tl)), фото кабылдағыштар (әртүрлі фотокатодтары бар фотоэлектрондық көбейткіш) және шағылдырғыштар, зарядталған бөлшектерді тіркейтін сцинтилляциялық детекторлар. Бұл детекторлар <sup>17</sup>Ne экспериментінде екі протонды ыдырауды анықтайтын детекторлардың негізін құрайды.

**Тірек сөздер:** екі протондар ыдырауы, сцинтилляциялық детектор, CsI(Tl) органикалық емес сцинтилляторы, ФЭК, энергетикалық рұқсаттылығы.

**Summary**

*D. M. Janseitov*

(Eurasian national university, Astana, Kazakhstan)

**OPTIMIZATION THE PARAMETER DETECTOR ARRAY BASED ON CsI (TL)  
FOR REGISTRATION CHARGED PARTICLES IN EXPERIMENT AIMED  
AT DETERMINING 2P DECAY OF <sup>17</sup>Ne**

Investigation of inorganic scintillator material (CsI(Tl)) in combination with different photodetectors (pin-diodes and a photomultiplier different properties and sizes) and other components (reflective material) used to create the charged-particle detectors energy of a wide range of which form part of the detectors in the experiment to determine the 2p decay of <sup>17</sup>Ne.

**Keywords:** two proton decay, gamma-ray scintillation detector, an inorganic scintillator CsI(Tl), PMT, charged particles, light collection, energy resolution.

УДК 539.1.08; 539.14; 539.17

*К. А. ГРИДНЕВ<sup>1</sup>, В. В. ДЬЯЧКОВ<sup>2</sup>, А. В. ЮШКОВ<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>СПбГУ, Санкт-Петербург, Россия;

<sup>2</sup>НИИЭТФ КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан)

**ИЗУЧЕНИЕ ЯВЛЕНИЯ ПОДЪЕМА СЕЧЕНИЙ  
В ПЕРЕДНЕЙ ПОЛУСФЕРЕ УГЛОВ НА ОСНОВЕ  
МУЛЬТИКЛАСТЕРНОЙ СТРУКТУРЫ ЛЕГКИХ ЯДЕР**

Теоретически описаны экспериментальные угловые распределения легких альфа-кластерных ядер. Из подгонок обнаружены два новых эффекта: 1) экспериментальное угловое распределение раскладывается на две дифракционных моды – первая с малым периодом осцилляций рассеяния на ядре как целом; вторая – на альфа-кластерных подструктурах (большие периоды осцилляций); 2) впервые объяснен подъем сечений выше резерфордского для легких ядер за счет аддитивности (модуляции) альфа-частичной модой упругого рассеяния (рассеяние альфа-частиц на альфа-частичных кластерах).

**Ключевые слова:** упругое дифракционное рассеяние; мультикластерная структура ядер; альфа-кластеры; подъем дифференциальных сечений.

**Тірек сөздер:** серпінді дифракциялық шашырау, ядролардың мультикластерді құрылымы, альфа-кластерлер, дифференциалдық кималардың ұлғаюы.

**Keywords:** elastic diffraction scattering; multicluster structure of nuclei, alpha-clusters and the rise of the differential cross.

В последнее время активно разрабатываются мультикластерные модели ядер. Особенно большие успехи достигнуты в области описания легчайших ядер –  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^9\text{Be}$  на основе мультикластерной структуры, которая теоретически строго обоснована [1]. Однако прямое экспериментальное подтверждение мультикластерной структуры ядер остается весьма актуальной задачей. Одним из методов экспериментального обнаружения мультикластерной структуры является разложение экспериментальных угловых распределений дифференциальных сечений упругого дифракционного рассеяния на мультикластерные компоненты. Оптимальным способом такого разложения является параметризованный фазовый анализ, оптимизируемые параметры которого принципиально однозначны в отличие от оптической модели.

Для выявления мультикластерных структур в ядрах при упругом рассеянии воспользуемся выражением для амплитуды в рамках теории дифракционного рассеяния

$$A(\theta) = \frac{1}{2ik} \cdot \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) (e^{2i\eta_l} - 1) P_l(\cos(\theta)), \quad (1)$$

где все обозначения общеприняты.

При длине волны падающей частицы  $\lambda \ll R$  в амплитуде рассеяния (1) будет принимать участие достаточное количество парциальных волн  $l$  и тогда сумму можно будет заменить интегралом по  $dl$ , а полином Лежандра аппроксимируется функцией Бесселя

$$A(\theta) = \frac{1}{2ik} \cdot \int_0^{\infty} (2l+1) (e^{2i\eta_l} - 1) J_0(\theta l) dl \approx \frac{1}{ik} \cdot \int_0^{\infty} (e^{2i\eta_l} - 1) J_0(\theta l) l dl.$$

В результате предположения о полном поглощении внутри сферы взаимодействия, то есть фазы рассеянных волн  $\eta_l = \alpha_l + i\beta_l$  примут вид  $\eta_l = i\beta_l$  при этом для  $l < R/\lambda$   $\beta_l = \infty$  и для  $l > R/\lambda$   $\beta_l = 0$ , что является рассеянием на черном абсолютно поглощающем ядре радиуса  $R$ , амплитуда рассеяния примет вид

$$A(\theta) = \frac{i}{k} \cdot \int_0^{Rk} J_0(\theta l) dl = \frac{iR}{\theta} \cdot J_1(Rk\theta).$$

Тогда сечение в наиболее простом виде, хорошо описывающем экстремумы и периоды дифракционных осцилляций, дается формулой [2]

$$\sigma(\theta) = |A(\theta)|^2 = \frac{R^2}{\theta^2} J_1^2(kR\theta). \quad (2)$$

Феноменологический коэффициент  $a = \frac{R^2}{\theta^2}$  при функции Бесселя первого порядка является результатом ряда предположений, выдвинутых в дифракционном рассеянии на абсолютно черном ядре.

Из (2) описание полной амплитуды мультикластерной структуры ядра при пространственной дифференциации кластеров можно представить виде аддитивной функции

$$A(\theta) = \sum_{i=1}^n A_i(R_i, \theta) = \sum_{i=1}^n \frac{iR_i}{\theta} J_1(kR_i\theta),$$

где  $A_i(R_i, \theta)$  – амплитуда на  $i$ -й кластерной подструктуре ядра, подставляя полную амплитуду в (2) получим

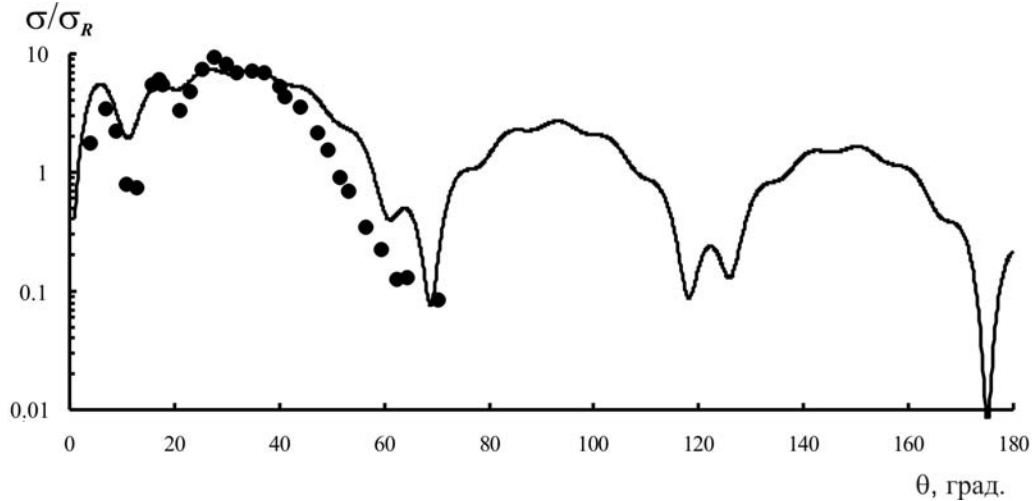
$$\sigma'(\theta) = \left| \sum_{i=1}^n A_i(R_i, \theta) \right|^2, \quad (3)$$

где  $a_i$  – относительный статистический вес волновой функции дифракционного рассеяния на  $i$ -ом кластере;  $R_i$  – радиус  $i$ -го кластера;  $n$  – количество кластерных структур в ядре.

Например, для первого приближения ограничимся бинарными структурами. При  $i=1$  кластерной структурой является само ядро с радиусом  $R$ . При  $i=2$  кластерной структурой является альфа-кластер

$$\sigma'(\theta) = a_1 \cdot J_1^2(kR_1\theta) + a_2 \cdot J_1^2(kR_2\theta) + 2 \cdot \sqrt{a_1 \cdot a_2} \cdot J_1(kR_1\theta) \cdot J_1(kR_2\theta). \quad (4)$$

На рисунке 1 даны результаты фитирования мультикластерных параметров формулы (4) к экспериментальным данным по упругому дифракционному рассеянию 139 МэВ альфа-частиц с длиной волны де Бройля  $\lambda=1,2$  фм на альфа-кластерном ядре  $^{12}\text{C}$  [3] с классическим радиусом 2,3 фм.

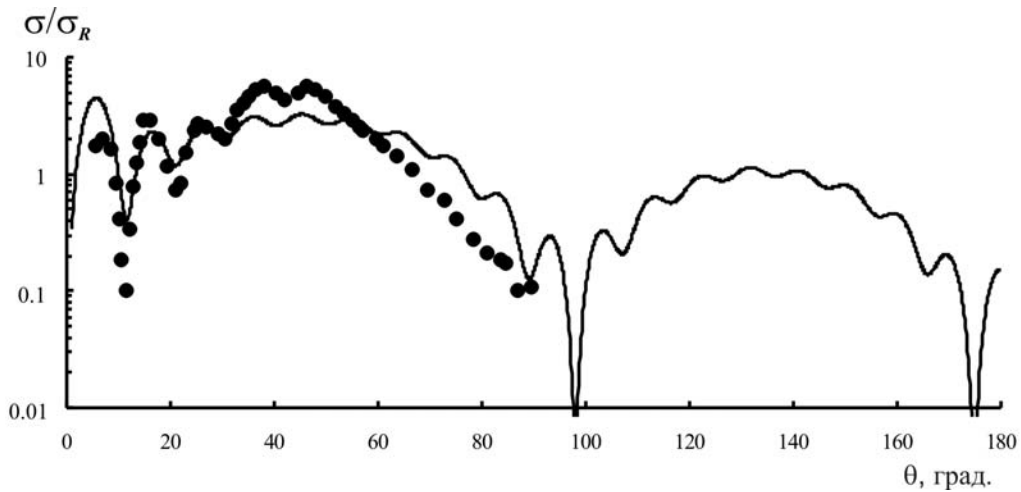


Точки – экспериментальные данные [3]; кривая – расчет по (4).

Рисунок 1 – Угловые распределения упругого дифракционного рассеяния  $^{12}\text{C}(\alpha,\alpha)^{12}\text{C}$   $E_\alpha=139$  МэВ

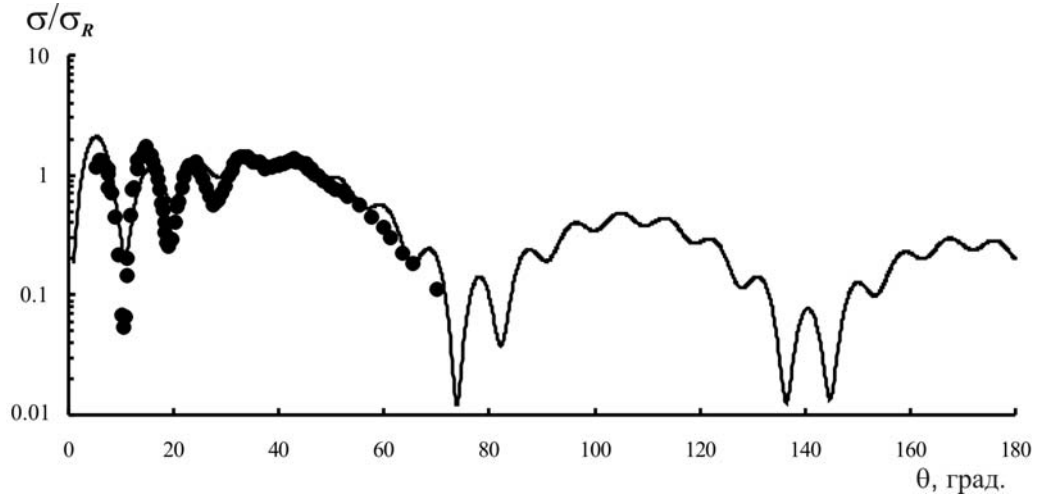
На рисунках 2, 3 представлены результаты аналогичных подгонок для альфа-кластерных ядер  $^{16}\text{O}$ ,  $^{20}\text{Ne}$ , оптимальные параметры сведены в таблицу. Следует отметить, что полученное оптимальное число кластеров, действительно, меньше чем эффективное число альфа-нуклонных ассоциаций полученное в [6].

На рисунке 4 дана систематика оптимальных подгонок угловых распределений для ядра  $^{24}\text{Mg}$  в диапазоне энергий налетающих частиц от 104 до 240 МэВ. Все угловые распределения подтверждают открытие нового эффекта – модуляция дифракционных угловых распределений угловым распределением на альфа-кластерных подструктурах.



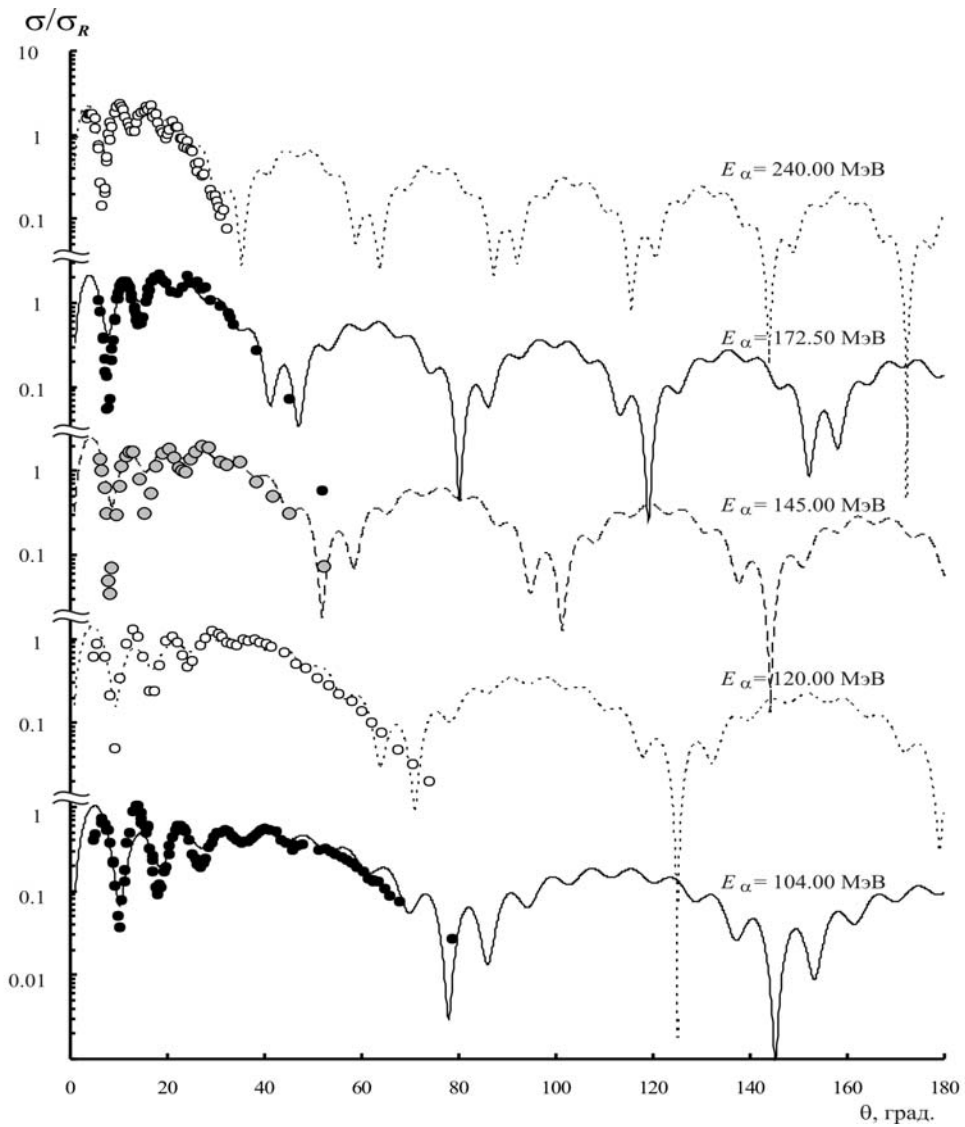
Точки – экспериментальные данные [4]; кривая – расчет по (4).

Рисунок 2 – Угловые распределения упругого дифракционного рассеяния  $^{16}\text{O}(\alpha,\alpha)^{16}\text{O}$   $E_\alpha=104$  МэВ



Точки – экспериментальные данные [5]; кривая – расчет по (4).

Рисунок 3 – Угловые распределения упругого дифракционного рассеяния  $^{20}\text{Ne}(\alpha,\alpha)^{20}\text{Ne}$   $E_\alpha=104$  МэВ



Точки – экспериментальные данные [7-9]; кривая – расчет по (4).

Рисунок 4 – Угловые распределения упругого дифракционного рассеяния  $^{24}\text{Mg}(\alpha,\alpha)^{24}\text{Mg}$  при различных энергиях альфа-частиц

Относительные статистические веса волновых функций дифракционного рассеяния на ядрах и альфа-кластерных подструктурах

| Ядро             | Кол-во альфа-кластеров | E, МэВ | Статвес волновой функции ядра $a_1$ | $R_1$ , Фм | Статвес волновой функции альфа-кластера $a_2$ | $R_2$ , Фм | $a_1/a_2$ |
|------------------|------------------------|--------|-------------------------------------|------------|---|------------|-----------|
| $^{12}\text{C}$  | 3                      | 139    | 14,8                                | 2,5        | 20  | 0.44       | 0.74      |
| $^{16}\text{O}$  | 4                      | 104    | 12                                  | 3.0        | 10.4  | 0.37       | 1.15      |
| $^{20}\text{Ne}$ | 5                      | 104    | 6                                   | 3.1        | 3.2   | 0.44       | 1.87      |
| $^{24}\text{Mg}$ | 6                      | 104    | 3                                   | 3.29       | 1.2   | 0.42       | 2.5       |
|                  | 6                      | 120    | 4                                   | 3.35       | 2.4   | 0.46       | 1.67      |
|                  | 6                      | 145    | 7                                   | 3.29       | 4.2   | 0.53       | 1.67      |
|                  | 6                      | 172.5  | 6                                   | 3.29       | 4   | 0.59       | 1.50      |
|                  | 6                      | 240    | 6                                   | 3.20       | 4.5   | 0.66       | 1.33      |

Из оптимальной подгонки обнаруживаются два новых эффекта: 1) экспериментальное угловое распределение раскладывается на две дифракционных моды – первая с малым периодом осцилляций на ядре как целом; вторая – на альфа-кластерных подструктурах (большие периоды осцилляций); 2) впервые объяснен подъем сечений выше резерфордского для легких ядер за счет аддитивности (модуляции) альфа-частичной моды упругого рассеяния (рассеяние альфа-частиц на альфа-частичных кластерах).

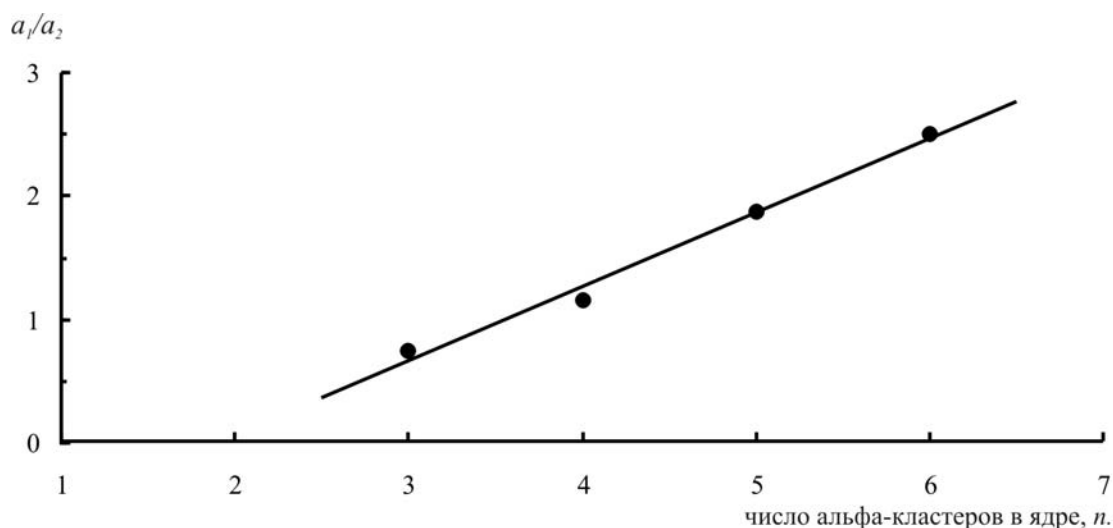


Рисунок 5 – Зависимость отношений статистических весов волновых функций дифракционного рассеяния на ядре и альфа-кластере от числа альфа-кластеров в ядре-мишени при энергии альфа-частиц 104 МэВ

На рисунке 5 это особенно отчетливо проявляется в виде линейно растущего относительного статистического веса волновой функции дифракционного рассеяния на альфа-кластере от числа альфа-кластеров в ядре-мишени (величина подъема сечений при малых углах).

## ЛИТЕРАТУРА

- 1 Ibraeva E.T., Zhusupov M.A., Imambekov O. et al // Physics of Particles and Nuclei. 2011. Vol. 74, N 11. P. 1595.
- 2 Блохинцев Д.И. Основы квантовой механики. – М.: Наука, 1976. – 664 с.
- 3 Esmael E.H., Abou Steit S.A.H., Zedan M.E.M. et al. // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 1991. Vol. 17. P. 1755.
- 4 Hauser G., Lohken R., Rebel H. et al. // Nucl. Phys. A. 1969. Vol. 128. P. 81.
- 5 Rebel H., Schweimer G.W., Schatz G. et al. // Nucl. Phys. A. 1972. Vol. 182. P. 145.
- 6 Неудачин В.Г., Смирнов Ю.Ф. Нуклонные ассоциации в легких ядрах // Наука.– Москва, 1969.– 414 с.
- 7 Pignatelli M., Micheletti S., De Leo R. et al. // Phys. Rev. C. 1986. Vol. 33. P. 40.
- 8 Wiktor S., Mayer-Boricke C., Kiss A. et al. // APP/B. 1981. Vol. 12. P. 491.
- 9 Youngblood D.H., Lui Y.W., Clark H.L. // PR/C. 1999. Vol. 60. 014604.

## REFERENCES

- 1 Ibraeva E.T., Zhusupov M.A., Imambekov O. et al // Physics of Particles and Nuclei. 2011. Vol. 74, N 11. P. 1595.
- 2 Blohincev D.I. Osnovy kvantovoj mehaniki. M.: Nauka, 1976. 664 s.
- 3 Esmael E.H., Abou Steit S.A.H., Zedan M.E.M. et al. // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 1991. Vol. 17. P. 1755.
- 4 Hauser G., Lohken R., Rebel H. et al. // Nucl. Phys. A. 1969. Vol. 128. P. 81.
- 5 Rebel H., Schweimer G.W., Schatz G. et al. // Nucl. Phys. A. 1972. Vol. 182. P. 145.
- 6 Neudachin V.G., Smirnov Ju.F. Nuklonnye associacii v legkih jadrach // Nauka.– Moskva, 1969.– 414 s.
- 7 Pignanelli M., Micheletti S., De Leo R. et al. // Phys. Rev. C. 1986. Vol. 33. P. 40.
- 8 Wiktor S., Mayer-Boricko C., Kiss A. et al. // APP/B. 1981. Vol. 12. P. 491.
- 9 Youngblood D.H., Lui Y.W., Clark H.L. // PR/C. 1999. Vol. 60. 014604.

## Резюме

*К. А. Гриднев<sup>1</sup>, В. В. Дьячков<sup>2</sup>, А. В. Юшков<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>СПбМГУ, Санкт-Петербург, Ресей;  
<sup>2</sup>НИИЭТФ аль-Фараби атындағы ҚазМУ, Алматы, Қазақстан)

### ЖЕҢІЛ ЯДРОЛАРДЫҢ МУЛЬТИКЛАСТЕРДІ ҚҰРЫЛЫМЫ НЕГІЗІНДЕ БҰРЫШТАРДЫҢ АЛДЫҢҒЫ ЖАРТЫЛАЙ СФЕРАСЫНДА ҚИМАЛАРДЫҢ ҰЛҒАЮЫ ҚҰБЫЛЫСЫН ЗЕРТТЕУ

Теориялық түрде жеңіл альфа-кластерді ядролардың тәжірибелік бұрыштық таралымдары сипатталған. Тәжірибеден жаңа екі әсер табылды: 1) тәжірибелік бұрыштық таралым екі дифракциялық модтарға бөлінеді: біріншісі – тұтас ядроға шашырау осцилляциясының кішкентай периодымен, екіншісі – альфа-кластерді құрылымшаларда (осцилляцияның үлкен периоды); 2) серпінді шашыраудың (альфа-бөлшектердің альфа-бөлшектік кластерлерде шашырауы) альфа-бөлшектік модасымен аддитивтілігі (модуляция) есебінен жеңіл ядролар үшін қималардың резерфордтық қимадан жоғары ұлғаюы алғаш түсіндіріліп отыр.

**Тірек сөздер:** серпінді дифракциялық шашырау, ядролардың мультикластерді құрылымы, альфа-кластерлер, дифференциалдық қималардың ұлғаюы.

## Summary

*K. A. Gridnev<sup>1</sup>, V. V. Dyachkov<sup>2</sup>, A. V. Yushkov<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>SPbGU Saint-Petersburg, Russia;  
<sup>2</sup>IETP KazNU named al-Farabi, Almaty, Kazakhstan)

### STUDY PHENOMENA OF RISE CROSS SECTION IN THE FORWARD HEMISPHERE ANGLE BASED ON MULTICLUSTER STRUCTURE OF LIGHT NUCLEI

The experimental angular distribution of light alpha-cluster nuclei were described. From the fittings of discovered two new effects: 1) the experimental angular distribution of the diffraction splits into two modes - the first with a small period of the oscillations in the nucleus as a whole, the second - on the alpha-cluster substructures (large periods of oscillation), 2) for the first time explained the rise of sections above Rutherford for light nuclei due to additive ( modulation ) of alpha-particle fashion elastic scattering (scattering of alpha particles on the alpha-particle clusters).

**Keywords:** elastic diffraction scattering; multicluster structure of nuclei, alpha-clusters and the rise of the differential cross.



К. М. МУКАШЕВ

(КазНПУ им. Абая, Алматы, Казахстан)

## О ПРОБЛЕМАХ ИССЛЕДОВАНИЯ ЛИДИРУЮЩИХ ЧАСТИЦ

**Аннотация.** В подавляющем большинстве экспериментов по исследованию неупругих взаимодействий адронов как в космических лучах, так и на ускорителях изучаются характеристики вторичных заряженных частиц. Это связано с типом применяемой детектирующей аппаратуры. Действительно, все трековые приборы, такие как камеры Вильсона, пузырьковые камеры, толстослойные ядерные эмульсии, искровые камеры регистрируют лишь заряженные частицы. Получившие в последнее время широкое распространение, особенно в экспериментах на коллайдерах, детекторы на сцинтиляционных счетчиках и проволочные камеры также наиболее эффективно реагируют на заряженную компоненту вторичного излучения.

**Введение.** Уже достаточно давно при исследовании взаимодействий адронов с веществом и в космических лучах и в ускорительных экспериментах было отмечено наличие энергетически выделенных вторичных частиц. В импульсном или энергетическом распределении рожденных во взаимодействии частиц всегда имеется наиболее энергичная частица. За такими частицами закрепилось название лидирующие частицы. Изучению характеристик и механизмов генерации лидирующих частиц посвящено множество работ. Наиболее полное и комплексное рассмотрение по этой проблеме представлено в обобщающих исследованиях А.Ш. Гайтинова [1] и И. Я. Часникова [2].

При этом в течение длительного времени существовала некоторая неопределенность в критериях выделения лидирующих частиц. Предлагалось называть лидирующими вторичные частицы, имеющие минимальный угол вылета ( $\theta_{\min}$ ), либо обладающие минимальным значением передаваемого квадрата четырех-импульса, определяемого из соотношения:

$$\Delta^2 = (q_0 - q_i)^2 = 2(E_0 E_i - P_0 P_i \cos \theta_i - \mu^2),$$

где  $q_0$ ,  $q_i$ ,  $E_0$ ,  $E_i$ ,  $P_0$ ,  $P_i$  – 4<sup>x</sup>-импульс, энергия, трехмерный импульс первичной и вторичной частиц соответственно. В работе [1] было показано, что наиболее приемлемым критерием выделения лидирующих частиц является доля уносимой энергии или импульса.

На рисунке 1 (зависимость 1) представлен энергетический спектр пионов, полученный при взаимодействии  $\pi^-$  мезонов с  $E=10$  ГэВ с протонами водородной пузырьковой камеры в магнитном поле (ЦЕРН). Из анализа зависимости 1 можно установить весьма заметное изменение спектра в области  $E \sim 0,3 E_0$ . На этом же рисунке (зависимость 3) показан энергетический спектр вторичных пионов из  $p-p$ - взаимодействий в ядерной эмульсии при энергии 9 ГэВ. Спектр имеет чисто экспоненциальный вид с одним показателем без всяких изломов. В то же время, суммарный спектр

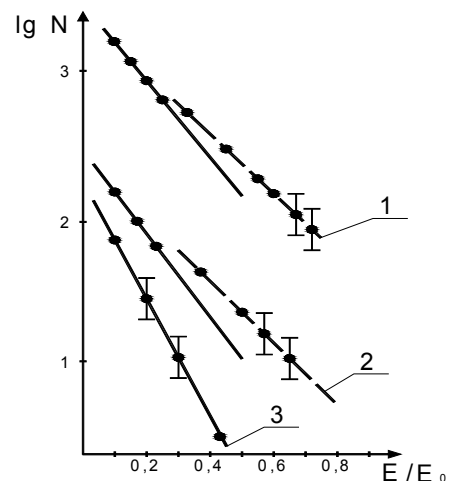


Рисунок 1 – Энергетический спектр пионов, полученный при взаимодействии  $\pi^-$  мезонов с  $E=10$  ГэВ с протонами водородной пузырьковой камеры в магнитном поле (ЦЕРН)

пионов и протонов в этих же взаимодействиях, представленный зависимостью 2, имеет характерный излом в том же районе, что и для  $\pi^-$ -р взаимодействий. Анализируя представленные результаты, можно в соответствии с заключением автора [1] сделать следующие выводы. Во-первых, наиболее подходящим критерием выделения лидирующих частиц является излом в энергетическом (импульсном) спектре вторичных частиц, наступающий при  $E_i/E_0=0,3$  при  $E_0 \sim 10$  ГэВ. Во-вторых, лидирующие частицы имеют ту же природу и зачастую знак заряда, что и налетающая частица. Интересно, что в графике зависимости поперечного импульса пионов  $P_{\perp}^{\pi}$  от полного импульса пионов  $P_i$  также наблюдается излом в окрестности значения  $0,3 P_0$ , где  $P_0$  – импульс первичной частицы.

В работе [1] прослежена зависимость положения точки излома спектра от энергии налетающей частицы. С этой целью построены интегральные энергетические спектры пионов, рожденных во взаимодействиях в ядерной эмульсии при энергиях 7,5, 17 и 60 ГэВ (рисунок 2). Как следует из представленных зависимостей, в спектрах пионов независимо от первичной энергии наблюдается изменение наклона, т.е. та же особенность, что и в  $\pi^-$ -р взаимодействиях при  $E=10$  ГэВ. Вторичные пионы разделяются на две группы – малоэнергичные ( $E < 0,3E_0$ ) и высокоэнергичные ( $E > 0,3E_0$ ) с различными показателями экспоненциальной зависимости  $\exp(E_i/E_0)$ . Видно, что наклон спектра лидирующих частиц увеличивается с ростом первичной энергии, причем энергетическая граница, разделяющая пионы на две группы медленно смещается в сторону меньших  $U = E_i/E_0$  при увеличении  $E_0$ .

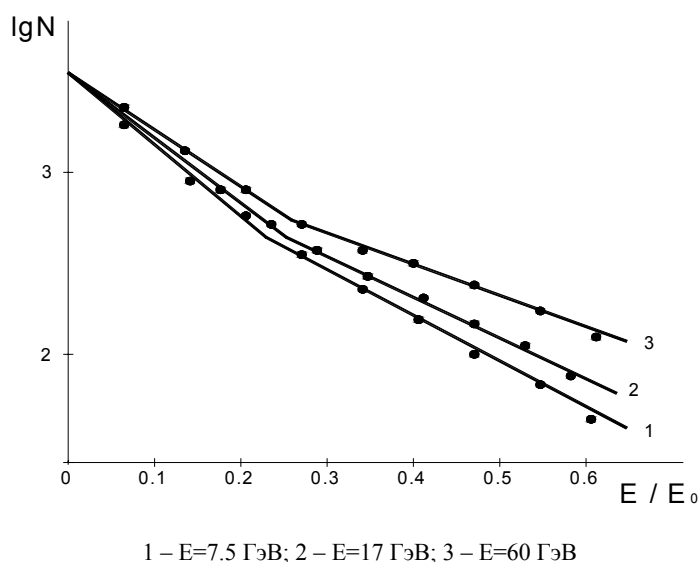


Рисунок 2 – Интегральные энергетические спектры пионов из  $\pi^-$ -N взаимодействий

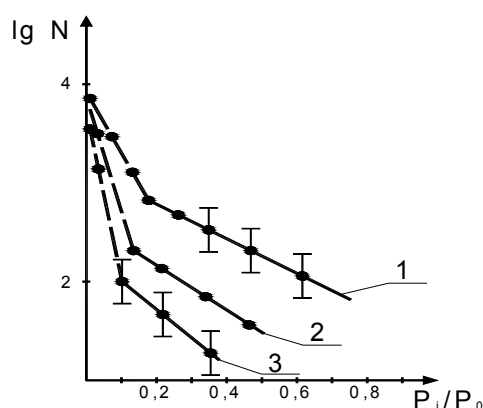
На основании изучения характеристик лидирующих частиц можно сделать следующий вывод. Основная доля лидирующих частиц повторяет природу и знак заряда первичной частицы. Действительно, в  $\pi^-$ -р взаимодействиях (40-60%) лидирующих вторичных частиц составляют  $\pi^-$ -мезоны.

В 20-30% случаев лидирующие частицы могут образоваться в результате возбуждения первичной частицы и последующего распада промежуточной системы, реализуемой в виде резонансов, изобары или бозонного образования. В ряде случаев (10%) налетающая частица может изменить знак заряда при неупругом взаимодействии, т.е. происходит процесс перезарядки. Показано также, что кинематические характеристики лидирующих частиц значительно отличаются от характеристик остальных вторичных частиц, при этом основные энергетические параметры лидирующих пионов из  $\pi^-$ -N взаимодействий сходны с аналогичными характеристиками лидирующих протонов из p-n соударений.

Дальнейшие исследования свойств лидирующих частиц в  $\pi^-$ -р взаимодействиях при 11 ГэВ, изучаемых с помощью 2-х метровой водородной пузырьковой камеры ЦЕРНа [3] подтвердили вышеприведенные результаты. В энергетическом спектре вторичных частиц четко виден излом,

энерговыведенность лидирующих частиц падает с ростом множественности. Средние значения поперечных  $\langle P_{\perp} \rangle$  и продольных  $\langle P_{\parallel} \rangle$  импульсов для лидирующих  $\pi^{-}$ - мезонов из  $\pi^{-}$ - p взаимодействий и лидирующих p из p - p соударений при одинаковой энергии первичных частиц оказались близки. На основании этого результата авторы работы [3] сделали вывод об отсутствии влияния природы первичной частицы на энергетические характеристики лидирующих частиц.

Было показано также, что средний угол вылета лидирующих  $\pi^{-}$ - мезонов в Л-системе в отличие от остальных вторичных частиц не зависит от множественности генерированных в акте частиц. Как следствие этого факта следует предположение о том, что лидирующие  $\pi^{-}$ -мезоны образуются в механизмах отличных от процесса рождения остальных частиц. Наиболее вероятная интерпретация их появления – сохранение налетающей частицы, либо ее возбуждение и последующий распад. Отмечено также, что налетающий  $\pi^{-}$ - мезон в процессе взаимодействия может потерять заряд и образовать лидирующий нейтральный пион. Вероятность такого процесса для  $\pi^0$ - мезонов с  $U = E_{\pi^0} / E_0 \geq 0,2$  составляет  $21 \pm 2$  %.



1 – CNO; 2 – Ag, Br; 3 – ( $n_s \geq 18$ )

Рисунок 3 – Импульсные спектры в  $\pi^{-}$ -А взаимодействиях

Как следует из рассмотрения рисунка 3, спектры могут быть описаны экспонентой  $\exp(-U/U_0)$ , где  $U = P_i/P_0$ . Вероятность образования лидирующих частиц в  $\pi^{-}$ -А взаимодействиях уменьшается с ростом атомного номера ядра мишени. Данный факт не согласуется с гипотезой полной пассивности лидирующих частиц в ядре, скорее речь может идти о «частичной пассивности». Автором было оценено сечение взаимодействия лидирующих частиц внутри ядер атомов фотоэмульсии, оно составляет не менее 0,14 и не более 0,33 от величины полного сечения адронов в области энергии  $\sim 50$  ГэВ.

Изучение угловых распределений вторичных частиц показало, что угловые характеристики лидирующих частиц в адрон-нуклонных взаимодействиях слабо меняются с увеличением множественности –  $n_s$ . Представляет определенный интерес тот факт, что после исключения лидирующих частиц угловые распределения и распределения по поперечным импульсам вторичных частиц в зависимости от их быстроты становятся симметричными в С – системе и их можно описать в рамках термодинамических моделей.

Фотоэмульсионной группой ФИАН СССР проводилось изучение лидирующих частиц из  $\pi^{-}$ -P,  $\pi^{-}$ -A, p-p, p-A – взаимодействий при энергии 60, 67 ГэВ [4]. Ими проводилось облучение фотоэмульсий в магнитном поле на Серпуховском ускорителе. Лидирующие частицы отбирались согласно критерию  $P_i \geq 0,3 P_0$ .

В результате эксперимента было получено, что средние значения таких величин, как импульс –  $\langle p \rangle$ , поперечный импульс –  $\langle p_{\perp} \rangle$  и угол вылета в Л- системе  $\langle \theta \rangle$  для лидирующих протонов из протонных взаимодействий и лидирующих  $\pi^{-}$ - мезонов из пионных взаимодействий совпадают в пределах ошибок. На основании этого результата авторы делают вывод о том, что характеристики лидирующих заряженных частиц не зависят от природы первичной частицы. От природы налетающей частицы зависит лишь сорт лидирующих. Так в p – N взаимодействиях лидирующими

частицами являются протоны, тогда как в  $\pi$  - N столкновениях лидирующими частицами будут пионы.

С целью изучения лидирующих нейтральных пионов авторы работы [4] провели выборку событий с ( $\Sigma E_\gamma \geq 0,6 E_0$ ), здесь  $\Sigma E_\gamma$  - суммарная энергия выделенная в  $\gamma$  - кванты ( $\pi^0$  - мезоны),  $E_0$  – энергия первичной частицы. В результате анализа экспериментальных данных сделан вывод о сходстве характеристик лидирующих  $\pi^0$  - мезонов с лидирующими  $\pi^-$  - мезонами в  $\pi^-$  - p взаимодействиях. Так, средние энергии лидирующих  $\pi^0$  и  $\pi^-$  мезонов соответственно равны  $\langle p_\pi^0 \rangle^{\text{лид}} = 31 \pm 3$  ГэВ/с,  $\langle p_\pi^- \rangle^{\text{лид}} = 30 \pm 2$  ГэВ/с. Наличие информации об энергии  $\pi^0$  – мезонов позволило авторам получить распределение по парциальным коэффициентам неупругости  $K_\pi^0$  для протонных и пионных взаимодействий. На основании полученных данных авторы приходят к выводу о том, что наиболее энергичные  $\pi^0$  - мезоны, вносящие основной вклад в значение  $K_\pi^0$  (лидирующие частицы), генетически обусловлены первичными пионами и не могут быть образованы в результате обычных процессов пионизации, типа распада фэйрбола. Наиболее вероятным механизмом их генерации является процесс неупругой перезарядки заряженного пиона в нейтральный.

В космических лучах исследования лидирующих нейтральных пионов начаты работами Н. Л. Григорова и сотрудниками [5]. Ими была сооружена комплексная установка, содержащая ионизационный калориметр и рентгеноэмульсионную камеру (РЭК), размещенные на горе Арагац на высоте 3200 метров над уровнем моря. Данная установка позволяла определять не только энергии, углы прихода  $\gamma$ -квантов, но и измерять полную энергию взаимодействия с помощью калориметра. В их работах была показана определяющая роль процессов с большими передачами энергии в нейтральную компоненту ( $K_\pi^0 \geq 0,5$ ). При сравнительно небольшой вероятности реализации таких взаимодействий (~10%), их вклад в величину среднего парциального коэффициента неупругости  $\langle K_\pi^0 \rangle$  составляет 25-30%. Было показано, что события с большой передачей энергии в нейтральную компоненту ( $K_\pi^0 \geq 0,5$ ) обеспечивают порядка 70% полного потока высокоэнергичных  $\gamma$ -квантов в атмосфере. Дополнительный анализ данных сотрудничества Москва – Ереван – Краков (~60 взаимодействий с  $\langle E_0 \rangle = 5 \cdot 10^{12}$  эВ) показал, что при энергиях 1-10 ТэВ интенсивность генерации  $\gamma$ - квантов во взаимодействиях пионов с легкими ядрами в 1,5 раза выше, чем при взаимодействиях нуклонов [6].

Для изучения взаимодействий адронов космического излучения в области энергий  $E > 10^{13}$  эВ широкое распространение в последние 30 лет получил метод рентгеноэмульсионных камер. Сравнительная дешевизна и простота процессов сборки, эксплуатации и обработки материала позволила создавать установки РЭК площадью в сотни м<sup>2</sup>. Желание физиков подняться вверх по энергии неизбежно приводит к существенному увеличению площади установок. А так как интегральный энергетический спектр космических лучей имеет вид:

$$N(>E) = AE^{-\gamma},$$

где  $\gamma = 1,7$ , то увеличение энергии исследуемых частиц на один порядок требует роста площади установки на два порядка. Естественно, что РЭК экстремально больших площадей не имеют калориметров, мишеней и ядерных эмульсий из-за дороговизны и непомерных сложностей в создании и эксплуатации таких огромных установок.

Вследствие этого, экспонируемые в последнее время рентгеноэмульсионные камеры больших размеров состоят только из поглотителя и рентгеновских пленок [5], что существенно уменьшает количество информации о взаимодействии и затрудняет анализ экспериментальных данных.

Рентгеноэмульсионные камеры большой площади обычно размещаются на высотах гор, это обусловлено желанием экспериментаторов уменьшить количество повторных взаимодействий первичных частиц в атмосфере. Наиболее известны эксперименты с РЭК, проводимые японо-бразильской коллаборацией на горе Чакалтай в Боливии (H=5200 м), сотрудничеством китайских и итальянских ученых на горе Канбала в Тибете (H=5500 м), а также международной коллаборацией «Памир», где на высотах от 3 до 4,5 км над уровнем моря в горах Памира экспонировались РЭК площадью до 1000 м<sup>2</sup>. В числе соавторов последнего эксперимента наряду с другими постсоветскими государствами принимали активное участие ученые Казахстана.

К сожалению, информация, получаемая о взаимодействиях космических лучей с помощью РЭК, весьма ограничена. Регистрируются только электронно-фотонные каскады от  $\gamma$ -квантов, имеющих

энергию выше пороговой, которая составляет существенную величину  $E_{\text{пор}} = 1,5-4$  ТэВ. При регистрации атмосферных взаимодействий остается неизвестной высота точки генерации ливня, и нет сведений о природе ядра мишени, это может быть и водород, и азот, и кислород. Но самым существенным недостатком РЭК, на наш взгляд, является отсутствие информации о полной энергии взаимодействия –  $E_0$ .

Обычно в результате взаимодействия с энергией  $E > 10^{12}$  эВ в РЭК регистрируется несколько  $\gamma$ -квантов с одинаковыми зенитными –  $\theta_i$  и азимутальными –  $\phi_i$  углами и располагающиеся в пределах круга определенного радиуса, зависящего от высоты точки взаимодействия. Такие группы генетически связанных  $\gamma$ -квантов получили название  $\gamma$ -семейства. Для оценки величины  $E_0$  определяется суммарная энергия гамма-квантов семейства –  $\sum E_\gamma$  и, закладывая значения парциального коэффициента неупругости  $K_\gamma = \sum E_\gamma / E_0 \approx \sum E_\pi^0 / E_0$ , определяют энергию взаимодействия  $E_0 = \sum E_\gamma / K_\gamma$ .

Таким образом, несмотря на определенные трудности с использованием РЭК в качестве метода исследований в космических лучах, он остается одним из основных в экспериментах в интервале энергий  $E = 10^{13} - 10^{16}$  эВ. Исследования взаимодействий адронов высокой энергии, проведенные в экспериментах с космическими лучами и на ускорителях, свидетельствуют о наличии энерговоделенных или лидирующих частиц, повторяющих природу и знак заряда первичной частицы; в определенной доле событий происходит процесс перезарядки налетающего адрона.

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1 Гайтинов А.Ш. Роль лидирующих частиц в неупругих пион-нуклонных взаимодействиях: Автореф. канд. физ.-мат. наук. Алма-Ата, 1972. 19 с.
- 2 Часников И.Я. Лидирующие частицы в адронных взаимодействиях: Автореф. ...канд. физ.-мат. наук. Дубна, 1977. 36 с.
- 3 Гайтинов А.Ш., Избасаров М.И., Такибаев Ж.С., Часников И.Я. Эффект лидирования в  $\pi$ -р взаимодействиях при энергии 11 ГэВ // Ядерная физика. 1976. Т.24, №7.- С.350-355.
- 4 Адамович М.И., Ларионова В.Г., Масленникова Н.В. Множественное рождение частиц при взаимодействии пионов и протонов с нуклонами и ядрами в области энергий 20-200 ГэВ // Труды ФИАН СССР. 1979. Т.108.- С.65-149.
- 5 Григоров Н.Л., Рапопорт И.Д., Шестоперов В.Я. Частицы высоких энергий в космических лучах. - М., 1973. .303 с.
- 6 Шестоперов В.Я. Изучение характеристик взаимодействий адронов при энергиях 1-10 ТэВ. Автореф. докт. физ.-мат. наук. -М., 1982.30 с.

#### REFERENCES

- 1 Gajtinov A.Sh. Rol' liderujushhij chastic v neuprugih pion-nuklonnyh vzaimodejstvijah. Aavtoref. kand.fiz.-mat. nauk.- Alma-Ata, 1972. 19 s.
- 2 Chasnikov I.Ja. Lidirujushhie chasticy v adronnyh vzaimodejstvijah. Avtoref. ...kand. fiz.-mat. nauk.- Dubna, 1977. 36 s.
- 3 Gajtinov A.Sh., Izbasarov M.I., Takibaev Zh.S., Chasnikov I.Ja. Jeffekt lidirovanija v  $\pi$ -r vzaimodejstvijah pri jenergii 11 GjeV // Jadernaja fizika. 1976. T.24, №7.- S.350-355.
- 4 Adamovich M.I., Larionova V.G., Maslennikova N.V. Mnozhestvennoe rozhdenie chastic pri vzaimodejstvii pionov i protonov s nuklonami i jadrami v oblasti jenergij 20-200 GjeV // Trudy FIAN SSSR. 1979. T.108.- C.65-149.
- 5 Grigorov N.L., Rapoport I.D., Shestoperov V.Ja. Chasticy vysokih jenergij v kosmicheskijh luchah. - M., 1973. .303 s.
- 6 Shestoperov V.Ja. Izuchenie harakteristik vzaimodejstvij adronov pri jenergijah 1-10 TjeV. Avtoref. dokt. fiz.-mat. nauk. - M., 1982. 30 s.

#### Резюме

*К. М. Мұқашев*

(Абай атындағы ҚазҰПУ, Алматы, Қазақстан)

#### ҚАРҚЫНДЫ БӨЛШЕКТЕРДІ ЗЕРТТЕУ ПРОБЛЕМАСЫ

Мақала ғарыш сәулесінің құрамындағы адрондардың затпен әсерлесуін зерттеуге арналған. Олардың арасында энергетикалық тұрғыдан алғанда айрықша бөлшектердің бар екендігі байқалған. Сондай бөлшектер қарқынды деп аталды. Қарқынды бөлшектердің сипаттамалары мен туындау механизмдерін зерттеу – осы жұмыстың негізгі мақсаты. Қарқынды бөлшектердің басым көпшілігі табиғаты және таңбасы жағынан алғашқы бөлшектің көрсеткіштерін қайталайды. Мысалы,  $\pi$ -р-әсерлесу кезінде пайда болған қарқынды

бөлшектердің (40-60)%  $\pi^-$ -мезондар болып шыққан. Әсерлесудің нәтижесінің (20-30)%-да қарқынды бөлшектер бастапқы бөлшектің козуының салдарынан және аралық жүйедегі құрамалардың ыдырауынан туындайтыны анықталды.

### Summary

*K. M. Mukashev*

#### PROBLEMS RESEARCH LEADING PARTICLES

Work is devoted to hadron interactions of cosmic rays with matter. It was noted that there is energetically isolated secondary particles. In the momentum distribution is always present the most energetic particles. These particles stuck title leading particles. To study the characteristics and mechanisms of generation of leading particles is the aim of this work. The main share of the leading particles repeats nature and the sign of the charge of the primary particle. So  $\pi^-$  - p interactions (40-60) % of secondary particles leading up p - mesons. In (20-30) % of cases leading particles may be formed as a result of the primary particle excitation and subsequent decay of the intermediate system.

УДК 539.12

*A. T. ТЕМИРАЛИЕВ<sup>1</sup>, А. К. ДАНЛЫБАЕВА<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>Физико-технический институт,

<sup>2</sup>Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан)

## ФОРМИРОВАНИЕ СТРУКТУР В НЕЛИНЕЙНОЙ КВАРК-ГЛЮОННОЙ ЭВОЛЮЦИИ

**Аннотация.** На основе экспериментальных данных по структурным функциям адронов мы вводим нелинейное уравнение кварк-глюонного каскада, используя язык итерационных отображений в дискретном времени. Компьютерное моделирование показывает возникновение бифуркаций удвоения периода и устойчивых аттракторных структур с характерными скейлинговыми закономерностями для динамики на пороге хаоса. Кварковые траектории организуются путём последовательных бифуркаций по так называемому Фейгенбаумовскому универсальному переходу к хаосу и фрактальной топологии в фазовом пространстве. Так, мы начинаем с нелинейности начальных кварковых и глюонных распределений в адроне и описываем наличие хаотической динамики в кварк-глюонной эволюции при определённых значениях управляющего параметра. Для теоретического анализа критического поведения используется метод ренормализационной группы.

**Ключевые слова:** кварки, глюоны, адроны, множественность, нелинейность, хаос.

**Тірек сөздер:** кварктар, глюондар, адрондар, жиынтық, сызықтық емес, хаос.

**Keywords:** quarks, gluons, hadrons, plurality, nonlinearity, chaos.

Наиболее острая проблема КХД - причина отсутствия свободных кварков и глюонов. Она тесно связана с вопросом о том, как дальнедействующие силы между кварками в результате обмена глюонами превращаются в короткодействующие ядерные силы между адронами. Обычно считается, что по мере удаления «цветного» кварка, например, в протоне, состоящем из трёх кварков, эффективное взаимодействие его возрастает настолько, что из вакуума рождается пара кварк-антикварк, «обесцвечивающая» как вылетающий кварк, так и остаток протона: кварк превращается в виртуальный мезон ( $q\bar{q}$ ), ответственный за ядерные силы. В нашем подходе обесцвечивание (адронизация) может происходить в процессе образования устойчивых кварк-глюонных структур – так называемых аттракторов в нелинейной кварк-глюонной эволюции.

Структура адронов в квантовой теории поля не фиксирована: кварки и глюоны могут рождаться и поглощаться. В квантовой хромодинамике (КХД) адрон представляет собой суперпозицию виртуальных кварк-глюонных флуктуаций, ограниченных законами сохранения квантовых чисел.

Квантовые флуктуации глюонных и кварковых полей существуют и в вакууме КХД, а «состав» адронов – это то, что отличает ее от вакуума. В конкретном физическом процессе в результате взаимодействия «материализуется» та или иная флуктуация. Нуклон представляется различным в зависимости от того, на каких масштабах произошло зондирование, в частности, в глубоко-неупругом лептон-нуклонном рассеянии масштаб задается виртуальностью (не равным нулю квадратом 4-импульса) фотона. В случае релятивистских энергий динамика внутри адрона выглядит замедленной. Виртуальные глюоны, которые в случае покоящего адрона излучались и тут же поглощались, теперь долгое время летят рядом с кварками, и только потом поглощаются. При этом они могут еще некоторое время излучить новые глюоны или расщепиться на кварк-антикварковые пары. В результате, кроме исходных кварков, в релятивистски движущемся адроне присутствует большое количество глюонов и кварк-антикварковых пар. Эти флуктуации кварковых и глюонных полей происходят в кинематике, отсутствующей в вакууме. Новые партоны с большими временами жизни считаются составными частями быстролетящего адрона. Чем более релятивистский адрон, тем больше время жизни этих флуктуаций. Они порождают более сложное «дерево» вторичных флуктуаций, т.е. делают структуру адрона более сложной. При высоких энергиях с увеличением жёсткости процесса число партонов становится столь большим, что необходимо наряду с каскадным рождением партонов учитывать и их рекомбинацию (слияние).

Кварк-глюонная цветовая теория КХД дает возможность рассчитать зависимость изменения импульсного распределения кварков и глюонов от переданного в глубоко-неупругом процессе квадрата 4-импульса  $Q^2$ . Кварковые и глюонные распределения в нуклоне не могут быть получены из первых принципов, однако благодаря факторизации малых и больших расстояний зависимость партонных распределений от переданного в процессе рассеяния 4-импульса  $Q^2$  может быть вычислена в пертурбативной КХД. Учет вклада в партонные (кварк-глюонные) распределения тормозного излучения глюонов приводит к нарушению бьеркеновского скейлинга и определяется в КХД линейными эволюционными уравнениями ДГЛАП [1-3]. В случае нуклонов ядра уравнение ДГЛАП модифицируется подавлением доминирующего мягко-глюонного излучения [4]. В области кварков и глюонов с очень малыми долями импульсов ( $x \ll 1$ ) адрона изменения импульсного распределения партонов более адекватно описываются известными уравнениями БФКЛ [5-7].

Классическая математическая физика имеет дело с линейными дифференциальными уравнениями для описания динамики систем с непрерывным временем. Особенность линейных уравнений в том, что линейная комбинация двух решений снова дает решение. На этой основе можно получить описание сколь угодно сложной линейной физической системы. В нелинейных системах комбинация двух решений не приводит к новому решению. Нелинейную систему нельзя представить в виде суммы независимых частей, ее необходимо рассматривать во всей ее целостности и сложности. Нелинейная динамика занимает всё более видное место и такова тенденция развития физики. Значимым достижением современности считается открытие динамического хаоса [8,9] в полностью детерминированной системе, когда при некоторых значениях параметров появляется экспоненциальная неустойчивость движения. Динамика такой системы называется динамической стохастичностью или детерминированным динамическим хаосом. Динамический хаос встречается в системах разной природы: механике, гидродинамике, радиофизике и электронике, лазерной физике и нелинейной оптике, химической кинетике, в биологических объектах. Качественные изменения при критических значениях параметров встречаются повсюду. Скорость цепной реакции по достижении критической массы неупорядочно нарастает и происходит взрыв. Твердый материал разрушается, когда достигается его предел прочности. Если скорость потока жидкости или газа превысит определенную величину, в нем образуются вихри (турбулентность). Было обнаружено, что в простейших радиотехнических генераторах в отсутствии случайных внешних сил могут возникать хаотические колебания, обнаружены и исследованы спиральные автоволны в биофизике. Эти разнородные явления связывает то, что в критических условиях наступает хаос. Теория хаоса описывает широкий круг явлений практически во всех разделах современной классической и квантовой физики. То, что хаотическое поведение не всегда обнаруживается, связано либо с его присутствием в узкой области параметров, либо оно проявляется на очень больших временах, либо экранируется другими, более сильными процессами. В рамках фрактального анализа обсуждается гипотеза присутствия универсальности Фейгенбаума в характеристиках множественного образования частиц [10] и в спектре адронных масс [11]. В общем случае, актуальные проблемы физики

элементарных частиц и ядер на современном этапе имеют нелинейную основу [12-14]. Развитие физики плотной неабелевой среды связано, прежде всего, с анализом роли нелинейных эффектов в образовании начальной кварк-глюонной конфигурации на ранней стадии ядерных и адронных соударений. В сильных взаимодействиях открытым остаётся вопрос: какое именно нелинейное уравнение определяет динамику изначально нелинейной кварк-глюонной системы адронов.

Эволюция динамической системы закономерно описывается дифференциальным уравнением. Мы исходим из экспериментальных данных по нелинейности структурных функций адронов и исследуем динамику кварк-глюонной эволюции методом отображений, сравнительно недавно вошедшим в обиход исследований нелинейных систем. Вероятность кварк-глюонного состояния определяется фазовым объёмом и в качестве динамической переменной системы мы используем импульс партонов. Уравнение кварк-глюонного (q-g) каскада мы вводим в виде отображения: вероятность доли импульса  $\vec{x}$  в дискретной момент времени (t+1) определяется импульсным распределением партонов в момент времени (t):

$$\vec{x}_{t+1} = R \cdot F(\vec{x}_t), \quad (1)$$

где управляющий параметр R зависит от энергии взаимодействия и эффективно характеризует степень не свободности партонов. Величина  $R \cdot F(x)$  представляет собой оператор эволюции за один временной шаг отображающий импульсное распределение на сам импульс.  $F(\vec{x}) = \vec{x} \cdot [q(x) + g(x)]$  - импульсное распределение кварков  $q$  и глюонов  $g$  в адроне по доле импульса  $x = 2k/\sqrt{s}$  адрона, где  $\sqrt{s}$  - полная энергия взаимодействия в системе центра инерции. Асимптотические значения суммарных импульсов кварков и глюонов в КХД определяются соотношениями:

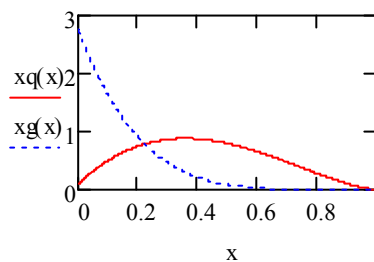
$$\int_0^1 x q(x) dx \approx \frac{3N_f}{16 + 3N_f} \text{ и } \int_0^1 x g(x) dx \approx \frac{16}{16 + 3N_f}, \text{ где } N_f - \text{ число кварковых ароматов } f. \text{ Плотность}$$

энергичных кварков в адрона (с долей импульса  $x \sim 1$ ) обладают, согласно правилам сумм КХД для несинглетной функции, асимптотическим поведением:  $q(x) \rightarrow (1-x)^{2n_s-1}$ , где  $n_s$  - число валентных кварков не участвующих в жестком взаимодействии, между которыми в ГНР распределяется оставшаяся часть импульса адрона ( $n_s=2$  для нуклонов и  $n_s=1$  для мезонов). В области партонов с малыми долями импульсов адрона ( $x \ll 1$ ) используются асимптотические формулы предела Редже:  $q(x) \rightarrow x^a$  с интерсептом реджеона  $a$ . С учётом КХД и Редже асимптотик для импульсного распределение кварков в нуклоне используем биномиальное распределение независимых партонов с нормировочными коэффициентами гамма функций ( $\Gamma$ ):

$$F(x) = \frac{\Gamma(a+b)}{\Gamma(a)\Gamma(b)} x^{a-1} (1-x)^{b-1} \quad (2)$$

### $\Gamma(a)\Gamma(b)$

с параметрами  $a=2+\alpha$ ,  $b=4$  для кварков нуклона и зависимостью  $(1-x)^5$  для глюонов, что соответствует примерному равенству суммарной доли импульсов кварков и глюонов. На рисунке 1 представлены импульсные распределения кварков  $xq(x)$  и глюонов  $xg(x)$  из параметризации экспериментальных данных.



$$xq(x) := [1.8 \cdot x^1 \cdot (1-x)^{2.5}] + 3.6 \cdot x^1 \cdot (1-x)^{1.5} + 0.1 \cdot (1-x)^6$$

$$xg(x) := 2.76(1-x)^5$$

Рисунок 1 – Кварковые  $xq(x)$  и глюонные  $xg(x)$  распределения



Уравнение (1) с  $F(x)$  из (2) описывает модель эволюции числа партонов так, что положительные и отрицательные члены уравнения описывают соответственно увеличение и уменьшение числа партонов, причём их убывь соответствует нелинейным по партонной плотности эффектам кварк-глюонных, кварк-антикварковых и глюон-глюонных слияний. Эволюция рассматривается при медленном изменении управляющего параметра  $R$ . При некоторых значениях  $R$  возможно качественная перестройка при возникновении бифуркации (расщепления) траектории. Партонные траектории после переходного процесса достигают устойчивых состояний – так называемых аттракторов. Эти процессы показаны на рисунке 2.

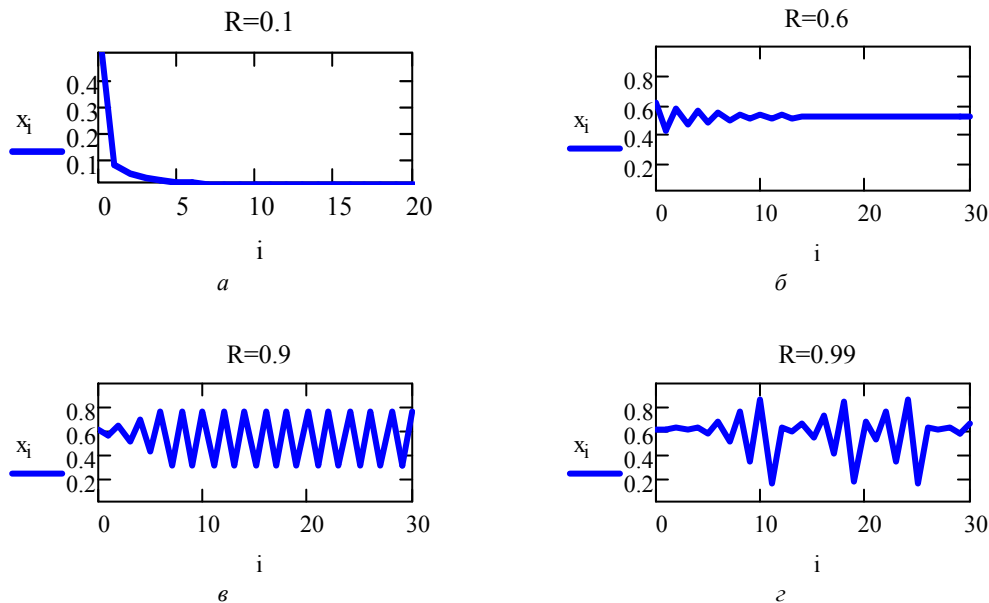


Рисунок 2 – Затухающая, стационарная, периодическая и хаотическая режимы в зависимости от параметра  $R$ :  
 $a$  - при  $R=0.1$ ;  $б$  - при  $R=0.6$ ;  $в$  -  $R=0.9$ ;  $з$  -  $R=0.99$

В фазовом пространстве кварк-глюонной системы имеется хромодинамического равновесие, положение и устойчивость которого зависит от параметра  $R$ . Устойчивость равновесия определяется классически через матрицы Якоби в точках равновесия и показатели Ляпунова. Из единственности решения следует отсутствие пересечений фазовых траекторий. Диссипативность системы приводит к сжатию фазового объёма.

Изменение характера кварковых траекторий наглядно демонстрирует график зависимости  $x_{i,j} = f(x_{i-1,j}, R_j)$  при итерациях параметра эволюции  $R_j$ . Численные расчёты уравнения (1) с импульсными распределениями (2) показали, что в области малых значений параметра эволюции  $R$  ( $R < 0.2$ ) и при любом начальном значении импульса партона  $x_0$  происходит прекращение эволюции, т.е. рождения и рекомбинации партонов. Это соответствует затухание малых возмущений. При увеличении параметра  $R$  ( $0.2 \leq R \leq 0.73$ ) наблюдается переход в установившейся режим. Это процесс при больших значениях числа итераций, когда число партонов перестаёт изменяться. Зависимость в этой области определяется зависимостью неподвижной фиксированной точки:  $x_{\text{fix}} = 1 - 1/(RA)^{1/3}$ , где  $A$  – коэффициент нормировки функции импульсного распределения. При фиксированном значении  $R$  после переходного процесса партонные траектории не зависят от начального значения доли импульса  $x_0$ . При  $R=0.73$  происходит бифуркация «неподвижной точки». При  $R > 0.73$  орбита отображения становится строго периодической с периодом 2. При больших значениях  $R$  наблюдается переход системы в хаотический режим, когда две близкие точки разбегаются по разным траекториям, что продемонстрировано на рисунке 3а.

Рисунок 3б демонстрирует фрактальную структуру. Заметим, что удвоение траектории на бифуркационной диаграмме подобна «тройной» точке и линиям равновесия различных фаз вещества. Отображение (1) подобно широко используемому отображению Пуанкаре, получающемуся при пересечении фазовых траекторий нелинейной динамической системы определённой размерности с гиперповерхностью меньшей размерности. Масштаб последовательных расщеплений элементов

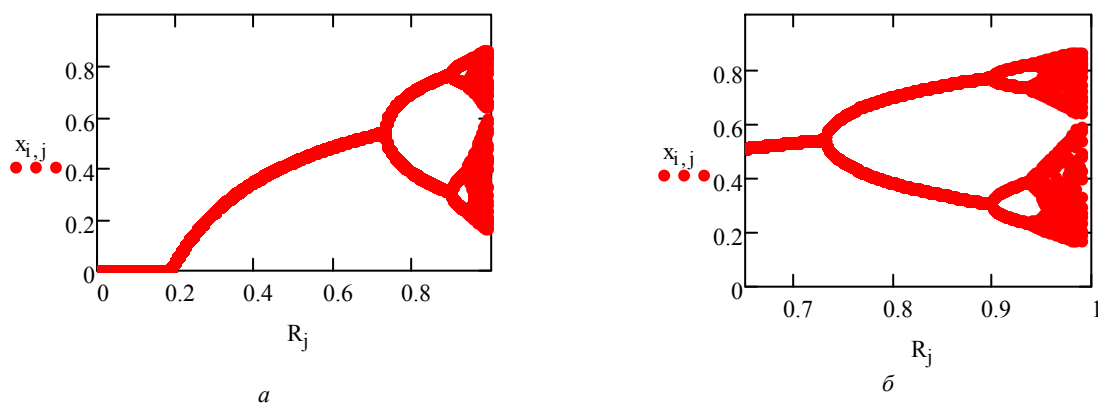


Рисунок 3 – Бифуркационные диаграммы траекторий на разных масштабах управляющего параметра R:  $a - 0 < R < 1$ ;  $b - 0,6 < R < 1$

предельных циклов после каждой бифуркации определяется как:  $\alpha = \text{Lim}[x_m - x_0] / [x_{m+1} - x_0] \approx 2.5$ , где  $x_m$  элемент предельного цикла ближайший к элементу цикла  $x_0$ .

Таким образом, адрон – нелинейная кварк-глюонная система со своим внутренне обусловленным динамическим хаосом. В состоянии динамического хаоса две близкие кварк-глюонные траектории в фазовом пространстве экспоненциально расходятся с течением времени с ляпуновским коэффициентом в экспоненте, которые в компьютерном моделировании вычисляют через параллельный запуск двух близких начальных условий и рассматриваются их разбегания. Когда константа кварк-глюонной связи  $\alpha_s(Q^2)$  мала, то эволюция некогерентная, если же связь достаточно сильная, то может наступить спонтанная синхронизация Q-G движений. Аттрактор представляет собой устойчивый геометрический объект в которую притягиваются траектории и которая обладает фрактальной структурой.

Для отличий хаотического и нехаотического режимов сравним орбиты с близкими начальными условиями в этих режимах. В качестве меры этого отличия выбираем модуль разности между значениями соответствующих орбит отображения, отнесенный к значению одной из орбит. При начальном приближении для первой траектории  $X_0=0.5$  и  $Y_0=0.50001$  для второй. Результаты расчётов вычисления траекторий для  $R=0.57$  и  $R=0.99$  представлены на рисунке 4.

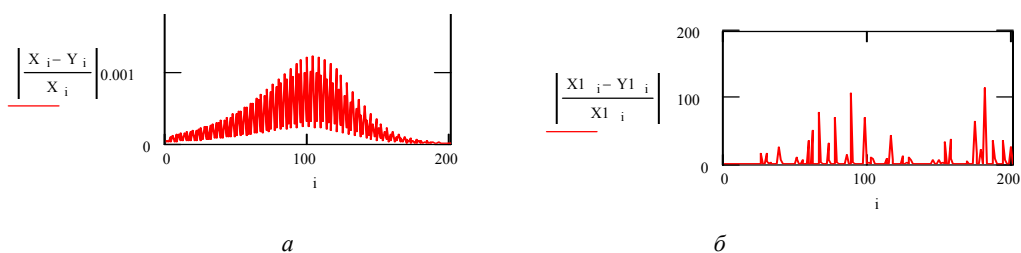


Рисунок 4 – Хаотический и нехаотический режимы:  $a - \text{при } R=0,57$ ;  $b - \text{при } R=0,99$

Из представленных зависимостей видно, что в нехаотическом режиме отличие в траекториях проявляется в переходном режиме, причем ее величина не превосходит 0.0015%. В хаотическом режиме происходит «разбегание» траекторий, связанное с аномальным ростом флуктуаций в кварк-глюонной системе при определённых значениях параметра эволюции. Критерием между регулярной сложной динамики и хаосом является устойчивость системы к малым возмущениям. Таким образом, на основе численного решения нелинейного уравнения эволюции показано наличие в кварк-глюонном каскаде хаотической динамики. Для динамики на пороге хаоса характерны закономерности скейлинга (масштабного подобия).

Нелинейность распределений кварков и глюонов в адронах приводит к ренорм-групповому уравнению кварк-глюонной эволюции. Получаемые при многократном применении РГ преобразо-

вания операторы эволюции одинаковы с точностью до масштабной замены и система демонстрирует на различных временах подобную динамику, проявляя свойство скейлинга. Пусть в отображении  $x_{t+1}=F_0(x_t)$  функция  $F_0(x)$  определяет оператор эволюции за один временной шаг, имеет один максимум. За два шага имеем  $x_{t+2}=F_0(F_0(x_t))$ . Вводя вместо  $x$  новую переменную  $x/\alpha$  и заменяя в обеих частях уравнения  $x$  на  $x/\alpha$ , запишем результат в виде  $x_{t+2}=F_1(x_t)$ , где  $F_1(x)=\alpha F_0(F_0(x/\alpha))$ . Примем за исходную функцию  $F_1(x)$  и произведем над ней те же действия. Получится перенормированный оператор эволюции за четыре шага:  $x_{t+4}=F_2(x_t)$ , где  $F_2(x)=\alpha_1 F_1(F_1(x/\alpha_1))$ . Многократное повторение описанной процедуры приводит к уравнению  $F_{t+1}(x)=\tilde{T}(F_t, x)=\alpha F_t(F_t(x/\alpha))$ . Сходимость к аттракторным траекториям и масштабную инвариантность демонстрируют для нашего случая следующие графики, представленные на рисунке 5.

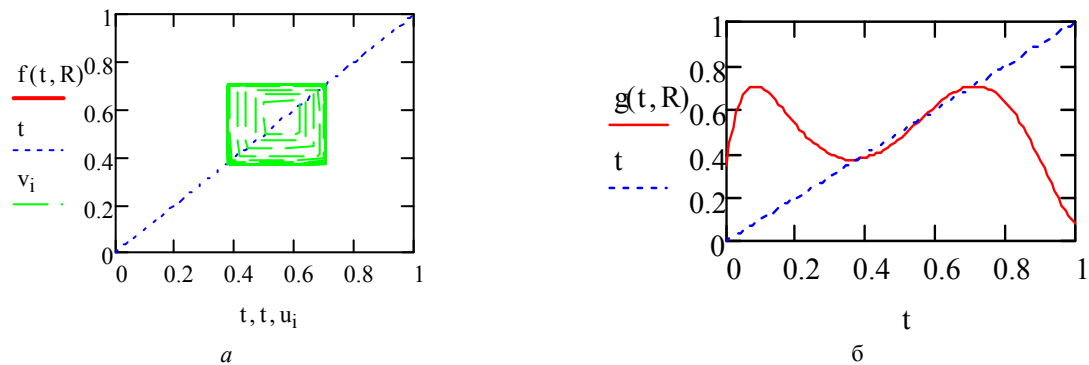


Рисунок 5 – Устойчивость траекторий:

а – сходимость к аттракторной траектории; б – масштабная инвариантность фиксированной функции

Таким образом, введённое нелинейное уравнение кварк-глюонного каскада (1) представляет модель эволюции импульсного распределения партонов за счёт конкурирующих процессов рождения и слияния. С увеличением энергии происходит последовательная бифуркация (удвоение) траекторий, образуются масштабно-инвариантные фрактальные структуры. При достаточно больших энергиях в фазовых траекториях кварков и глюонов возникает динамически детерминированная кварк-глюонная хаотичность соответствующая кварк-глюонной плазме, но в котором присутствуют и адрон-подобные структуры. Эффекты квантовой когерентности сводятся к динамическому хаосу, в результате которой кварки и глюоны сливаются в устойчивые аттракторные состояния с последующим распадом в адроны. Введённое нелинейное уравнение кварк-глюонного каскада с учётом динамического хаоса содержит эффекты рекомбинации партонов, отсутствующие в известных линейных уравнениях эволюции. Хаотическая динамика прежде всего связана с поперечными импульсами партонов [13, 14]. Образование динамически детерминированных устойчивых структур представляет, по-видимому, неизвестный ранее аттракторный механизм адронизации кварков.

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1 Gribov V.N., Lipatov L.N. // Sov. J. Nucl. Phys. 15 (1972) 438
- 2 Dokshitzer Y.L. // Sov. Phys. JETP. 46 (1977) 641
- 3 Altarelli G., Parisi G. // Nucl. Phys. B126 (1977) 298
- 4 Temiraliyev A.T. // Sov. J. Nucl. Phys. 54 (1991) 190
- 5 Kuraev T.A., Lipatov L.N., Fadin V.S. // Sov. JETP. 44 (1976) 443
- 6 Balitsky I.I., Lipatov L.N. //Sov. J. Nucl. Phys. 28 (1978) 822
- 7 Lipatov L.N. // Sov. Phys. JETP. 63 (1986) 904
- 8 Fejgenbaum M. // Phys. Usp. 141 (1983) 343
- 9 Анищенко В.С., Астахов С.В. // УФН 183 1009–1028 (2013)
- 10 Batunin A.V. // Phys- Usp., 38 (6), 609-622, 1995
- 11 Шукла П.К., Элиассон Б. // УФН, т.180, 55–82 (2010)
- 12 Дремин И.М., Леонидов А.В. // УФН, 2010, т.180, в 11, с.1167–1196
- 13 Мангано М.Л. // УФН, в 11, т.180, 113–138 (2010)
- 14 Temiraliyev A.T. // arXiv:1106.4624(2011).

REFERENCES

- 1 Gribov V.N., Lipatov L.N. // Sov. J. Nucl. Phys. 15 (1972) 438
2. Dokshitzer Y.L. // Sov. Phys. JETP. 46 (1977) 641
- 3 Altarelli G., Parisi G. // Nucl. Phys. B126 (1977) 298
- 4 Temiraliev A.T. // Sov. J. Nucl. Phys. 54 (1991) 190
- 5 Kuraev T.A., Lipatov L.N., Fadin V.S. // Sov. JETP. 44 (1976) 443
- 6 Balitsky I.I., Lipatov L.N. //Sov. J. Nucl. Phys. 28 (1978) 822
- 7 Lipatov L.N. // Sov. Phys. JETP. 63 (1986) 904
- 8 Fejgenbaum M. // Phys. Usp. 141 (1983) 343
- 9 Anishchenko V.S., Astakhov S. V. // UFN 183 1009–1028 (2013)
- 10 Batunin A.V. // Phys- Usp., 38 (6), 609-622, 1995
- 11 Shukla P. K., Eliasson B.//UFN 180 55–82 (2010)
- 12 Dremine I.M., Leonidov A.V. // UFN, 2010, т.180, в 11, с.1167–1196
- 13 Mangano M. L. // UFN, в 11,180 113–138 (2010)
- 14 Temiraliev A.T. // arXiv:1106.4624(2011).

Резюме

*А. Т. Темірәлиев<sup>1</sup>, А. К. Даңлыбаева<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>Физика-техникалық институты,  
<sup>2</sup>әл-Фараби ат. ҚазҰУ, Алматы, Қазақстан)

СЫЗЫҚТЫ ЕМЕС КВАРК-ГЛЮОНДЫ ЭВОЛЮЦИЯДА ҚҰРЫЛЫМДАРДЫҢ ҚАЛЫПТАСУЫ

Тәжірибе мәліметтері кезінде, дискретті уақытта итерациялық бейнелеу тілін қолданып, адрондардың құрылымдық функциясы бойынша кварк-глюонды каскадтың сызықты емес теңдеуін енгіземіз. Компьютерлі модельдеу периодтың екі еселеу бифуркациясының және хаостық динамикасы үшін сипаттамалы скейлингті заңдылықтармен орнықты аттракторлы құрылымдардың пайда болуын көрсетеді. Адрондағы бастапқы кваркты және глюонды таралуы сызықты еместігінен басталады және де басқару параметрлердің белгілі мәндерінде кварк-глюонды эволюцияда хаостық динамиканың бар болуы суреттеледі. Кризистік тәртіптің теориялық талдауы үшін топтың қайта нормалау әдісі қолданылды.

**Тірек сөздер:** кварктар, глюондар, адрондар, жиын, сызықтық емес, хаос.

Summary

*A. T. Temiraliev<sup>1</sup>, A. K. Danlybaeva<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>Physics Technical Institute,  
<sup>2</sup>Al-Farabi Kazakh national university, Almaty, Kazakhstan)

FORMATION OF STRUCTURES IN THE NONLINEAR QUARK-GLUON EVOLUTION

On the base of experimental data on hadron structure functions we introduce the nonlinear equation of quark-gluon cascade using the language of iterated maps at discrete time. By computer modeling it is shown the appearance of period-doubling bifurcations and stable attractors structure with often manifests scaling regularities of the dynamics at the chaos border. The quarks trajectories are organized as a consequence of bifurcations that follow so-called the Feigenbaum universal transition to chaos and to fractal topology of underlying phase space. So we starting from the nonlinearity of initial quarks and gluons distributions in hadron and describe the presence of chaotic dynamics at some value of control parameter. For the theoretical analysis of the critical behavior is used renormalization group method.

**Keywords:** quarks, gluons, hadrons, plurality, nonlinearity, chaos.

Т. Х. САДЫКОВ, Н. С. ПОКРОВСКИЙ, Н. Н. ЗАСТРОЖНОВА, Е. М. ТАУТАЕВ, Т. К. ЖАМАУОВА

(Физико-технический институт, Алматы, Казахстан)

## ИЗУЧЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА НЕУПРУГОСТИ ВО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ КОСМИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ С МИШЕНЬЮ ПРИ ЭНЕРГИЯХ БОЛЬШЕ $10^{13}$ ЭВ

**Аннотация.** На Высокогорной научной станции космических лучей, расположенной в горах Тянь-Шаня на высоте 3340 метров над уровнем моря проводилась регистрация частиц космического излучения. В данной работе изучаются величины коэффициента неупругости по данным РЭК и ионизационного калориметра при энергиях больше  $10^{13}$  эВ. Также были проведен предварительный расчет ожидаемых значений  $K_\gamma$  в зависимости от суммарной энергии гамма-квантов семейств  $\Sigma E_\gamma$  и полной энергии взаимодействия –  $E_0$ . Полученные нами значения  $K_\gamma$  находятся в хорошем согласии с результатами расчета.

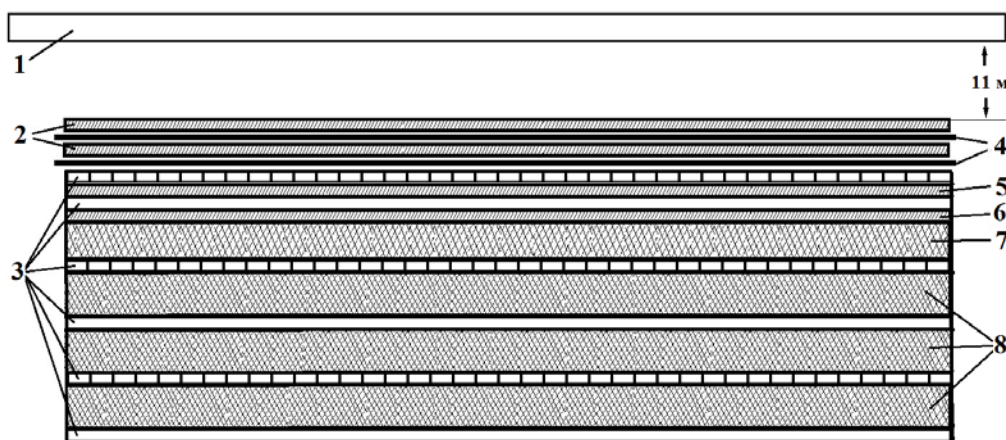
**Ключевые слова:** коэффициент неупругости, ионизационный калориметр, гамма-квант.

**Тірек сөздер:** серпімсіздік коэффициенті, ионизациялық калориметр, гамма-квант.

**Keywords:** inelasticity coefficient, ionization calorimeter, gamma quantum.

**Введение.** Космические лучи, приходящие на Землю из мирового пространства, которые принято называть первичными космическими лучами (ПКЛ), с современной точки зрения представляют собой поток частиц высокой энергии вплоть до  $\sim 10^{20}$  эВ. Исследование ядерных взаимодействий частиц космического излучения высокой энергии требует привлечения специальной техники и методики эксперимента, позволяющих решить поставленные задачи. Желание получить непосредственную информацию об акте взаимодействия при минимальном вкладе повторных взаимодействий, искажающих картину первичного ядерного столкновения, приводит к необходимости проведения экспериментов на высокогорных станциях, где толщина атмосферы над установкой меньше, чем на уровне моря. Подавляющее число экспериментов в космических лучах проведено именно на высокогорных станциях, в полетах баллонов и искусственных спутников земли.

**Описание экспериментальной установки.** Ионизационный калориметр установки «Адрон-44» представляет собой уникальное сооружение. Впервые в мире на высоте 3340 м был смонтирован калориметр площадью 44 м<sup>2</sup> и весом  $\sim 500$  тонн. Перекрытие между 1 и 2 м этажами имело проем размером  $6 \times 8$  м<sup>2</sup> для беспрепятственного монтажа установки. Уникальность ионизационного калориметра заключалась не только в размерах установки, но и в уровне ее автоматизации, позволяющей проводить регистрацию и обработку частиц высокой энергии в режиме «on line». На рисунке 1 представлена схема установки «Адрон-44» Ионизационный калориметр установки был скомпонован



Комплексная установка "Адрон-44" состоящая из рентгеноэмulsionной камеры и ионизационного калориметра, площадь 44 м.кв. 1-мишень, площадь 60 м.кв., толщина 15 см. 2-Pb толщиной по 2 см. 3- ионизационные камеры. 4-фотопакеты. 5-Pb толщиной 1,5 см. 6-Pb толщиной 0,5 см. 7-Fe толщиной 24 см. 8- Fe толщиной по 32 см.

Рисунок 1 – Схема установки «Адрон-44»

из 6 рядов ионизационных камер с общей толщиной поглотителя  $1033 \text{ г/см}^2$ , что вполне достаточно для корректного определения энергии первичной частицы  $E_0$  с разумной точностью. Естественно, что каждые соседние ряды ионизационных камер были расположены во взаимно перпендикулярных направлениях, что позволяет определять пространственные координаты ядерной лавины. Два верхних ряда камер располагались под свинцовым поглотителем РЭК и calorиметра и были предназначены для определения доли энергии выделенной в нейтральную компоненту в мишенном взаимодействии –  $K_\pi^0$ .

**Исследование коэффициента неупругости  $K_\gamma$ .** Известно, что в среднем энергия, передаваемая в  $\pi^0$ -мезоны или в мягкую компоненту космических лучей, в акте составляет в p-N взаимодействиях  $\sim 0,17$ , в  $\pi$ -N-взаимодействиях  $\sim 0,25$ , в то же время в экспериментах, имеющих на вооружении только рентгеноэмульсионные камеры, происходит отбор тех взаимодействий, где в нейтральную компоненту выделяется энергия на частицу не менее  $E_{\text{пор}}$ . Естественно, что большинство экспериментаторов, оперируя среднемировыми данными, закладывают в своих вычислениях величину парциального коэффициента неупругости, равную  $K \sim 0,25$ .

В нашем эксперименте имеется возможность определения непосредственно величины  $K_\gamma$  по данным РЭК и ионизационного calorиметра в каждом зарегистрированном взаимодействии. Ранее мы определили величину  $K_\gamma$  на основании 49 событий. К настоящему времени статистика увеличилась более чем в 11 раз. Интересно посмотреть, изменится ли величина  $K_\gamma$  при существенном увеличении статистики. На рисунке 2 приведено распределение по величине  $K_\gamma = \sum E_\gamma / E_0$  для всех анализируемых семейств гамма-квантов.

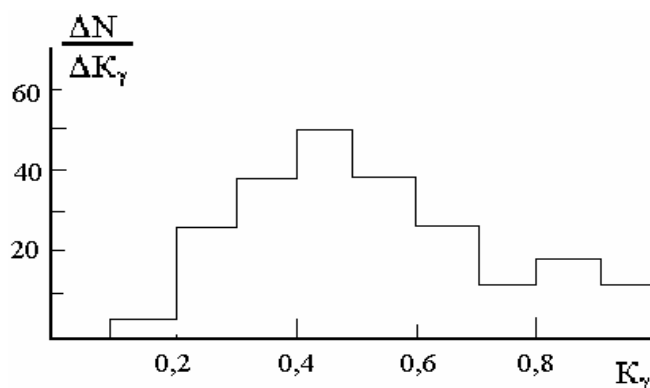


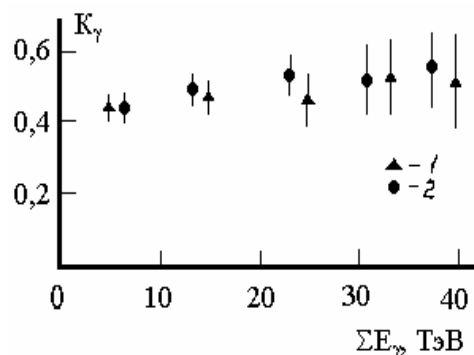
Рисунок 2 – Доля энергии первичной частицы, переданная гамма-квантам

Среднее значение величины  $\langle K_\gamma \rangle = 0,52 \pm 0,05$ . Как видно, разногласие между общепринятыми параметром неупругости взаимодействия  $K \sim 0,25$  и нашими экспериментальными данными остается. Данное противоречие нетрудно объяснить, имея в виду наличие порога регистрации гамма-квантов  $E_{\text{пор}}^\gamma$ , порога отбора событий по суммарной энергий гамма-квантов семейства  $\sum E_\gamma$  и крутопадающего спектра космических лучей  $N(>E) \sim E^{-1,8}$ .

С целью оценки влияния этих факторов на величину  $K_\gamma = \sum E_\gamma / E_0$  нами был проведен предварительный расчет ожидаемых значений  $K_\gamma$  в зависимости от суммарной энергии гамма-квантов семейств  $\sum E_\gamma$  и полной энергии взаимодействия –  $E_0$ . В расчет закладывалось априорное распределение по  $K_\gamma$  для адронов космического излучения, взятое из работы С.И. Никольского со средним значением  $\langle K_\gamma \rangle = 0,24$ , показатель спектра адронов космических лучей  $\gamma \sim -1,7$  и пороговая энергия регистрации гамма-квантов  $E_{\text{пор}} = 1,5 \text{ ТэВ}$ . Затем производился розыгрыш ливней по возможным значениям  $K_\gamma$  с учетом вероятности реализации их конкретных значений, вытекающих из заложенного распределения. Впоследствии вводилась пороговая энергия регистрации гамма-семейств  $\sum E_\gamma^{\text{пор}}$ . Результат расчета значений  $K_\gamma$  в зависимости от  $\sum E_\gamma$  приведен на рисунке 3.

Как видно из представленного графика, величина  $K_\gamma$  в пределах ошибок не зависит от  $\sum E_\gamma$  и превышает значение 0,5 в рассматриваемом диапазоне энергий. На этом же графике приведены наши экспериментальные данные.

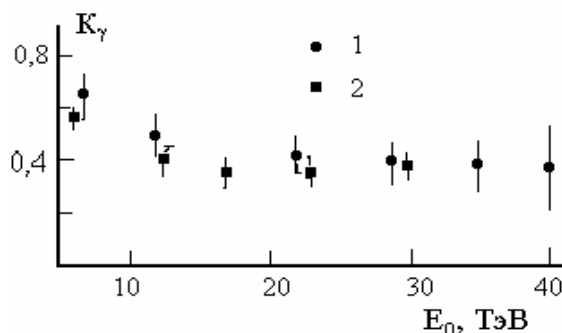
Рисунок 3 – Зависимость  $K_\gamma = E_\gamma / \Sigma E_\gamma$  от  $\Sigma E_\gamma$ .  
1 – эксперимент, 2 – расчет



Полученные нами значения  $K_\gamma$  находятся в хорошем согласии с результатами расчета. При рассмотрении представленных данных нетрудно сделать вывод о том, что при отборе событий по величине  $\Sigma E_\gamma$  неизбежно завышение значения  $K_\gamma$  вне зависимости от диапазона энергий  $\Sigma E_\gamma$ . Иными словами, при наличии определенного порога отбора по  $\Sigma E_\gamma$  значения  $K_\gamma$  не нормализуются с ростом  $\Sigma E_\gamma$  и  $K_\gamma \sim 0,5$ . Здесь следует заметить, что единственный аналогичный нашему эксперимент Н. Л. Григорова на г. Арагац, включающий ионизационный калориметр и РЭК при малом времени экспозиции дал аналогичное значение  $K_\gamma \sim 0,51 \pm 0,05$  для семейств гамма-квантов. К сожалению, этот эксперимент длился недолго и имел, соответственно, малый статический материал.

Наличие в нашем эксперименте информации о полном энерговыделении  $E_0$  позволило нам определить зависимость  $K_\gamma$  от  $E_0$ . На рисунке 4 приведен график зависимости расчетного значения  $K_\gamma$  от величины полной энергии взаимодействия  $E_0$ .

Рисунок 4 – Зависимость  $K_\gamma = \Sigma E_\gamma / E_0$  от  $E_0$ !  
1 – эксперимент, 2 – расчет



Как видно из рисунка, значение  $K_\gamma$  падает по мере роста  $E_0$  и в области  $E_0 \sim 40$  ТэВ достигает значений  $K_\gamma \sim 0,35$ , что фактически соответствует парциальному коэффициенту неупругости налетающего  $\pi^\pm$ -мезона. На этом же рисунке показана зависимость  $K_\gamma$  от  $E_0$ , полученная в результате нашего эксперимента. Нетрудно заметить, что как расчетная, так и экспериментальная зависимости имеют одну и ту же тенденцию, то есть при фиксированном  $\Sigma E_\gamma$  с ростом  $E_0$  среднее значение  $\langle K_\gamma \rangle$  уменьшается и стремится к экспериментально установленному значению  $\langle K_\gamma \rangle \sim 0,25$ .

Таким образом, при регистрации ливней только с помощью рентгеномульсионных камер, в отсутствие информации о полном энерговыделении происходит неизбежное искажение величины  $K_\gamma$ , в какой бы области энергии  $\Sigma E_\gamma$  при фиксированном отборе по  $\Sigma E_\gamma$  мы не работали. Значение энергии взаимодействия  $E_0$  позволяет проводить анализ событий, отражающих средние характеристики акта, путем рассмотрения ливней с энергиями, значительно превышающими пороговую энергию регистрации  $\Sigma E_\gamma^{\text{пор}}$ . В этом аспекте использование РЭК совместно с ионизационным калориметром дает существенные преимущества с точки зрения информативности и достоверности эксперимента.

#### ЛИТЕРАТУРА

1 ALICE Collaboration, B. Abelev et al., «Long-range angular correlations on the near and away side in p-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  TeV,» arXiv:1212.2001v2 [nucl-ex]

- 2 ALICE Collaboration, B. Abelev et al., «Observation of Long-Range, Near-Side Angular Correlations in Proton-Proton Collisions at the LHC» arXiv:1009.4122v1 [hep-ex].
- 3 L. T. Baradzei et al. [Pamir Collaboration], Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 50N11, 46 (1986)
- 4 Izv. Ross. Akad. Nauk Ser. Fiz. 50, 2125 (1986); MGU-89-67-144 (1989); Bull. Russ. Acad.
- 5 Ж.С.Такибаев, Т.Х.Садков, «Парное образование пионных кластеров в области энергий 25 ТэВ» Известия АН Каз ССР, 1977? сер. Физ.-мат. №4, стр.15-19.
- 6 Hasegava S., Fujimoto Y., Tamada M., et al. Interactions. Multiple Meson Production in the  $\sum E_\gamma > 2 \cdot 10^{13}$  eV Region. // Proc. of Bartol Conference, 1979, vol.1, p.245.
- 7 К.М.Мукашев, Т.Х.Садков "Физика, астрофизика космических лучей и аномальные эффекты в адронных взаимодействиях" Алматы, 2011

## REFERENCES

- 1 ALICE Collaboration, B. Abelev et al., «Long-range angular correlations on the near and away side in p-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  TeV,» arXiv:1212.2001v2 [nucl-ex]
- 2 ALICE Collaboration, B. Abelev et al., «Observation of Long-Range, Near-Side Angular Correlations in Proton-Proton Collisions at the LHC» arXiv:1009.4122v1 [hep-ex].
- 3 L. T. Baradzei et al. [Pamir Collaboration], Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 50N11, 46 (1986)
- 4 Izv. Ross. Akad. Nauk Ser. Fiz. 50, 2125 (1986); MGU-89-67-144 (1989); Bull. Russ. Acad.
- 5 Zh.S.Nakibayev, T.Kh.Sadykov, «Pair formation of pion clusters in the energy range 25 TeV» Известия АС Каз УССР, 1977 ser. Phys-math. №4, p.15-19.
- 6 Hasegava S., Fujimoto Y., Tamada M., et al. Interactions. Multiple Meson Production in the  $\sum E_\gamma > 2 \cdot 10^{13}$  eV Region. // Proc. of Bartol Conference, 1979, vol.1, p.245.
- 7 К.М.Мукасhev, Т.Х.Садков «Physics, astrophysics, cosmic rays and the anomalous effects in hadron interactions» Almaty, 2011

## Резюме

*Т. Х. Садыков, Н. Н. Застрожнова, Е. М. Таутаев, Т. К. Жамауова*

(«Физика-техникалық институты» ЖШС, Алматы, Қазақстан)

### ЭНЕРГИЯСЫ $10^{13}$ ЭВ ЖОҒАРЫ СЕРПІМСІЗДІК КОЭФФИЦИЕНТТІҢ НЫСАНАМЕН ӘРЕКЕТТЕСУІН ЗЕРТТЕУ

Теңіз деңгейінен 3340 метр биіктікте орналасқан биік таулы ғылыми ғарыш сәулелер станциясында ғарыш сәулелердің тіркелуі өткізілді. Осы жұмыста энергиясы  $10^{13}$  эВ жоғары әр тіркелген әрекеттестіктің РЭК және ионизациялық калориметр деректерін қолданып, серпімсіздік коэффициенті анықталады. Сонымен қатар  $K_\gamma$  мағынасының  $\sum E_\gamma$  және  $E_0$  мағыналарынан алдын ала есептеліп болжанған байланысы анықталды. Алынған  $K_\gamma$  мағыналары есептелген нәтижелермен жақсы сәйкеседі.

**Тірек сөздер:** серпімсіздік коэффициенті, ионизациялық калориметр, гамма-квант.

## Summary

*T. Kh. Sadykov, N. N. Zastrozhnova, Y. M. Tautayev, N. K. Zhamauova*

(Institute of Physics and Technology. Almaty, Kazakhstan)

### STUDY OF INELASTICITY COEFFICIENT IN THE INTERACTIONS OF COSMIC PARTICLES WITH TARGETS AT ENERGIES GREATER THAN $10^{13}$ eV

At high altitude cosmic rays research station located in the Tien Shan mountains in altitude 3340 meters above sea level were recorded cosmic ray particles. Here we study the magnitude of the inelasticity coefficient according to REC and ionization calorimeter at energies above  $10^{13}$  eV. Were also carried out a preliminary calculation of the expected values of  $K_\gamma$  depending on the total energy of the gamma -ray families  $\sum E_\gamma$  and total interaction energy -  $E_0$ . Our values of  $K_\gamma$  are in good agreement with the calculated results.

**Keywords:** inelasticity coefficient, ionization calorimeter, gamma quantum.



УДК 539.1.074.3

Д. С. ВАЛИОЛДА<sup>1</sup>, Д. М. ДЖАНСЕЙТОВ<sup>2</sup>, А. Н. ИСАДЫКОВ<sup>2</sup><sup>1</sup>Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан,<sup>2</sup>Евразийский национальный университет им. Л. Н. Гумилева, Астана, Казахстан)

## ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ГАММА СПЕКТРОМЕТРОВ НА ПУЧКАХ РАДИОАКТИВНЫХ ЯДЕР

**Аннотация.** В работе исследуются характеристики неорганических сцинтилляционных детекторов LaBr<sub>3</sub>(Ce) (BriLanCe 380), нацеленных на регистрацию гамма квантов в эксперименте по изучению двух протонного распада <sup>17</sup>Ne на установке АКУЛИНА (ЛЯР им. Г. Н. Флерова, ОИЯИ). Приводятся результаты калибровки детекторов LaBr<sub>3</sub>(Ce) источниками гамма излучения <sup>60</sup>Co и <sup>137</sup>Cs. Определены эффективность регистрации детекторов и определена методика работы с данным детектором.

**Ключевые слова:** протонная радиоактивность, фрагмент сепаратор, вторичные радиоактивные пучки, фотоэлектронный умножитель, система TOF (Time-of-flight), сцинтилляционный детектор, неорганический сцинтиллятор BriLanCe 380.

**Тірек сөздер:** протондық радиоактивтілік, фрагмент сепаратор, екінші ретті радиоактивті шоғырлар, фотоэлектронды көбейткіш, TOF (Time-of-flight) жүйесі, сцинтилляциялық детектор, BriLanCe 380 бейорганикалық сцинтилляторы.

**Keywords:** spectroscopy of charged particles, proton radioactivity, fragment separator, secondary radioactive beam, PMT, TOF (Time-of-flight) system, scintillation detector, inorganic scintillators of CsI(Tl), BriLanCe 380, Doppler effect.

Проводимая работа является частью научно-исследовательской деятельности по исследованию характеристик гамма – спектрометров для установки АКУЛИНА [1]. В ЛЯР имени Г. Н. Флерова (ОИЯИ) на сепараторе АКУЛИНА проводятся исследования в области экзотических ядер. Особенно наибольший интерес связан с изучением двух протонного распада ядер. В начале 2013 г. был проведен эксперимент по изучению двух протонного распада <sup>17</sup>Ne[2].

Данный эксперимент предусматривает экспериментальный поиск ветви двухпротонного распада первого возбужденного состояния ядра <sup>17</sup>Ne, находящегося при энергии возбуждения  $E^* = 1,288$  МэВ и имеющего спин/четность  $J^\pi=3/2^-$ . Энергия двухпротонного распада этого состояния <sup>17</sup>Ne равняется 344 КэВ. Главной известной ветвью этого распада является гамма распад. Последовательное испускание двух протонов, при котором сначала должна получиться система <sup>16</sup>F+p, а вслед за этим <sup>16</sup>F распался бы на <sup>15</sup>O+p, запрещено законом сохранения энергии. Таким образом, это состояние в сильном канале является *истинно двухпротонным распадчиком*. В данном эксперименте предлагается искать слабую ветвь истинно двухпротонного распада этого состояния в реакции <sup>1</sup>H(<sup>18</sup>Ne, d)<sup>17</sup>Ne [2].

В данном эксперименте использовались несколько типов детектирующих устройств для регистрации продуктов распада и идентификаций ионов. Для регистрации гамма квантов используются 2 детектора состоящие из сцинтиллятора LaBr<sub>3</sub>(Ce)[3] и ФЭУ компании HamamatsuR7600-U200, расположенные на расстоянии 50мм от мишени (рисунок 1).

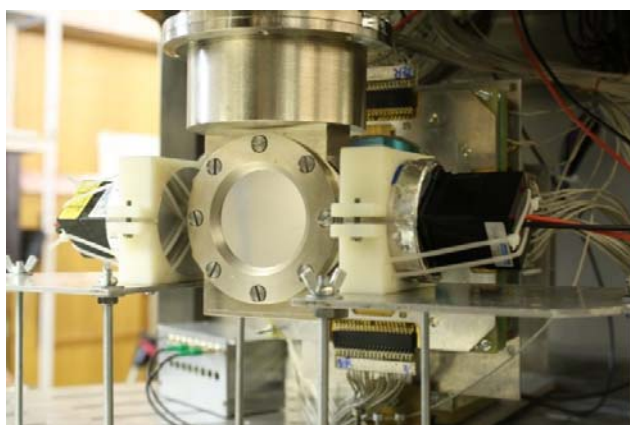


Рисунок 1 – Детекторы из сцинтиллятора LaBr<sub>3</sub>(Ce) в эксперименте

Детекторы  $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$  нацелены на регистрацию гамма квантов, испускаемых из первого возбужденного состояния  $^{17}\text{Ne}$  с известной энергией 1.288 МэВ [2]. Эффективность регистрации крайне сложно оценить, пользуясь известными литературными формулами [4], для данного эксперимента легче эффективность регистрации извлечь из померенных данных, так как в случае метода вторичных пучков есть множество факторов (например, прохождение гамма квантов через вещество (медь) мишени), которые могут ослабить гамма излучение, есть трудности с их определением (например, трудно оценить толщину этого вещества). Эти факторы могут повлиять на оценку эффективности регистрации детекторов. Определение эффективности регистрации важно для определения сечения заселения первого возбужденного состояния  $^{17}\text{Ne}$  в данном эксперименте. Обработанные данные являются частью обработки экспериментальных данных.

**1. Калибровка и фитирование детекторов  $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ .** Для калибровки данного детектора использовались источники гамма-излучения  $^{60}\text{Co}$  и  $^{137}\text{Cs}$ . На рисунке 2 представлены калибровочные спектры  $^{60}\text{Co}$  и  $^{137}\text{Cs}$ , измеренные для детекторов  $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ , приводятся результаты фитирования программой ROOT [6] для каждого пика гамма-излучения. Для калибровки экспериментальных данных, также нужно учитывать аннигиляцию позитрона с  $E = 511 \text{ KeV}$  в спектре гамма излучения.

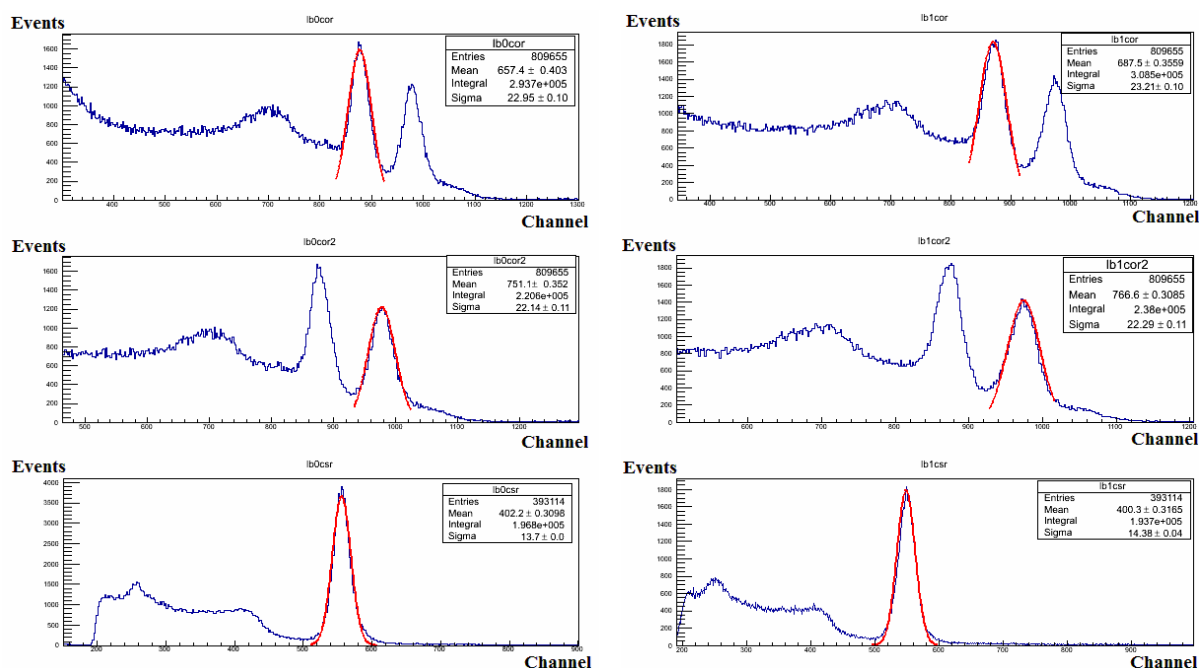


Рисунок 2 – Калибровка первого(слева) и второго(справа) детекторов  $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$  источниками  $\gamma$ -квантов:  $^{60}\text{Co}$  и  $^{137}\text{Cs}$ . Фитирование пиков 1)  $E_\gamma = 1170 \text{ KeV}$ , 2)  $E_\gamma = 1330 \text{ KeV}$ , 3)  $E_\gamma = 660 \text{ KeV}$

Линейная зависимость между номером канала и энергией  $E = BX + A$  (1) строится для каждого детектора для определения калибровочных коэффициентов. В результате сопоставления каналов и энергий были найдены калибровочные коэффициенты: для первого  $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$  пьедестал  $A = -242.82 \text{ кэВ}$ ; наклон  $B = 1.61 \text{ кэВ/канал}$ , для второго: пьедестал  $A = -265.09 \text{ кэВ}$ ; наклон  $B = 1.65 \text{ кэВ/канал}$ . Далее используя эти полученные калибровочные коэффициенты (таблица 1) и линейное уравнение (1), в программе ROOT переводим калибровочные спектры в энергетическую шкалу.

Таблица 1 – Калибровочные коэффициенты для двух детекторов

| $E_\gamma[\text{KeV}]$       | $X[\text{Ch}]$ | $\sigma$ | ПШПМ | $E_\gamma[\text{KeV}]$       | $X[\text{Ch}]$ | $\sigma$ | ПШПМ  |
|------------------------------|----------------|----------|------|------------------------------|----------------|----------|-------|
| 660<br>( $^{137}\text{Cs}$ ) | 556.2          | 13.7     | 32.3 | 660<br>( $^{137}\text{Cs}$ ) | 548,96         | 14,37    | 33.84 |
| 1170<br>( $^{60}\text{Co}$ ) | 877.1          | 22.7     | 53.5 | 1170<br>( $^{60}\text{Co}$ ) | 870,90         | 23,25    | 54.75 |
| 1330<br>( $^{60}\text{Co}$ ) | 977.7          | 22.1     | 52.0 | 1330<br>( $^{60}\text{Co}$ ) | 974,50         | 22,80    | 53.69 |

Для проверки калибровки спектров источника гамма квантов построим суперпозицию спектров  $^{60}\text{Co}$  и  $^{137}\text{Cs}$ . Для того, чтобы получить спектры в одной шкале находим нормировочные коэффициенты из сравнения числа событий для каждого источника. Тогда получаем, что нормировочные коэффициенты  $C(^{60}\text{Co})=1$ ;  $C(^{137}\text{Cs})=0.5$ . Затем используя команду сложения гистограмм в программе ROOT - `Add(const TH1* h, const TH1* h2, Double_t c1 = 1, Double_t c2 = 0.5)`[6], получаем следующие графики (рис.3) суперпозиций спектров от  $\gamma$  источников  $^{60}\text{Co}$  и  $^{137}\text{Cs}$  для каждого детектора. В графике приведены значения пиков, полученные после проведения калибровки и фитирования.

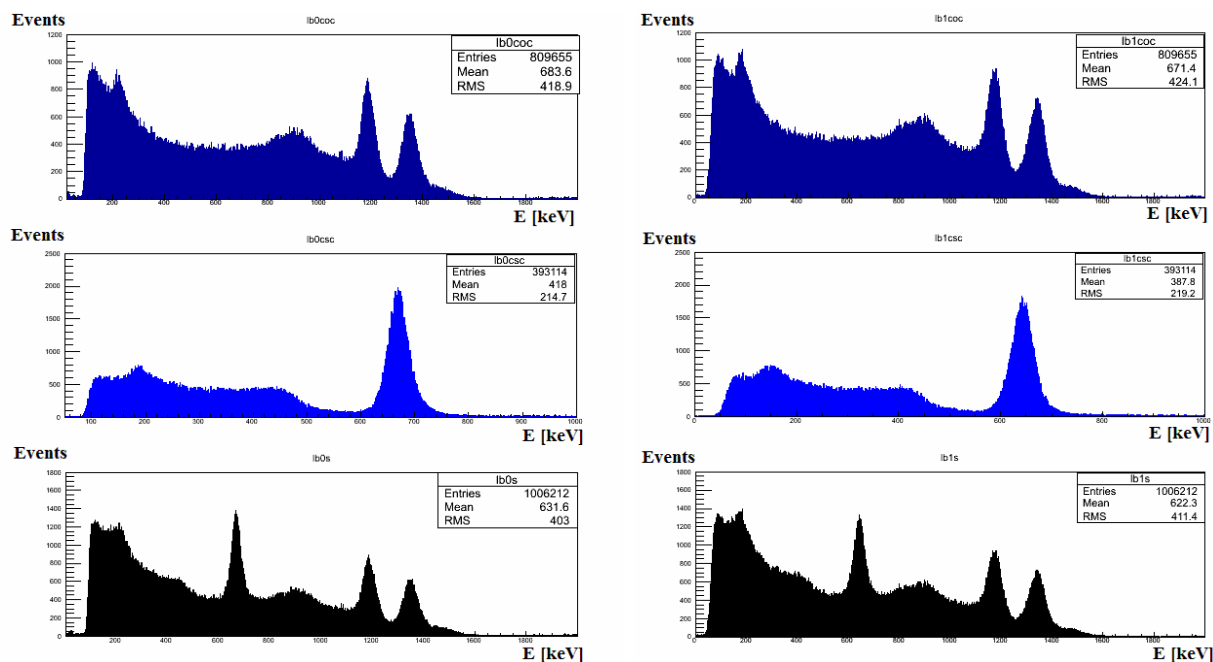


Рисунок 3 – Калибровка детекторов  $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$  источниками  $\gamma$  – квантов: а)  $^{60}\text{Co}$ ; б)  $^{137}\text{Cs}$ ; в) суперпозиция спектров от  $\gamma$  источников  $^{60}\text{Co}$  и  $^{137}\text{Cs}$ ; Нормировочные коэффициенты  $C(^{60}\text{Co})=1$ ;  $C(^{137}\text{Cs})=0.5$

Как уже отмечалось выше, первое возбужденное состояние  $^{17}\text{Ne}$  распадается с испусканием гамма кванта с энергией 1,288 MeV. Т.е. регистрация гамма квантов с этой энергией дает возможность оценки сечения заселения первого возбужденного состояния  $^{17}\text{Ne}$ . Для оценки сечения нужно определить эффективность регистрации детекторов.

Определение эффективности регистрации для данного эксперимента учитывается в предположении, что произойдет процесс аннигиляции позитрона. В данном эксперименте позитрон может образоваться за счет образования электрон-позитронной пары. Появившиеся позитроны могут остановиться на мишени (много факторов этому способствует, например, материал мишени - медь, жидкая мишень и т.д.) и далее в результате аннигиляции остановившегося позитрона испускаются 2 гамма кванта с энергией 511кэВ в противоположные стороны. Можно зарегистрировать эти гамма кванты детекторами  $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ .

Если в один детектор попадает один гамма квант, то во второй детектор также попадает второй гамма квант. Значит, отношение событий зарегистрированных гамма квантов в двух детекторах дает информацию об эффективности регистрации.

Для оценки эффективности регистрации детекторов зададим временные условия. Для этого строим двумерные графики зависимости времени от амплитуды (рисунок 4). В (1) графике построены свои амплитуды для каждого детектора в зависимости от своих времен. Времена переведены в шкалу нс. Здесь (выделенная красным область) соответствует мгновенным гамма квантам, испускаемым из возбужденного состояния

$^{17}\text{Ne}$ . Широкая полоса (выделена стрелкой) показывает, что есть случайные совпадения с пиком аннигиляции позитрона (511 кэВ). Увеличивая эту область, во втором графике (2) видим, что выделенное пятно соответствует гамма квантам, испущенным в результате аннигиляции позитрона. В графике (3) учитывали условие совпадения гамма квантов в обоих детекторах, построены

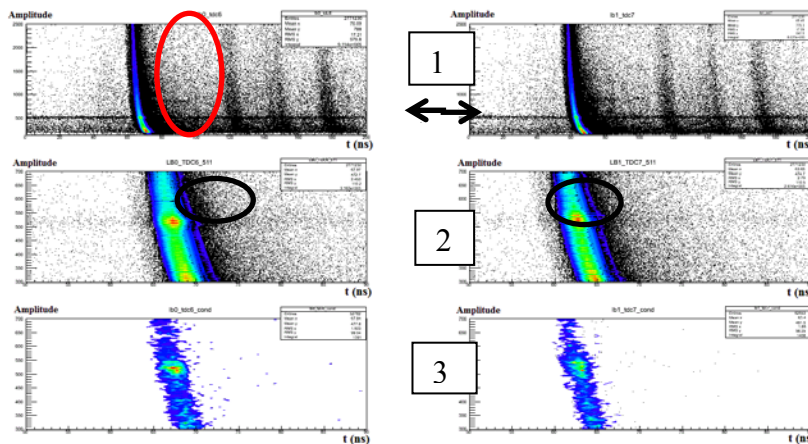


Рисунок 4 – Амплитудно-временной спектр

графики при правильной амплитуде и времени в другом детекторе. Видно, что примесь случайных событий почти исчезла, но есть вклад фона самого детектора.

Для определения числа событий в пике 511 кэВ без фона использовался пакет программ Origin. С помощью команды baseline отрезаем фон, и фитируем в форме Гаусса пик аннигиляций позитрона. Используя данные и параметры фитирования, считаем площадь пика, т.е. интегрируем данную область. В результате получается число событий в пике аннигиляций  $e^+$ . Данная процедура выполняется для всех 4-х условий. Далее как уже упоминали, поделив число событий, когда гамма квант попал в оба детектора на число гамма квантов в первом/втором детекторе получаем значения эффективности регистрации ( $\epsilon$ ):

$$\epsilon = \frac{3229}{170093} = 1,9\% \text{ для первого детектора, } \epsilon = \frac{2883}{162906} = 1,8\% \text{ для второго детектора.}$$

Для определения эффективности регистрации из экспериментальных данных с заданной энергией, т.е.  $E_\gamma = 1,3 \text{ МэВ}$ , нужно ввести поправку, учитывающую эффективность поглощения детектора Brilliance 380 и проходимость гамма квантов через слой вещества.

Для определения первой поправки пользуемся графиком (рисунок 5) зависимости эффективности поглощения от энергии [5]. В данном случае размер кристалла составляет 2 дюйма. Для этого размера смотрим эффективность поглощения для энергии 1,3 МэВ (энергия гамма кванта,

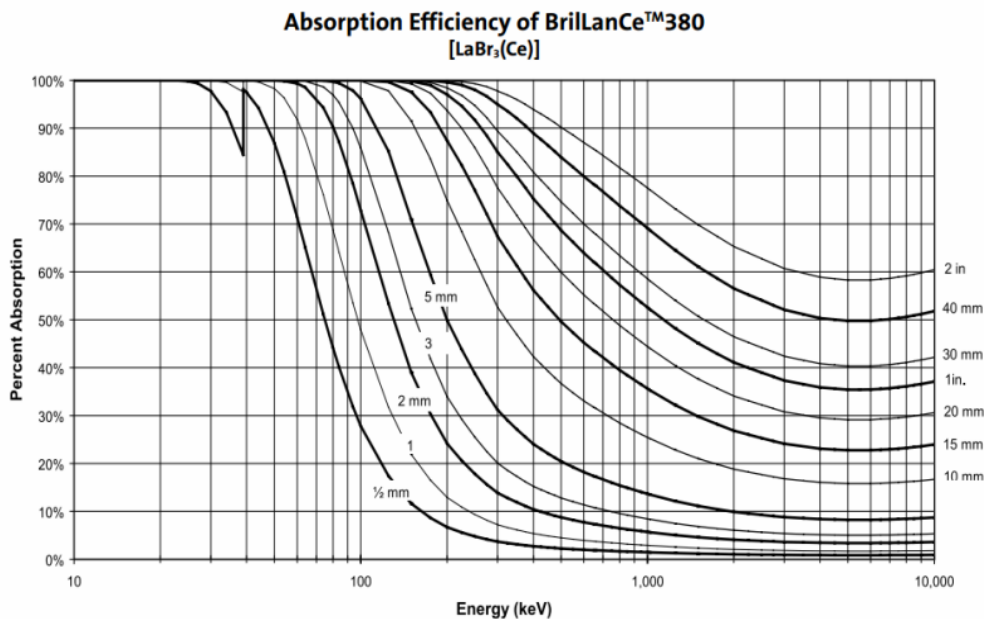


Рисунок 5 – Эффективность поглощения детекторов  $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$  [6]

испущенного из первого возбужденного состояния  $^{17}\text{Ne}$ ) и для 511 кэВ (процесс аннигиляций позитрона). Для первого находим, что порядка 57% , т.е. 0,57; для энергии 511 кэВ порядка 90%, т.е. 0,9. далее находим отношение коэффициентов поглощения, и это будет первой поправкой для определения эффективности регистрации гамма квантов с энергией 1,3 МэВ.

$$\text{Поправка 1} = ,0,57/-0,90.=0,63$$

Для определения второй поправки рассматриваем процесс прохождения гамма квантов через слой вещества. В данном случае в качестве вещества будет материал мишени – медь. Далее, используя литературную формулу [4] для данного процесса:  $I(x)=I(0) \cdot e^{-\mu x}$ , ослабление интенсивности (I) падающего пучка фотонов в зависимости от толщины слоя вещества. Линейный коэффициент ослабления  $\mu$  находится из табличных значений [5], соответственно для каждой энергии гамма квантов:

$$\mu (E_{\gamma} = 1.3 \text{ МэВ}) = 0,522; \mu (E_{\gamma} = 0.5 \text{ МэВ}) = 0,732;$$

толщина вещества для данного случая  $x=1$  см. Тогда отношение интенсивностей пучка даёт нам значение второй поправки.

$$\text{Поправка 2} = I_1/I_2 = e^{(\mu_2 - \mu_1)x} = 1,21$$

- 1) Тогда общая поправка будет на коэффициент 0,76. Т.е. ослабление эффективности на 25%.
- 2) Далее с учетом этой поправки находим эффективность регистрации гамма квантов с энергией 1.3 МэВ:

$$\varepsilon_1 = 1,9 * 0,76 = 1,44 \sim 1,4\%$$

$$\varepsilon_2 = 1,8 * 0,76 = 1,36 \sim 1,4\%$$

**Заключение.** В результате проделанной работы выполнена калибровка сцинтилляционного детектора  $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$  источниками гамма-лучей  $^{60}\text{Co}$  и  $^{137}\text{Cs}$  и по пику аннигиляций позитрона.

Определен верхний предел временного разрешения детекторов, при условии совпадения гамма квантов аннигиляций позитрона: 1,7 нс для обоих детекторов. Для одного детектора временное разрешение составит 1,4 нс.

Определение эффективности регистрации детекторов  $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$  была выполнена, в предположении об источнике гамма квантов вблизи мишени. Реальное вычисление эффективности затруднено наличием неравномерного количества материала мишени (медь) из экспериментальных данных. Для определения эффективности предполагалась аннигиляция позитрона с испусканием  $2\gamma$  квантов в противоположные стороны. Расположение детекторов позволяет учитывать данный процесс. Учитывая условие совпадения числа  $\gamma$  квантов в обоих детекторах  $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ , определены значения эффективности регистрации для энергии аннигиляций позитрона: 1.9 и 1.8% соответственно для каждого детектора.

В результате с учетом поправки определено значение эффективности регистрации гамма квантов с энергией 1,3 МэВ, равное 1,4% для детекторов Brilliance 380.

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1 A.M. Rodin et al. Status of ACCULINNA beam line. Nucl.Inst. and Meth.in Physics Reaserch B204 (2003) 114-118.
- 2 L. V. Grigorenko et. al – Possibility to study a two-proton halo in  $^{17}\text{Ne}$  - PHYSICAL REVIEW C 71, 051604(R) (2005).
- 3 [http: www.detectors.saint-gobain.com](http://www.detectors.saint-gobain.com).
- 4 К.Н. Мухин Экспериментальная ядерная физика Т.1. Физика атомного ядра. – Москва, Лань, 2008. - 384 с.
- 5 Efficiency calculations for selected scintillators, [http: www.detectors.saint-gobain.com](http://www.detectors.saint-gobain.com).
- 6 [http: root.cern.ch/](http://root.cern.ch/)

#### REFERENCES

- 1 A.M. Rodin et al. Status of ACCULINNA beam line. Nucl.Inst. and Meth.in Physics Reaserch B204 (2003) 114-118.
- 2 L. V. Grigorenko et. al – Possibility to study a two-proton halo in  $^{17}\text{Ne}$  - PHYSICAL REVIEW C 71, 051604(R) (2005).
- 3 [http: www.detectors.saint-gobain.com](http://www.detectors.saint-gobain.com).
- 4 K.N. Muhin Jeksperimental'naja jadernaja fizika T.1. Fizika atomnogo jadra. – Moskva, Lan', 2008. - 384 s. (In Russ)
- 5 Efficiency calculations for selected scintillators, [http: www.detectors.saint-gobain.com](http://www.detectors.saint-gobain.com).
- 6 [http: root.cern.ch/](http://root.cern.ch/)

### Резюме

Д. С. Валиолда<sup>1</sup>, Д. М. Жансейітов<sup>2</sup>, А. Н. Исадықов<sup>2</sup>

(<sup>1</sup>Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Алматы, Қазақстан,  
<sup>2</sup>Еуразия ұлттық университеті, Астана, Қазақстан)

#### РАДИОАКТИВТІ ЯДРОЛАР ШОҒЫРЫНДА ГАММА-СПЕКТРОМЕТРЛАР СИПАТТАМАСЫН ЗЕРТТЕУ

Жұмыста АКУЛИНА құрылғысында (Г.Н. Флеров атындағы ЯРЛ, БЯЗИ) өткізілген, <sup>17</sup>Ne ядросының қос протонды ыдырауын зерттеуге бағытталған тәжірибеде гамма кванттарын тіркеуге арналған LaBr<sub>3</sub>(Ce) (Brilliance 380) бейорганикалық сцинтилляциялық детекторларының сипаттамалары зерттеледі. LaBr<sub>3</sub>(Ce) детекторларының <sup>60</sup>Co пен <sup>137</sup>Cs гамма сәулелерінің көзімен калибрлеу нәтижелері келтірілген. Бұл детекторлармен жұмыс істеу әдістемелері мен олардың тіркеу нәтижелілігі анықталған.

**Тірек сөздер:** протондық радиоактивтілік, фрагмент сепаратор, екінші ретті радиоактивті шоғырлар, фотоэлектронды көбейткіш, TOF (Time-of-flight) жүйесі, сцинтилляциялық детектор, BriLanCe 380 бейорганикалық сцинтилляторы.

### Summary

D. S. Valiolda<sup>1</sup>, D. M. Janseitov<sup>2</sup>, A. N. Issadykov<sup>2</sup>

(<sup>1</sup>Al Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan,  
<sup>2</sup>Eurasian National University, Astana, Kazakhstan)

#### THE STUDY OF CHARACTERISTICS OF GAMMA SPECTROSCOPY IN RADIOACTIVE BEAM

This paper examines the characteristics of inorganic scintillation detectors LaBr<sub>3</sub>(Ce)(BriLanCe 380), aimed at the registration of gamma rays in the experimental study of the two proton decay of <sup>17</sup>Ne in ACCULINNA (G.N. Flerov LNR, JINR). The results of LaBr<sub>3</sub>(Ce) detector's calibration with gamma-ray sources of <sup>60</sup>Co and <sup>137</sup>Cs is presented. The efficiency of the detector was determined and methods of working with the detector are defined.

**Keywords:** spectroscopy of charged particles, proton radioactivity, fragment separator, secondary radioactive beam, PMT, TOF (Time-of-flight) system, scintillation detector, inorganic scintillators of CsI(Tl), BriLanCe 380, Doppler effect.

УДК 539.12:519.25

Т. Х. САДЫКОВ, Н. С. ПОКРОВСКИЙ, Н. Н. ЗАСТРОЖНОВА, Е. М. ТАУТАЕВ, Т. К. ЖАМАУОВА

(ТОО «Физко-технический институт», Алматы, Казахстан)

## ИЗУЧЕНИЕ УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ВО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ КОСМИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ С ПЛОТНОЙ МИШЕНЬЮ И СРАВНЕНИЕ С ДАННЫМИ БОЛЬШОГО АДРОННОГО КОЛЛАЙДЕРА

**Аннотация.** На Высокогорной научной станции космических лучей, расположенной в горах Тянь-Шаня на высоте 3340 метров над уровнем моря, проводилась регистрация частиц космического излучения. Экспериментальные данные были получены при энергиях больше 1013 эВ на комплексных установках «Адрон-9» площадью 9 м<sup>2</sup> и «Адрон-44» площадью 44 м<sup>2</sup>. Основным объектом исследований являются взаимодействия космических лучей с атомными ядрами мишени. Проводится анализ азимутальных и квазибыстротных распределений вторичных частиц.

**Ключевые слова:** большой адронный коллайдер, ионизационный калориметр, гамма-квант.

**Тірек сөздер:** үлкен адрон коллайдер, серпімсіздік коэффициенті, ионизациялық калориметр, гамма-квант.

**Keywords:** large Hadron Collider, inelasticity coefficient, ionization calorimeter, gamma quantum.



В связи с опубликованием результатов, полученных в ЦЕРНе на ускорителе Большого адронного коллайдера (БАК), имеется возможность сравнить некоторые характеристики взаимодействий частиц космического излучения с ускорительными результатами.

Этот интерес объясняется тем, что в работах БАК [1, 2] на детекторе CMS (Compact Muon Solenoid – компактный мюонный соленоид) в протон-протонных столкновениях при исследовании угловых корреляций с использованием двумерных корреляционных функций  $\Delta\eta$ - $\Delta\phi$  появляются четко выраженные структуры для пар частиц, не предсказанные модельными расчетами. Наблюдаемые структуры в основном имеют парные распределения. Одна из пар имеет колоколообразную форму, вторая зачастую в виде протяженной структуры. Нечто похожее наблюдалось ранее, в ионных столкновениях на ускорителе RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider – релятивистский тяжело-ионный коллайдер) в Брукхевенской национальной лаборатории.

Следует отметить, что первые указания на корреляции частиц с малым отличием в азимутальных углах и большой протяженностью по полярным углам (псевдобыстроте) были получены еще раньше - более 25 лет тому назад - в космических лучах в сотрудничестве «Памир» [3, 4] (видимо, в соударениях протонов с ядрами воздуха), как раз при энергиях, соответствующих энергиям LHC. Тогда такие события получили название веерных событий (fan-shaped), а само явление – выстроенности (alignment) – из-за схожести на узкий горный хребет, протянувшийся через всю плоскость, перпендикулярную оси столкновений, и проходящий через точку ее пересечения с этой плоскостью. Доля зафиксированных событий с подобным построением является статистически значимой для событий со сверхвысокими энергиями.

Кроме этого, парные структуры наблюдали при экспозиции РЭК в горах Тянь-Шаня [5], несколько позже в 1979 году такие же структуры были обнаружены японо-бразильской коллаборацией на горе Чакалтайя [6] и в эксперименте «Памир».

Таким образом эксперименты в космических взаимодействиях являются как бы разведчиками при сверхвысоких энергиях взаимодействия.

В данной работе проводится исследование угловых корреляций с использованием двумерных корреляционных функций для событий зарегистрированных в космических лучах установках «Адрон-9» и «Адрон-44» по методу применяемому в работах БАК [1, 2].

**Описание установки, отбор событий генерированных в мишени.** Установки состояли из плотной мишени, рентгеноэмульсионной камеры (РЭК) и ионизационного калориметра (ИК), что позволяло измерять энергию первичной частицы  $E_0$ , координаты вторичных частиц X, Y и Z и энергии выше порога регистрации и в РЭК и ИК. Мишень, площадью 60 м<sup>2</sup> толщиной 0,15 пробега для взаимодействия была установлена на высоте 11 метров над установкой. Подробное описание установки дается в работе [7].

Для анализа отбирались семейства гамма-квантов, генерированные в мишени. Безусловно, выборка только мишенных взаимодействий существенно обедняет статистику, так как при малой толщине мишени по сравнению с толщиной атмосферы доля мишенных событий в статистическом материале мала. Тем не менее, отбор мишенных взаимодействий снимает массу неопределенностей, сопряженных с анализом атмосферных взаимодействий.

Дело в том, что при исследовании атмосферных гамма-семейств, зарегистрированных в РЭК невозможно корректно определить высоту точки взаимодействия. Тем самым вся информация, касающаяся поперечных импульсов гамма-квантов, примеси вторичных ядерных взаимодействий в атмосфере, вклада чистых электронно-фотонных каскадов получается с большой долей неопределенности. Кроме того, при анализе атмосферных адрон-ядерных взаимодействий неопределенной остается и природа ядра мишени, то есть столкновение произошло с ядром атома H, N, O. При выборе критериев отбора проводилось моделирование по программе «КОРСИКА» [7]. Мишенные взаимодействия в нашем эксперименте отбирались по следующим критериям:

1. Число гамма-квантов в семействе  $n_\gamma \geq 4$ .
2. Траектория движения гамма-квантов проходит через мишень.
3. Гамма-кванты, образующие семейство, должны располагаться в пределах круга радиусом  $R \leq 30$  мм. Данное требование вытекает из сравнительно небольшой высоты расположения мишени и ограниченности поперечного импульса вторичных частиц.

4. Азимутальные и зенитные углы гамма-квантов должны совпадать в пределах ошибок измерений.

5. Суммарная энергия гамма-квантов, то есть энергия гамма- семейства  $\Sigma E_\gamma \geq 4$  Тэв.

6. В пределах окружности радиуса 50 см нет гамма-квантов с углами вылета, совпадающими с углами гамма-квантов семейства. Это требование исключало вклад от семейств, образованных в атмосфере, до высоты 5 км над установкой.

7. Семейства гамма-квантов, сопоставленные с короткими лавинами в ионизационном калориметре, в дальнейший анализ не включались. Данные ионизационного калориметра позволяют достоверно отделить чистый электронно-фотонный каскад из атмосферы от семейства гамма-квантов из ядерного взаимодействия. В случае ядерного взаимодействия гамма-кванты следуют в сопровождении адронов, дающих в калориметре длинную лавину. Чистый ЭФК из атмосферы образует короткую лавину, почти вся энергия выделяется в первых трех рядах ионизационных камер, прослоенных свинцом. Поэтому семейства гамма – квантов, сопоставленные с короткими лавинами, в дальнейший анализ не включались.

На рисунке 1 приведено распределение среднего отношения высот, определенных двумя способами к геометрической высоте мишени. Здесь  $\eta = (H_1 + H_2) / 2H$  отношение суммы высот, определенных вышеуказанным способом,  $H$  – истинная высота расположения мишени.

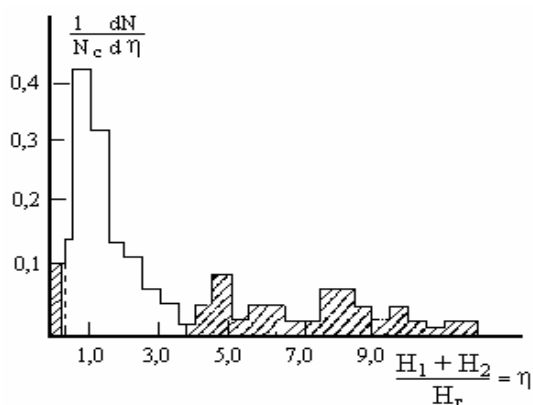


Рисунок 1 – Распределения среднего отношения высот, определенных двумя способами к геометрической высоте мишени.  $\eta = (H_1 + H_2) / 2H$  – отношение суммы высот, определенных различными способом,  $H$  – истинная высота расположения мишени

Из рассмотрения представленного распределения видно, что оно делится на три группы семейств, разделенных друг от друга. Левая часть, соответствующая малым высотам-ЭФК, центральная часть, группирующаяся вокруг мишенных событий и правая часть с семействами из атмосферных взаимодействий. Таким образом, использование сведений с ионизационного калориметра и применение вышеописанных критериев позволило из 2239 зарегистрированных событий отобрать 464 семейства гамма-квантов, генерированные в мишени.

**Обработка экспериментальных данных.** Возможный вклад струйных эффектов в процессах генерации вторичных частиц побудил нас к изучению этого аспекта с помощью исследования квазибыстротных распределений. Корреляции были измерены на протяжении нескольких единиц квазибыстроты и полного азимутального угла.

Распределение направлений вылета вторичных частиц космического излучения по азимутальному углу показано на рисунке 2.

Распределение по азимутальному углу были построены с шириной интервала 0,2618 радиан соответствующей углу  $15^\circ$ . Исследование азимутального углового распределения вторичных частиц рожденных в ядерных взаимодействиях являются важнейшим источником информации о механизме этих взаимодействий. Азимутальный угол  $\varphi$  ( $0 \leq \varphi \leq 2\pi$ ) вторичной частицы определяется как угол между начальной плоскостью, содержащей продольные импульсы вторичных и импульсы первичной частиц с плоскостью перпендикулярной направлению движения первичной частицы. Распределение частиц по азимутальному углу не согласуются с изотропным распределением (по критерию  $\chi^2$ ).

Рентгеноэмульсионная камера с мишенью на фиксированной высоте позволяет с большой точностью измерять угловые характеристики взаимодействий, произошедших в мишени. Однако,



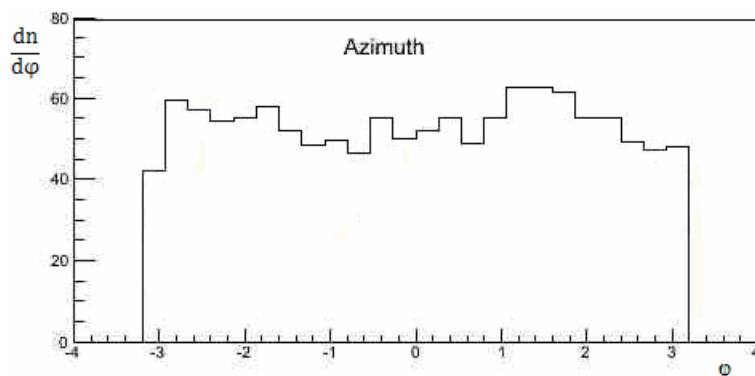


Рисунок 2 – Распределение направлений вылета вторичных частиц космического излучения по азимутальному углу

наличие сравнительно большого энергетического порога регистрации ( $\sim 0,5$  ТэВ) фотонов в ядерной эмульсии приводит к выборке наиболее энергичных, фрагментационных частиц. Действительно, как показывают результаты эксперимента, подавляющая часть гамма-квантов, входящих в состав семейств фиксируется в телесном угле с раствором  $\theta \leq 10^{-4}$  рад, что свидетельствует о потере частиц с большими углами вылета. На рисунке 3 показано распределение вторичных частиц по квазибыстроте, которое доходит до 14.

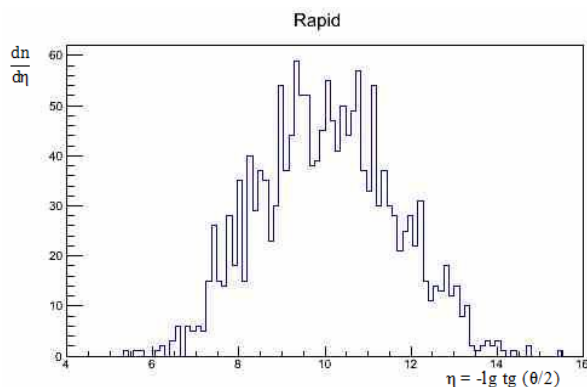


Рисунок 3 – Распределение вторичных частиц космического излучения по квазибыстроте

Для определения азимутальной анизотропии во взаимодействиях космических частиц с мишенью использовались двухчастичные корреляции, которые являются мощным инструментом для изучения механизма образования частиц в высокоэнергетических столкновениях адронов и ядер. Такие исследования содержат важную информацию, характеризующую квантовую хромодинамику (КХД) в данном энергетическом режиме, в особенности механизм адронизации и возможные коллективные эффекты вследствие большой плотности частиц, которой удается достичь при таких столкновениях. Было проведено два связанных между собой исследования угловых корреляций с использованием двумерных корреляционных функций  $\Delta\eta - \Delta\phi$ . Здесь  $\Delta\eta$  – разность псевдобыстрот  $\eta (= -\ln(\tan(\theta/2)))$ , где  $\theta$  – полярный угол, измеряющий отклонение от оси пучка), а  $\Delta\phi$  – разность азимутальных углов  $\phi$  (в радианах) двух частиц.

На рисунке 4 показано распределение угловых корреляций с использованием двумерных корреляционных функций.

Как видно из рисунка 4, наблюдаются два четко выраженных пика с размерами по азимуту от  $-0,5$  до  $+2$  и по квазибыстроте – первый пик от  $4,5$  до  $2,0$ , второй от  $1,0$  до  $-1,5$ . Это первый опыт наблюдения такой структуры в двухчастичной корреляционной функции при взаимодействии частиц космического излучения с веществом. В дальнейшем эти структуры будут описаны с помощью простой модели «независимых кластеров» с целью количественного определения их силы (размер кластера) и их распространенности по  $\eta$  (ширина распада кластера). Это первый опыт наблюдения такой структуры в двухчастичной корреляционной функции при взаимодействии частиц космического излучения с веществом.

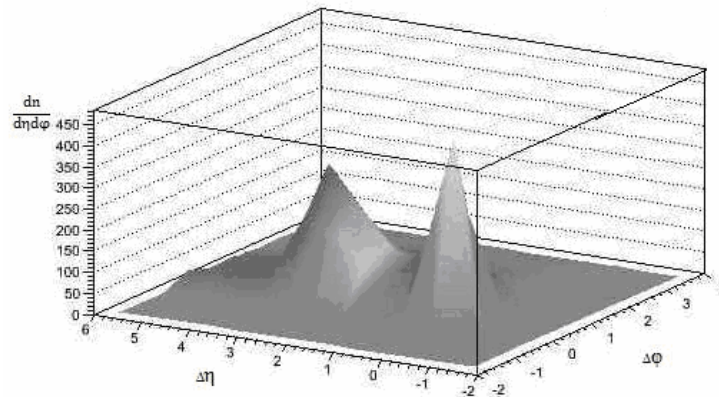


Рисунок 4 Распределение угловых корреляций с использованием двумерных корреляционных функций  $\Delta\eta - \Delta\phi$

Для сравнения с ускорительными данными мы представляем рисунок 5 из работы [2], где представлена двухчастичная корреляционная функция полученная в эксперименте «АЛИСА» при протон-протонных взаимодействиях с первичной энергией в системе центра масс 7 ТэВ. На этом рисунке наблюдаются два распределения – один четкий пик и второй с некоторым возрастанием. Качественно рисунки 4 и 5 похожи.

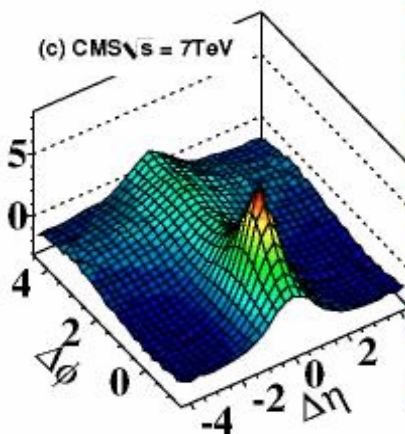


Рисунок 5 –  
Двухчастичная корреляционная  $\Delta\eta - \Delta\phi$   
в PP столкновениях при энергиях  
в системе центра масс 7,0 ТэВ

**Заключение.** На комплексных установках «Адрон-9» и «Адрон-44», включающих ионизационные калориметры, рентгеноэмульсионные камеры и тонкую мишень и расположенные на высоте 3340 метров над уровнем моря получены следующие результаты:

1. Распределения вторичных частиц по азимутальному углу не согласуются с изотропным распределением (по критерию  $\chi^2$ ).

2. Наличие сравнительно большого энергетического порога регистрации ( $\sim 0,5$  ТэВ) фотонов в ядерной эмульсии приводит к выборке наиболее энергичных, фрагментационных частиц. Действительно, как показывают результаты эксперимента, подавляющая часть гамма-квантов, входящих в состав семейств фиксируется в телесном угле с раствором  $\theta \leq 10^{-4}$  рад, что свидетельствует о потере частиц с большими углами вылета.

3. При исследовании угловых корреляций с использованием двумерных корреляционных функций  $\Delta\eta - \Delta\phi$  обнаружилось два четко выраженных пика с размерами по азимуту от  $-0,5$  до  $+2$  и по квазибыстроте- первый пик от  $4,5$  до  $2,0$ , второй от  $1,0$  до  $-1,5$ .

4. При сравнении с ускорительными данными наблюдается качественно схожие картины.

#### ЛИТЕРАТУРА

1 ALICE Collaboration, B. Abelev et al., «Long-range angular correlations on the near and away side in p-Pb collisions at  $\sqrt{S_{NN}} = 5.02$  TeV,» arXiv:1212.2001v2 [nucl-ex]

- 2 ALICE Collaboration, B. Abelev et al., «Observation of Long-Range, Near-Side Angular Correlations in Proton-Proton Collisions at the LHC» arXiv:1009.4122v1 [hep-ex].
- 3 L. T. Baradzei et al. [Pamir Collaboration], Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 50N11, 46 (1986)
- 4 Izv. Ross. Akad. Nauk Ser. Fiz. 50, 2125 (1986); MGU-89-67-144 (1989); Bull. Russ. Acad.
- 5 Ж.С.Такибаев, Т.Х.Садков, «Парное образование пионных кластеров в области энергий 25 ТэВ» Известия АН Каз ССР, 1977? сер. Физ.-мат. №4, стр.15-19.
- 6 Hasegava S., Fujimoto Y., Tamada M., et al. Interactions. Multiple Meson Production in the  $\sum E_\gamma > 2 \cdot 10^{13}$  eV Region. // Proc. of Bartol Conference, 1979, vol.1, p.245.
- 7 К.М.Мукашев, Т.Х.Садков Физика, астрофизика космических лучей и аномальные эффекты в адронных взаимодействиях. Алматы, 2011

## REFERENCES

- 1 ALICE Collaboration, B. Abelev et al., «Long-range angular correlations on the near and away side in p-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  TeV,» arXiv:1212.2001v2 [nucl-ex]
- 2 ALICE Collaboration, B. Abelev et al., «Observation of Long-Range, Near-Side Angular Correlations in Proton-Proton Collisions at the LHC» arXiv:1009.4122v1 [hep-ex].
- 3 L. T. Baradzei et al. [Pamir Collaboration], Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 50N11, 46 (1986)
- 4 Izv. Ross. Akad. Nauk Ser. Fiz. 50, 2125 (1986); MGU-89-67-144 (1989); Bull. Russ. Acad.
- 5 Zh.S.Nakibayev, T.Kh.Sadykov, «Pair formation of pion clusters in the energy range 25 TeV» Известия АС Каз УССР, 1977 ser. Phys-math. №4, p.15-19.
- 6 Hasegava S., Fujimoto Y., Tamada M., et al. Interactions. Multiple Meson Production in the  $\sum E_\gamma > 2 \cdot 10^{13}$  eV Region. // Proc. of Bartol Conference, 1979, vol.1, p.245.
- 7 К.М.Мукасhev, Т.Х.Садков " Physics, astrophysics, cosmic rays and the anomalous effects in hadron interactions " Almaty, 2011

## Резюме

*Т. Х. Садыков, Н. С. Покровский, Н. Н. Застрожнова, Е. М. Таутаев, Т. К. Жамауова*

(«Физика-техникалық институты» ЖШС, Алматы, Қазақстан)

ҒАРЫШ БӨЛШЕКТЕРДІҢ ТЫҒЫЗ НЫСАНАМЕН ӘРЕКЕТТЕСУІНІҢ  
БҰРЫШТАМА ТАРАТУШЫЛЫҚТАРЫН ЗЕРТТЕУ ЖӘНЕ ҮЛКЕН АДРОНДЫҚ КОЛЛАЙДЕРДІҢ  
МӘЛІМЕТТЕРІМЕН САЛЫСТЫРУ

Теңіз деңгейінен 3340 метр биіктікте орналасқан биік таулы ғылыми ғарыш сәулелер станциясында ғарыш сәулелердің тіркелуі өткізілді. Осы жұмыста энергиясы  $10^{13}$  эВ жоғары әр тіркелген әрекеттестіктің РЭК және ионизациялық калориметр деректерін қолданып, серпімсіздік коэффициенті анықталады. Сонымен қатар  $K_\gamma$  мағынасының  $\sum E_\gamma$  және  $E_0$  мағыналарынан алдын ала есептеліп болжанған байланысы анықталды. Алынған  $K_\gamma$  мағыналары есептелген нәтижелермен жақсы сәйкеседі.

**Тірек сөздер:** үлкен адрон коллайдер, серпімсіздік коэффициенті, ионизациялық калориметр, гамма-квант.

## Summary

*T. Kh. Sadykov, N. S. Pokrovsky, N. N. Zastrozhnova, Y. M. Tautayev, N. K. Zhamauova*

(Institute of Physics and Technology, Almaty, Kazakhstan)

STUDY OF ANGULAR DISTRIBUTIONS  
IN THE INTERACTIONS OF COSMIC PARTICLES WITH DENSE TARGET AND COMPARISON  
WITH THE DATA OF THE LARGE HADRON COLLIDER.

At high research cosmic rays station located in the Tien Shan mountains in altitude 3340 meters above sea level were recorded cosmic ray particles. Experimental data were obtained at energies above  $10^{13}$  eV on complex installations "Hadron-9" which area of 9 m<sup>2</sup> and "Hadron 44" area of 44 m<sup>2</sup>. The main object of study is the interaction of cosmic rays with atomic nuclei of the target. The main object of study is the interaction of cosmic rays with atomic nuclei of the target.

**Keywords:** large Hadron Collider, inelasticity coefficient, ionization calorimeter, gamma quantum.

УДК 533.9

Ю. В. АРХИПОВ<sup>1</sup>, А. АСКАРУЛЫ<sup>1</sup>, А. Б. АШИКБАЕВА<sup>1</sup>,  
С. А. СЫЗГАНБАЕВА<sup>1</sup>, И. М. ТКАЧЕНКО<sup>2</sup>

<sup>1</sup>НИИ Экспериментальной и теоретической физики,  
Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан,  
<sup>2</sup>Институт чистой и прикладной математики Валенсийского политехнического университета,  
Валенсия, Испания)

## ДИНАМИЧЕСКИЙ СТРУКТУРНЫЙ ФАКТОР МОДЕЛЬНОЙ КУЛОНОВСКОЙ СИСТЕМЫ

**Аннотация.** Проведено успешное сравнение расчетного динамического структурного фактора заряд-заряд модельной неидеальной плазмы с соответствующими данными численного моделирования, полученными методом молекулярной динамики. При этом структурный фактор определялся на основе метода моментов, а статические характеристики рассчитывались в рамках гиперцепного приближения. Преимущество метода моментов заключается в его независимости от наличия в системе малых параметров, что характерно для неидеальной плазмы

**Ключевые слова:** кулоновская система, функция потерь, правила сумм, метод моментов, динамический структурный фактор.

**Тірек сөздер:** кулон жүйесі, шығындалу функциясы, қосындылар ережелері, моменттер әдісі, динамикалық құрылымдық фактор.

**Keywords:** coulomb systems, loss function, sum rules, method of moments, dynamic structure factor.

**Введение.** Существующие методы создания и диагностики неидеальной плазмы затрудняют ее экспериментальное исследование. Поэтому современные исследования, в частности, динамических характеристик неидеальной плазмы, проводятся путем ее численного моделирования [1, 2]. При этом, в основном, применяются классические методы численного моделирования такие как, например, метод молекулярной динамики, где квантовые свойства системы учитываются путем введения эффективных потенциалов взаимодействия между заряженными частицами.

В неидеальной плазме отсутствуют малые параметры, поэтому наиболее адекватным способом изучения ее динамических свойств является непertурбативный метод моментов. Для его применения необходимо предварительно найти частотные моменты функции потерь

$$L(k, \omega) = -\frac{1}{\omega} \operatorname{Im} \frac{1}{\varepsilon(k, \omega)}, \text{ где } \varepsilon(k, \omega) \text{ – диэлектрическая функция плазмы.}$$

Основным достоинством метода моментов является то, что он позволяет определять динамические структурные факторы по рассчитанным статическим характеристикам, с учетом параметр – функции Неванлинны, принадлежащей определенному математическому классу. Особую привлекательность методу моментов придает возможность проведения расчетов для непertурбативных систем в широком интервале параметра связи. При этом не требуется проводить никакого разложения по степени неидеальности, как, например, в кинетической теории [3].

**1. Метод моментов для ДКП.** В данной работе исследуется двухкомпонентная полностью ионизованная водородная плазма, которая описывается безразмерными параметрами неидеальности, плотности и вырождения:

$$\Gamma = \frac{\beta e^2}{a}, \quad \beta = \frac{1}{k_B T}, \quad r_s = \frac{a}{a_0}, \quad \theta = \frac{1}{\beta E_F} = 2 \left( \frac{4}{9\pi} \right)^{2/3} \frac{r_s}{\Gamma}.$$

Здесь введен радиус Вигнера-Зейтца

$$a = \sqrt[3]{3/4\pi n},$$

где  $y$  – заряд электрона,  $k_B$  – постоянная Больцмана,  $T$  – температура,  $n$  – концентрация частиц ( $n_e = n_i$ ),  $a_0$  – первый радиус боровской орбиты электрона в атоме,  $E_F$  – энергия Ферми системы.

В данном разделе используются три вида псевдопотенциалов:

- 1) потенциал Дойча, в котором учитывается квантово-механический эффект дифракции

$$\Phi_{ab}(r) = \frac{e_a e_b}{r} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{r}{\lambda_{ab}}\right) \right], \quad (1)$$

- 2) модифицированный потенциал Кулона I, определенный с помощью функции ошибок

$$\Phi_{ab}(r) = \frac{e_a e_b}{r} \operatorname{erf}\left(\frac{r}{2\lambda_{ab}}\right), \quad (2)$$

- 3) модифицированный потенциал Кулона II

$$\Phi_{ab}(r) = \frac{e_a e_b}{\sqrt{r^2 + \lambda_{ab}^2}}. \quad (3)$$

Здесь  $e_a, e_b$  – заряды частиц сорта  $a$  и  $b$  соответственно, находящихся на расстоянии  $r$  друг от друга,  $\lambda_{ab} = \frac{\hbar}{\sqrt{\pi\mu_{ab}k_B T}}$  – длина волны де Бройля,  $\hbar$  – постоянная Планка,  $\mu_{ab} = \frac{m_a m_b}{m_a + m_b}$  – приведенная масса.

Как известно [4], использование метода моментов позволяет определить диэлектрические свойства кулоновской системы, используя несколько первых моментов функции потерь  $L(k, \omega)$ , которые можно рассчитать, зная потенциал межчастичного взаимодействия и статические структурные факторы  $S_{ab}(k)$ . Последние могут быть вычислены из решения уравнения Орнштейна-Цернике в гиперцепном приближении [5].

Запишем формулу Неванлинны, определяющую диэлектрические свойства среды, в виде

$$\frac{1}{\varepsilon(k, \omega)} = 1 + \frac{\omega_p^2(z + Q)}{z(z^2 - \omega_2^2) + Q(z^2 + \omega_1^2)}, \quad (4)$$

где  $\omega_1^2 = C_2(k)/C_0(k)$ ,  $\omega_2^2 = C_4(k)/C_2(k)$ ,  $Q(k, z)$  – такая функция класса Неванлинны [6], что  $\lim_{z \rightarrow \infty} (Q(k, z)/z) = 0$ ,  $\operatorname{Im} z > 0$ . Параметры  $C_\nu(k)$  определены как степенные частотные моменты четной функции потерь:

$$C_\nu(k) = -\frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \omega^{\nu-1} \operatorname{Im} \varepsilon^{-1}(k, \omega) d\omega. \quad (5)$$

Прямое квантово-статистическое вычисление моментов позволяет записать выражения для них в виде

$$C_0 = 1 - \varepsilon^{-1}(k, 0) = 1 - \varepsilon^{-1}(k),$$

$$C_2 = \omega_p^2, \quad (6)$$

$$C_4 = \omega_p^4 (\zeta_{ee}(q) + K(k) + U(k) + H),$$

где

$$K(k) = \frac{\langle v_e \rangle^2 k^2}{\omega_p^2} + \left(\frac{\hbar}{2m}\right)^2 \frac{k^2}{\omega_p^2}, \quad (7)$$

$$H = \omega_p^4 \left( -\frac{1}{6\pi^2 n_e} \int_0^\infty q^2 S_{ei}(q) \zeta_{ei}(q) dq \right), \quad (8)$$

$$U(k) = \omega_p^4 \left( \frac{1}{16\pi^2 n_e} \int_0^\infty q^2 (S_{ee}(q) - 1) \left( Z_{ee}(k, q) - \frac{8\zeta_{ee}(q)}{3} \right) dq \right), \quad (9)$$

$$Z_{ee}(k, q) = \int_{q-k}^{q+k} \zeta_{ee}(p) (q^2 - k^2 - p^2)^2 \frac{dp}{qk^3 p}.$$

Здесь  $\zeta_{ab}(q)$  – формфактор, связанный с потенциалом взаимодействия как  $\Phi_{ab}(q) = \frac{4\pi e^2}{q^2} \zeta_{ab}(q)$ ,

$\zeta_{ab}(q) = \zeta_{ba}(q)$ ,  $\langle v_e^2 \rangle = 3 \frac{\theta}{m\beta} F_{3/2}(\eta)$  – средний квадрат тепловой скорости электронов,  $m$  – их

масса,  $F_\nu$  – интеграл Ферми, который определяется как

$$F_\nu(\eta) = \int_0^\infty \frac{x^\nu}{\exp(x - \eta) + 1} dx;$$

$\eta = \beta\mu$  – безразмерный химический потенциал системы, определяемый из условия нормировки:

$$F_{1/2}(\eta) = \frac{2}{3} \theta^{-3/2}.$$

**2. Динамический структурный фактор.** Динамический структурный фактор «заряд-заряд» напрямую связан с обратной продольной диэлектрической функцией плазмы посредством (классического варианта) флуктуационно-диссипативной теоремы:

$$S_{zz}(k, \omega) = -\frac{\text{Im} \varepsilon^{-1}(k, \omega)}{\pi\beta\phi(k)\omega}, \quad (8)$$

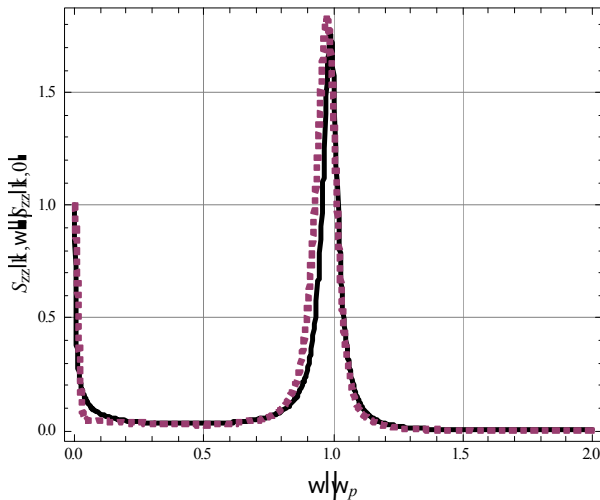
где  $\phi(k) = \frac{4\pi e^2}{k^2}$  – фурье-образ кулоновского потенциала.

После подстановки выражения (4) в (8), мы получим выражение для динамического структурного фактора

$$S_{zz}(k, \omega) = \frac{\omega_p^2}{\pi\beta\phi(k)} \frac{[\omega_2^2(k) - \omega_1^2(k)] \text{Im} Q(k, \omega)}{\left| \omega(\omega^2 - \omega_2^2(k)) + Q(k, \omega)(\omega^2 - \omega_1^2(k)) \right|^2}, \quad (9)$$

где функция параметр Неванлинны определяется как  $Q(k, \omega) = B(k)\sqrt{\omega(1+i)}$ .

Ниже на рисунках 1–3 представлены графики ДСФ, приведенные к безразмерному виду  $\frac{S_{zz}(k, \omega)}{S_{zz}(k, \omega \approx 0)}$  в зависимости от безразмерной частоты  $\frac{\omega}{\omega_p}$ , при различных параметрах связи и

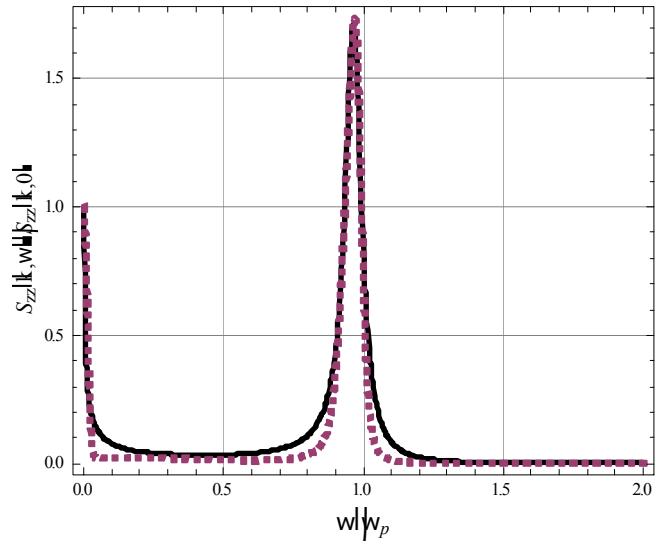


Непрерывная линия получена методом моментов для потенциала (1), штриховая линия соответствует результатам моделирования [2].  
 $\Gamma = 2, r_s = 0,497, ka = 0,3898, \lambda_{ei} = 0,8.$

Рисунок 1 – Динамический структурный фактор в сравнении с данными численного моделирования

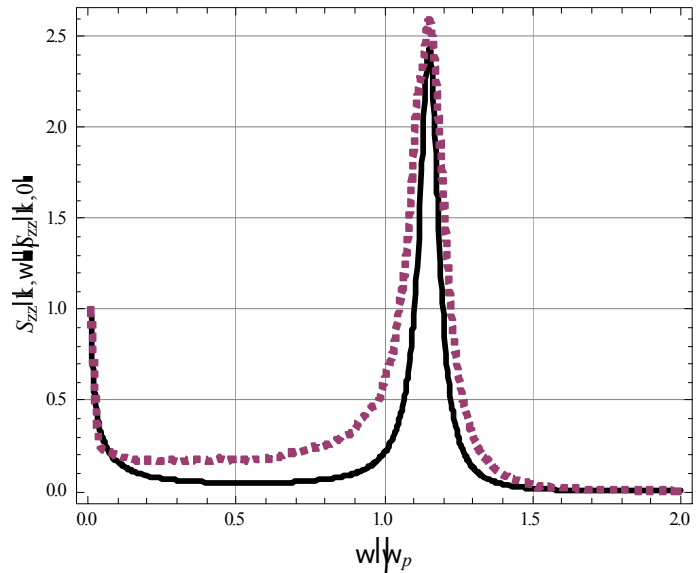
Непрерывная линия получена методом моментов для потенциала (2), штриховая линия соответствуют результатам моделирования [2].  
 $\Gamma = 2$ ,  $r_s = 0,497$ ,  $ka = 0,3898$ ,  $\lambda_{ei} = 0,8$ .

Рисунок 2 – Динамический структурный фактор в сравнении с данными численного моделирования



Непрерывная линия получена методом моментов для потенциала (3), штриховая линия соответствуют результатам моделирования [2].  
 $\Gamma = 0,5$ ,  $r_s = 0,497$ ,  $ka = 0,3898$ ,  $\lambda_{ei} = 0,4$ .

Рисунок 3 – Динамический структурный фактор в сравнении с данными численного моделирования



волнового числа. Результаты сравнивались с данными компьютерного моделирования [2], которые также нормированы на значение ДСФ на определенной частоте незначительно превышающий  $\omega = 0$  и согласуются с ними вполне удовлетворительно. Параметр  $\lambda_{ei}$  – приведенная длина волны де Бройля, определенная выше.

**Выводы.** Продемонстрирована возможность продуктивного использования классического метода моментов для анализа данных численного моделирования динамических свойств плотных кулоновских систем.

**Благодарности.** Авторы выражают благодарность за финансовую поддержку работы МОН РК, гранты (1128/ГФ, 1099/ГФ).

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1 Morozov I., Reinholz H., Röpke G., Wierling A., and Zwicknagel G., Molecular dynamics simulations of optical conductivity of dense plasmas // Phys. Rev E. – 2005. – Vol. 71. – P. 066408 (12 p.).
- 2 Pschiwul T. and Zwicknagel G. Numerical simulation of the dynamic structure factor of a two – component model plasma. // Journal of Physics A: mathematical and general. Contrib. Plasma Phys. 2003. – Vol. 43. – N 5- 6. – P. 393-397.
- 3 Александров А.Ф., Богданкевич Л.С., Рухадзе А.А. Основы электродинамики плазмы. – М.: Высшая школа. – 1988. – 424 с.
- 4 Arkhipov, Yu.V., Askaruly, A., Ballester, D., Davletov, A.E., Meirkanova, G.M., Tkachenko, I. M. Collective and static properties of model two component plasmas // Phys. Rev. E. - 2007. - Vol. 76. - P. 026403.

5 Arkhipov Yu. V., Ashikbaeva A.B., Baimbetov F.B., Davletov A.E., Starikov K.V.. Dissipation of plasmons in semiclassical plasmas // IV International conference "Plasma Physics and Plasma Technology", Contributed Papers, 2003 v.1, p.233.

6 Krein M. G., Nudel'man A. A. The Markov moment problem and extremal problems // Translations of Mathematical Monographs. American Mathematical Societ. – 1977. – Vol. 50. – P. 417.

#### REFERENCES

1 Morozov I. , Reinholz H., Röpke G., Wierling A., and Zwicknagel G., Molecular dynamics simulations of optical conductivity of dense plasmas // Phys. Rev E. – 2005. – Vol.71. – P. 066408 (12 p.).

2 Pschiwul T. and Zwicknagel G. Numerical simulation of the dynamic structure factor of a two – component model plasma. // Journal of Physics A: mathematical and general. Contrib. Plasma Phys. 2003. – Vol. 43. – No. 5- 6. – P. 393-397.

3 Aleksandrov A.F., Bogdankevich L.S., Ruhadze A.A. Osnovy elektrodinamiki plasmy. – M.: Vysshay shkola – 1988. – 424 p. (in Russ)

4 Arkhipov, Yu.V., Askaruly, A., Ballester, D., Davletov, A.E., Meirkanova, G.M., Tkachenko, I. M. Collective and static properties of model two component plasmas // Phys. Rev. E. - 2007. - Vol. 76. - P. 026403.

5 Arkhipov Yu. V., Ashikbaeva A.B., Baimbetov F.B., Davletov A.E., Starikov K.V.. Dissipation of plasmons in semiclassical plasmas // IV International conference "Plasma Physics and Plasma Technology", Contributed Papers, 2003 v.1, p.233.

6 Krein M. G., Nudel'man A. A. The Markov moment problem and extremal problems // Translations of Mathematical Monographs. American Mathematical Societ. – 1977. – Vol. 50. – P. 417.

#### Резюме

*Ю. В. Архипов<sup>1</sup>, А. Асқарұлы<sup>1</sup>, Ә. Б. Ашықбаева<sup>1</sup>, С. А. Сызганбаева<sup>1</sup>, И. М. Ткаченко<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>Эксперименттік және теориялық физика ҒЗИ,

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

<sup>2</sup>Валенсия Политехникалық университетінің таза және қолданбалы математика институты,  
Валенсия, Испания)

#### КУЛОН МОДЕЛІ ЖҮЙЕСІНІҢ ДИНАМИКАЛЫҚ ҚҰРЫЛЫМДЫҚ ФАКТОРЛАРЫ

Молекулалық динамика әдісімен алынған сан модельдеудің сәйкес мәліметтерімен заряд-заряд модельдік идеалды емес плазманың есептік динамикалық құрылымдық фактордың сәтті салыстыруы өткізілді. Сонымен қатар құрылымдық фактор момент әдісінің негізінде анықталды, статикалық мінездемелер ГПЖ әдісімен есептелінді. Момент әдісінің артықшылығы жүйедегі кіші параметрлердің болу тәуелсіздігінде. Бұл идеал емес плазмаға тән.

**Тірек сөздер:** кулон жүйесі, шығындалу функциясы, қосындылар ережелері, моменттер әдісі, динамикалық құрылымдық фактор.

#### Summary

*Yu. V. Arkhipov<sup>1</sup>, A. Askaruly<sup>1</sup>, A. B. Ashikbaeva<sup>1</sup>, S. A. Syzganbaeva<sup>1</sup>, I. M. Tkachenko<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>SRI of Experimental and Theoretical physics,

Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan,

<sup>2</sup>Institute of Pure and Applied Mathematics, Valencia Polytechnic University, Valencia, Spain)

#### DYNAMIC STRUCTURE FACTOR COULOMB MODEL SYSTEMS

Conducted a successful comparison of the calculated dynamic structure factor of the charge- charge model nonideal plasma with the corresponding data of numerical simulation obtained by the method of molecular dynamics. In this case the structure factor was determined in frames on the method of moments, and static characteristics are calculated within the HNC approximation. The advantage of the method of moments is its independence from the presence in the system of small parameters , which is typical for a nonideal plasma.

**Keywords:** coulomb systems, loss function, sum rules, method of moments, dynamic structure factor.



Т. Н. ИСМАГАМБЕТОВА<sup>1</sup>, М. Т. ГАБДУЛЛИН<sup>2</sup><sup>1</sup> НИИЭТФ, КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан,  
<sup>2</sup> ННЛОТ, КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан)**ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КВАЗИКЛАССИЧЕСКОЙ ЧАСТИЧНО ИОНИЗОВАННОЙ ВОДОРОДНОЙ ПЛАЗМЫ**

**Аннотация.** В данной работе были исследованы термодинамические свойства частично-ионизованной плазмы. В качестве потенциала взаимодействия заряженной подсистемы был использован квазиклассический микропотенциал, который принимает во внимание квантовые эффекты дифракции и симметрии на коротких расстояниях [1]. Для взаимодействия заряженных частиц с атомами был использован эффективный потенциал взаимодействия [2]. Структурные свойства квазиклассической плазмы рассчитывались путем решения уравнения Орнштейна-Цернике в гиперцепном приближении. Таким образом, учитывается эффект экранирования. Система интегральных уравнений Орнштейна-Цернике была решена численными методами с привлечением комбинации методов Фурье и итерации. Термодинамические характеристики (внутренняя энергия и уравнение состояния) рассчитывались в зависимости от концентрации. Они были рассчитаны для частично-ионизованной водородной плазмы. Небольшое расхождение результатов можно объяснить увеличением концентрации атомов в системе.

В данной работе были исследованы термодинамические характеристики частично ионизованной водородной плазмы, состоящей из электронов, ионов и атомов при следующих параметрах концентрации и температуры:  $n = n_e + \sum n_i + n_a = 10^{20} \div 10^{24} \text{ см}^{-3}$  и  $T = 10^4 \div 10^6 \text{ К}$ .

Через потенциал, учитывающий квантово-механические эффекты дифракции и симметрии [1] на малых расстояниях и эффект экранировки на больших расстояниях вследствие применения гиперцепного приближения при решении интегрального уравнения Орнштейна-Цернике [3] и были рассчитаны термодинамические характеристики:

$$\varphi_{\alpha\beta}(r) = \frac{e_\alpha e_\beta}{r} \left( 1 - \tanh \left( \sqrt{2} \frac{\lambda_{\alpha\beta}^2}{a_B^2 + br^2} \right) e^{-\tanh \left( \sqrt{2} \frac{\lambda_{\alpha\beta}^2}{(a_B^2 + br^2)} \right)} \right) \left( 1 - e^{-r/\lambda_{\alpha\beta}} \right) - \delta_{\alpha e} \delta_{\beta e} k_B T \ln \left( 1 - \frac{1}{2} \exp \left( -\frac{r^2}{\lambda_{ee}^2} \right) \right), \quad (1)$$

где  $b=0.033$ ,  $e_\alpha, e_\beta$  – электрические заряды частиц сорта  $\alpha$  и  $\beta$ ,  $\lambda_{\alpha\beta} = \hbar / \sqrt{2\pi m_{\alpha\beta} k_B T}$  – тепловая длина волны Де-Бройля,  $m_{\alpha\beta} = m_\alpha m_\beta / (m_\alpha + m_\beta)$  – приведенная масса частиц сорта  $\alpha$  и  $\beta$ .

Для взаимодействий заряженных частиц с атомами был использован эффективный потенциал взаимодействия [2]:

$$\Phi_{es}(r) = -\frac{e^2 \alpha_p}{r^4 (1 - \lambda_{ee}^2 / r_D^2)} (e^{-Br} (1 + Br) - e^{-Ar} (1 + Ar))^2, \quad (2)$$

где  $B^2 = \frac{1 - \sqrt{1 - 4\lambda_{\alpha\beta}^2 / r_D^2}}{2\lambda_{\alpha\beta}^2}$ ,  $A^2 = \frac{1 + \sqrt{1 - 4\lambda_{\alpha\beta}^2 / r_D^2}}{2\lambda_{\alpha\beta}^2}$ .

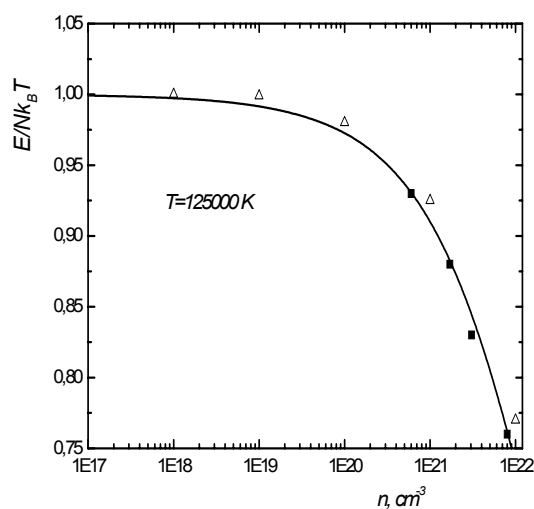
Внутренняя энергия и уравнение состояния плазмы:

$$E = E_{id} - \pi \sum_{\alpha=i,e} n_\alpha \sum_{\beta=i,e} n_\beta \int_0^\infty g_{\alpha\beta}(r) \Phi_{\alpha\beta}(r) r^2 dr, \quad (3)$$

$$P = P_{id} - \frac{2}{3} \pi \sum_{\alpha=i,e} n_\alpha \sum_{\beta=i,e} n_\beta \int_0^\infty \frac{\partial \Phi_{\alpha\beta}(r)}{\partial r} g_{\alpha\beta}(r) r^3 dr, \quad (4)$$

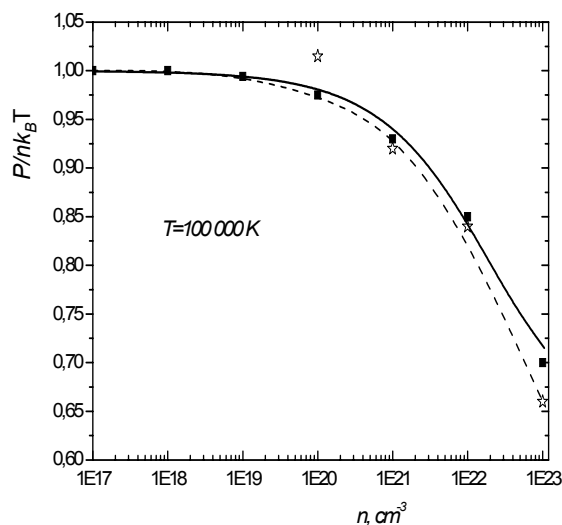
где  $N$  – число частиц в системе,  $E_{id} = 3/2Nk_B T$  – внутренняя энергия идеальной плазмы,  $P_{id} = nk_B T$  – давление идеальной плазмы.

На рисунке 1 представлена зависимость внутренней энергии от концентрации при температуре  $T = 125\,000\text{ K}$  в сравнении с результатами других авторов. Сплошная линия – результаты данной работы, не закрашенные треугольники – поправки Хартри-Фока и Монтрол-Варда [4], закрашенные квадратики – результаты моделирования Монте-Карло [5]. Незначительное расхождение результатов между собой можно объяснить повышением концентрации атомов в данной работе по сравнению с сильно ионизованной плазмой в вычислениях Монте-Карло.



— на основе потенциала (1),  
 $\Delta$  – [4],  $\blacksquare$  – моделирование Монте-Карло [5].

Рисунок 1 – Внутренняя энергия частично ионизованной водородной плазмы при  $T = 125\,000\text{ K}$



— на основе потенциала (1),  
 $\blacksquare$  – функции Грина [6],  
 --- приближение Монтрола-Варда [7],  $\star$  – МД [8]

Рисунок 2 – Давление частично ионизованной водородной плазмы при  $T = 100\,000\text{ K}$

На рисунке 2 проведено сравнение значений поправки на неидеальность к давлению в зависимости от плотности частиц при фиксированной температуре  $T = 100\,000\text{ K}$  с результатами работ других авторов. Сплошной линией изображена наша кривая, основанная на потенциале (1), черными квадратами обозначены результаты использования метода функции Грина [6], пунктирной линией показано приближение Монтрола-Варда [7], белыми пентаграммами представлены данные работы Кнаупа [8] (молекулярная динамика). Результаты данной работы достаточно хорошо согласуются с данными других приближений до  $n = 10^{22}\text{ cm}^{-3}$ , далее появление концентрации атомов в системе приводит к завышению нашей кривой.

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1 Zh. A. Moldabekov, T. S. Ramazanov, and K. N. Dzhumagulova. *Contrib. Plasma Phys.* 2012. № 52. P. 207.
- 2 L. David. Dover publications, Inc. 2002. P. 500.
- 3 T.S.Ramazanov, K.N. Dzhumagulova, Yu.A. Omarbakiyev. *Phys. Plasm.* 2005. № 12. P. 092702.
- 4 W.D. Kraeft, D. Kremp, W. Ebeling, G. Röpke Berlin: Akademie-Verlag. 1986. P. 381.
- 5 V.S. Filinov, M. Bonitz, D. Kremp, W.D. Kraeft, W. Ebeling, P.R. Levashov, V.E. Fortov *Contrib. Plasma Phys.* 2001. № 41. 2. P. 135-138.
- 6 M. Knaup, P.G. Reinhard, C. Toepffer *Contrib. Plasma Phys.* 2001. № 41. P. 159.
- 7 B. Militzer, D. M. Ceperley *Phys. Rev. E.* 2001. № 63 P. 066404.
- 8 B. Militzer, D. M. Ceperley *Phys. Rev. Lett.* 2000. № 85 P. 1890-1893.

## REFERENCES

- 1 L. David Dover publications, Inc., **2002**, 500 (in Eng.).
- 2 Zh. A. Moldabekov, T. S. Ramazanov, and K. N. Dzhamagulova Contrib. Plasma Phys., **2012**, 52, 207 (in Eng.).
- 3 T.S.Ramazanov, K.N. Dzhamagulova, Yu.A. Omarbakiyev Phys. Plasm., **2005**, 12, 092702 (in Eng.).
- 4 W.D. Kraeft, D. Kremp, W. Ebeling, G. Röpke Berlin: Akademie Verlag, **1986**, 381 (in Eng.).
- 5 V.S. Filinov, M. Bonitz, D. Kremp, W.D. Kraeft, W. Ebeling, P.R. Levashov, V.E. Fortov Contrib. Plasma Phys., **2001**, 41, 2, 135-138 (in Eng.).
- 6 M. Knaup, P.G. Reinhard, C. Toepffer Contrib. Plasma Phys., **2001**, 41, 159 (in Eng.).
- 7 B. Militzer, D. M. Ceperley Phys. Rev. E., **2001**, 63, 066404 (in Eng.).
- 8 B. Militzer, D. M. Ceperley Phys. Rev. Lett., **2000**, 85, 1890-1893 (in Eng.).

## Резюме

*Т. Н. Исмагамбетова<sup>1</sup>, М.Т. Фабдуллин<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>ЭТФФЗИ, әл-Фараби ат. ҚазҰУ, Алматы, Қазақстан,

<sup>2</sup>АТҰНЗ, әл-Фараби ат. ҚазҰУ, Алматы, Қазақстан)

КВАЗИКЛАССИКАЛЫҚ ЖАРТЫЛАЙ ИОНДАЛҒАН  
СУТЕКТІ ПЛАЗМАНЫҢ ТЕРМОДИНАМИКАЛЫҚ ҚАСИЕТТЕРІ

Бұл жұмыста жартылай иондалған плазманың термодинамикалық қасиеттері зерттелген. Зарядталған жүйе бөліктерінің потенциалы ретінде кванттық әсердің дифракциясы мен қысқа қашықтықтағы симметрияны есепке алатын квазиклассикалық микропотенциал пайдаланылған. Квазиклассикалық плазманың құрылымдық қасиеттері гиперцептік жуықтауда Орнштейн-Церникенің теңдеуінің шешуі арқылы есептелген. Сол арқылы экрандалу құбылысы есептеледі. Термодинамикалық сипаттамалары (күй теңдеуі мен ішкі энергия) концентрация тәуелділігіне байланысты есептелген. Олар жартылай иондалған сутекті плазма үшін есептелген. Алынған нәтижелер басқа авторларының жұмыстарымен салыстырылды. Нәтиженің шағын алшақтығы жүйедегі атомдар концентрациясының көбеюімен түсіндірілуі мүмкін.

## Summary

*T. N. Ismagambetova<sup>1</sup>, M. T. Gabdullin<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>IETP, Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan,

<sup>2</sup>NNLOT, Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan)

THERMODYNAMIC PROPERTIES  
OF SEMICLASSICAL PARTIALLY IONIZED HYDROGEN PLASMA

In this work the semiclassical micropotentials taking into account the quantum-mechanical diffraction and symmetry effects were used. The effective interaction potential has been used for the interactions of charged particles with atoms. The structural properties of the semiclassical plasma are calculated by solving Ornstein-Zernike equation in HNC approximation. Thus, screening effect is taken into account. The thermodynamic characteristics (internal energy and equation of state) were calculated for a partially ionized hydrogen plasma. The obtained results were compared with other authors' works. Slight discrepancy between the results can be explained by an increase in the concentration of atoms in the system.

Н. Х. БАСТЫКОВА<sup>1</sup>, Т. С. РАМАЗАНОВ<sup>1</sup>, Г. И. СУХИНИН<sup>2,3</sup>, С. К. КОДАНОВА<sup>1</sup>, А. В. ФЕДОСЕЕВ<sup>2</sup>

<sup>1</sup>НИИЭТФ, Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан,

<sup>2</sup>Институт теплофизики СО РАН, Новосибирск, Россия,

<sup>3</sup>Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия)

## ВЛИЯНИЕ СМЕСИ ГАЗОВ He-H<sub>2</sub> НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ В ПОЛОЖИТЕЛЬНОМ СТОЛБЕ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА

**Аннотация.** В работе исследовано влияние смеси газов He-H<sub>2</sub> на параметры плазмы стратифицированного тлеющего разряда. Численная модель основана на решении кинетического уравнения Больцмана для функции распределения электронов по энергиям, нестационарного уравнения непрерывности для ионов, а также уравнения Пуассона для электрического поля. Получены двумерные распределения параметров плазмы (плотности электронов, температуры электронов, электрического поля) в гелии при различных концентрациях примеси водорода. Показано, что добавка водорода в гелий существенно меняет характеристики плазмы разряда.

**Введение.** Положительный столб тлеющего разряда является открытой нелинейной диссипативной системой, способной к образованию структур (бегущих или стоящих страт). Данному явлению посвящены многочисленные работы, выполненные во второй половине XX века [1-7]. Большой вклад в области построения современных моделей стратификации тлеющего разряда было внесено Цендиным Л.Д., Голубовским Ю.Б. (Россия), Колобовым В. (США), Winkler R. (Германия), Ferreira C. (Португалия) и другими.

Положительный столб тлеющего разряда находит широкое практическое использование в газоразрядных источниках света, в качестве газовых и плазменных лазеров, в нанесении тонких пленок и покрытий, в плазмохимии, в спектральном анализе газовых смесей. Страты положительного столба – зоны светимости, регулярно чередующиеся с темными промежутками – возникают в тлеющем газовом разряде только при определенных условиях: по значению тока, роду газа, давлению газа. От тех же параметров зависят и амплитуда колебаний свечения, длина волны страт, скорость их распространения. Механизмы неустойчивостей, вызывающие возникновение страт, связаны со скоростью возбуждения атомов при электронных ударах.

При изучении страт наибольший интерес представляют взаимодействие страт с приэлектродными областями, различие между стоячими и бегущими стратами, изменению характеристик как электронной, так и ионной компоненты плазмы в смеси различных газов, поведение страт в смеси газов. В связи с тем, что электронная компонента является неравновесной, для описания разряда необходимо провести кинетический анализ. В последнее время для исследования стратификации тлеющего разряда широко применяются нелокальные модели, основанные на решении кинетического уравнения Больцмана для функции распределения электронов по энергиям.

Исследовано влияние состава газа на характеристики пылевых образований в работах [8, 9]. Изучено, что разряд в смеси различных газов приводит к весьма значительному изменению характеристик как электронной, так и ионной компоненты плазмы. Причем, характеристики газового разряда могут сильно зависеть даже от очень небольшой концентрации примеси. Это обстоятельство используется во многих технических приложениях газового разряда, таких как газовые лазеры, панели плазменных дисплеев, реакторы плазменного травления и обработки полупроводниковых материалов, осветительные лампы и вспышки и т.д.

Данная статья посвящена исследованию влиянию смеси газа на параметры плазмы положительного столба тлеющего разряда с помощью кинетической модели, которая описана ниже. Далее приведены полученные численные результаты по двумерным распределениям параметров плазмы положительного столба тлеющего разряда.

**Модель.** Модель основана на одновременном решении кинетического уравнения Больцмана для ФРЭЭ, уравнения движения ионов в дрейфово-диффузионном приближении и уравнения Пуассона для распределения электрического поля.

Уравнение Больцмана решалось в двухчленном приближении для изотропной  $f_0(U, z)$  и анизотропной  $f_1(U, z)$  части ФРЭЭ [10, 11].

$$\frac{1}{3}U \frac{\partial f_1}{\partial z} - \frac{e_0 E(z)}{3} \frac{\partial(Uf_1)}{\partial U} = \frac{\partial}{\partial U} \left[ 2 \frac{m_e}{M_l} U^2 \xi Q^{el}(U) f_0 \right] - \sum_k U \xi Q_k^{in}(U) f_0 + \sum_k (U + U_k^{in}) \xi Q_k^{in}(U + U_k^{in}) f_0(U + U_k^{in}, z) - \sqrt{m_e U / 2} \frac{f_0(U, z)}{\tau_a} \quad (1)$$

$$\frac{\partial f_0}{\partial z} - e_0 E(z) \frac{\partial f_0}{\partial U} + H(U) f_1 = 0, \quad (2)$$

где  $M_l$  – масса атома газа сорта  $l=(He, H_2)$ ;  $Q_{el}(U)$  – транспортное сечение рассеяния в упругих столкновениях;  $Q_k^{in}(U)$  – сечение  $k$ -го неупругого столкновения с потерей электроном энергии  $U_k$ ;  $\xi_l = N_l / N$  – парциальная концентрация газа сорта  $l=(He, H_2)$ ,  $N = \sum_l N_l$  – полная плотность газа;

$\tau_a = (R/2.405)^2 / D_a$  – характерное время потери электронов на стенке разрядной трубки с радиусом  $R$ ,  $D_a$  – коэффициент амбиполярной диффузии;  $H(U) = N_g Q^{el}(U) + \sum_k N_g Q_k^{in}(U)$  – суммарные потери момента импульса электронов. Сечения столкновения электронов с атомами газа были взяты из [12]. Предполагалось, что атомы газа неподвижны. Столкновениями электронов с ионами и метастабильными частицами пренебрегалось.

Система уравнений (1) и (2) упрощается при переходе от кинетической энергии к полной энергии электронов  $\varepsilon = U + W(z)$ , где  $W(z) = -e_0 \varphi(z)$  – потенциальная энергия электронов,  $\varphi(z)$  – распределение электрического потенциала в положительном столбе, уравнение для изотропной части ФРЭЭ примет следующий вид:

$$-\frac{\partial}{\partial z} \left[ \frac{U}{3H(U)} \frac{\partial}{\partial z} f_0(\varepsilon, z) \right] = \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left[ 2 \frac{m_e}{M_k} U^2 \xi Q^d(U) f_0(\varepsilon, z) \right] - \sum_k U \xi Q_k^{in}(U) f_0(\varepsilon, z) + \sum_k (U + U_k^{in}) \xi Q_k^{in}(U + U_k^{in}) f_0(\varepsilon + U_k^{in}, z) - \sqrt{m_e U / 2} \frac{f_0(\varepsilon, z)}{\tau_a}, \quad (3)$$

Выражение

$$f_1 = -\frac{1}{H(U)} \frac{\partial}{\partial z} f_0 \quad (4)$$

связывает между собой изотропную и анизотропную части функции распределения электронов. Уравнение (3) описывает пространственную эволюцию изотропной части ФРЭЭ, которая определяется набором энергии электронов в электрическом поле и ее потерей в различных упругих и неупругих столкновениях.

Получая из уравнения Больцмана (3) пространственное распределение ФРЭЭ, можно определить ряд макроскопических параметров путем интегрирования функции распределения по энергии. В частности, распределения плотности и температуры электронов в положительном столбе имеют следующие выражения:

$$n_e(z) = \int_0^\infty U^{1/2} f_0(\varepsilon, z) dU, \quad (5)$$

$$T_e(z) = \frac{2}{3} \frac{1}{n_e(z)} \int_0^\infty U^{3/2} f_0(\varepsilon, z) dU. \quad (6)$$

Распределение плотности ионов определяется из уравнения переноса ионов в диффузионно-дрейфовом приближении:

$$\frac{\partial n_i(z, t)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \left( n_i(z, t) \mu_i E(z, t) - D_i \frac{\partial n_i(z, t)}{\partial z} \right) = 0, \quad (7)$$

где  $\mu_i, D_i$  – коэффициенты подвижности и диффузии ионов, взятые из [13].

Электрическое поле в положительном столбе тлеющего разряда определяется распределением ионной и электронной компонент плазмы и самосогласованным путем находится с помощью уравнения Пуассона:

$$-\frac{\partial^2 \varphi(z, t)}{\partial z^2} = 4\pi e_0 [n_i(z) - n_e(z, t)], \quad E(z, t) = -\frac{\partial \varphi(z, t)}{\partial z}, \quad (8)$$

которое решается одновременно с уравнением (7) для заданного распределения плотности электронов  $n_e(z)$ , полученного из решения кинетического уравнения для электронов (3) и выражения (5).

Радиальное распределение параметров плазмы в положительном столбе рассматривалось в приближении квазинейтральности и амбиполярного приближения для потоков электронов и ионов на стенку разрядной трубки. Предполагалось, что всюду в трубке плотность электронов равна плотности ионов  $n_e(z) = n_i(r) = n(r)$ .

Для электронной компоненты уравнение непрерывности в радиальном направлении имеет следующий вид:

$$-\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r D_a \frac{\partial n_e}{\partial r} \right] = n_e v_{io} \quad (9)$$

При постоянных  $D_a, v_{io}$  решение (9) представляет собой функцию Бесселя:

$$n_e(r) = A J_0(\sqrt{v_{io} / D_a} r), \quad (10)$$

где  $A$  – константа, определяемая из разрядного тока. Если поставить на стенке трубки условие  $n_e(R) = 0$ , то получаем, что должно выполняться условие:

$$R \sqrt{v_{io} / D_a} = \alpha_1, \quad (11)$$

где  $\alpha_1 = 2.4048$  – первый корень функции Бесселя,  $J_0(\alpha_1) = 0$ .

Условие (11) в неявном виде определяет приведенное аксиальное поле  $E_z/N$  в разрядной трубке заданного радиуса  $R$ . Таким образом, решение принимает вид:

$$n_e(r) = A J_0(\alpha_1 r / R). \quad (12)$$

Радиальное поле получается подстановкой (12) в (13):

$$E_r(r, z) = -\frac{\partial \phi(r, z)}{\partial r} = -\frac{(D_e - D_i)}{(\mu_e + \mu_i)} \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial r} \approx -\frac{k_B T_e}{e_0} \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial r}, \quad (13)$$

$$E_r(r, z) = \frac{(D_e - D_i)}{(\mu_e + \mu_i)} \frac{\alpha_1}{R} \frac{J_1(\alpha_1 r / R)}{J_0(\alpha_1 r / R)} \approx \frac{k_B T_e}{e_0} \frac{\alpha_1}{R} \frac{J_1(\alpha_1 r / R)}{J_0(\alpha_1 r / R)}. \quad (14)$$

Из (14) видно, что радиальное электрическое поле в амбиполярном приближении расходится при приближении к стенке трубки.

В приближении амбиполярной диффузии электрический потенциал равен:

$$\phi(r, z) = \phi_0(z) + T_e(z) \ln(J_0(\alpha_1 r / R)), \quad \phi(r = 0, z) = \phi_0(z) \quad (15)$$

где  $\phi_0(z)$  соответствует распределению потенциала на оси разрядной трубки,  $T_e(z) = 2 / 3 U_e(z)$  – «температура» электронов (в электрон-вольтах) на оси трубки, вычисленная по одномерной модели стратифицированного тлеющего разряда.

Чтобы определить распределение ФРЭ по радиусу трубки предполагается, что радиальная компонента электрического поля задана выражением (14), и электрический потенциал выражением (15):

$$f_0(r, z, U) \approx f_0(z, U - e_0(\phi(r, z) - \phi(r = 0, z))), \quad (16)$$

т.е. функция распределения зависит от полной «радиальной» энергии.

**Результаты расчетов.** Рассматривался положительный столб тлеющего разряда в смеси газов He-H<sub>2</sub> при давлении  $0,1 < p < 2$  Тор и среднем электрическом поле  $E_0 = 1-10$  В/см. Эти газы существенно отличаются по массе ( $M_{H_2} = 2M_p$ ,  $M_{He} = 4M_p$ , где  $M_p$  – масса протона), потенциалам ионизации ( $I_{H_2} = 15.4$  эВ,  $I_{He} = 24.6$  эВ) и структуре электронных состояний. Заданы размеры газоразрядной вертикально расположенной трубки: длина  $z$  и радиус  $R$ . Рассматриваемый промежуток равен  $z = 20$  см и  $R = 1$  см (от центра трубки), катодная сторона положительного столба соответствует  $z = 0$  см.

Расчеты проведены в чистых и в смеси (1, 2, 5, 10 процент) газов гелия с водородом. На рисунке 1 представлена функция распределение электронов по энергиям. Показано, что электроны в гелии имеют большую энергию, чем в водороде, из-за наличия атомных состояний с более высоким порогом энергии. При добавлении примеси водорода уменьшается число высокоэнергетичных электронов, так как у водорода потенциал ионизации намного меньше, чем у гелия.

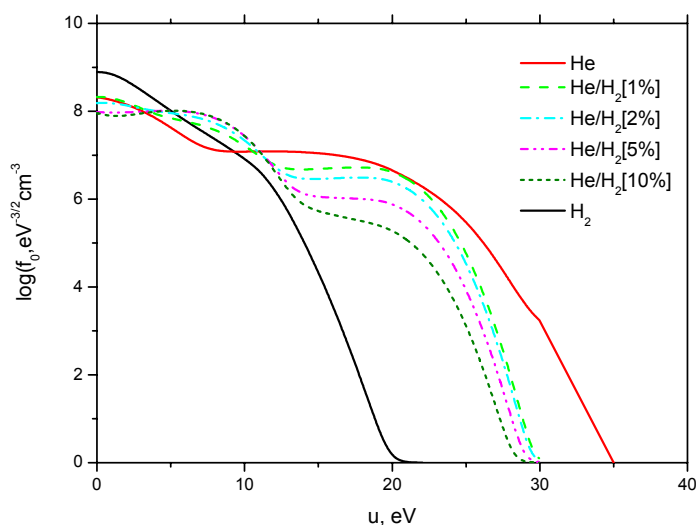


Рисунок 1 – Функция распределения электронов по энергиям

На рисунках 2 и 3 приведены аксиальные распределения электрического поля и плотности электронов. Плотность электронов в гелии меньше, чем в водороде, из-за большого потенциала ионизации. При добавлении примеси водорода к гелию увеличивается плотность электронов, так как ионизовать водород легче, чем гелий.

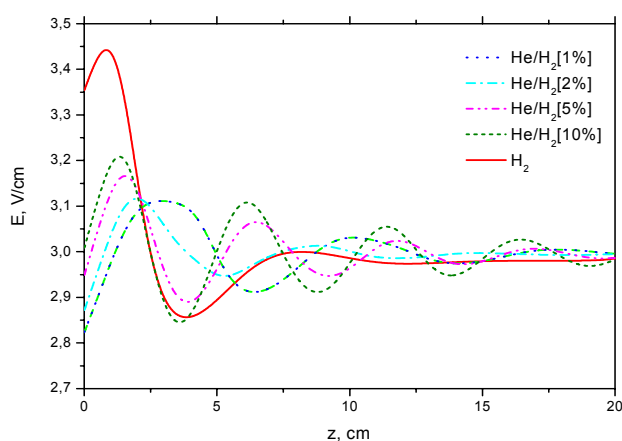


Рисунок 2 – Аксиальное распределение электрического поля при давлении  $p=0.5$  Тор и среднем значении электрического поля  $E = 3$  В/см

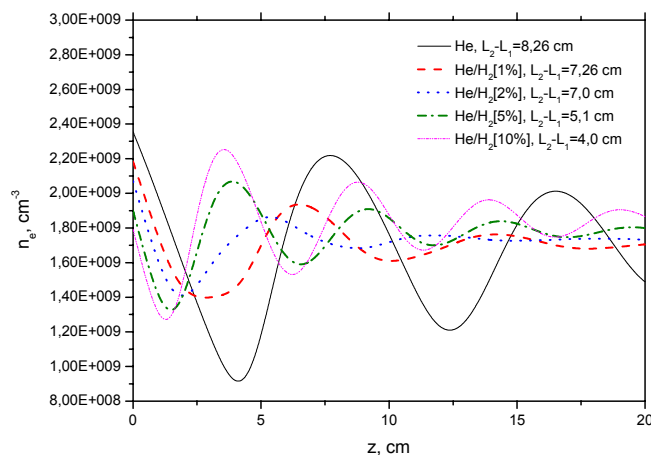


Рисунок 3 – Аксиальное распределение плотности электронов при давлении  $p=0.5$  Тор и среднем значении электрического поля  $E = 3$  В/см

На рисунках 4 и 7 показаны пространственные распределения плотности и температуры электронов в чистом гелии и водороде при давлении  $p=0.5$  Тор и среднем значении электрического поля  $E = 3$  В/см. Ярко светящиеся зоны, это области с большой частотой ионизации. Результаты показывают, что водород быстрее ионизируется, чем гелий, ближе к катодной области.

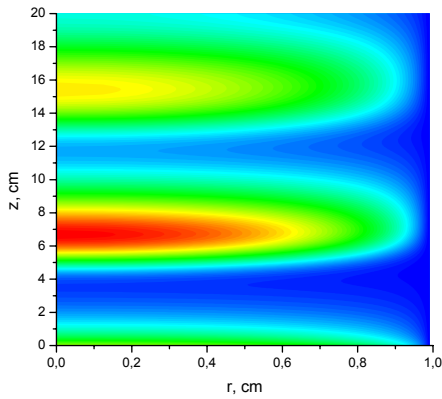


Рисунок 4 – Пространственное распределение плотности электронов в гелии

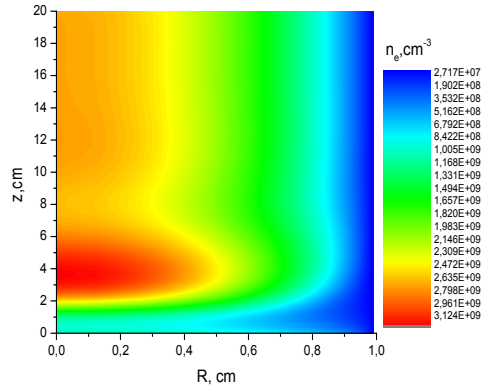


Рисунок 5 – Пространственное распределение плотности электронов в водороде

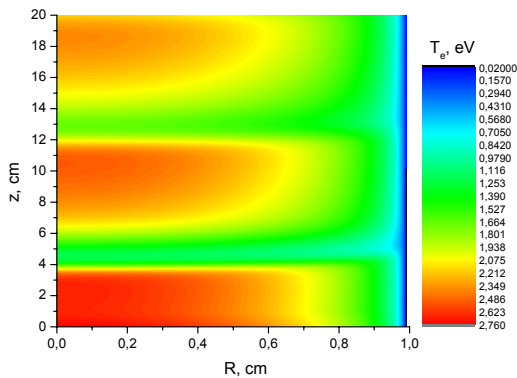


Рисунок 6 – Пространственное распределение температуры электронов в гелии

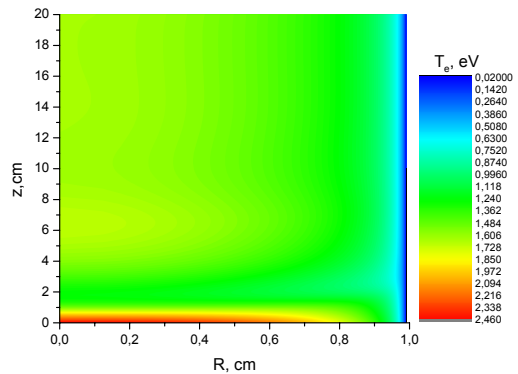


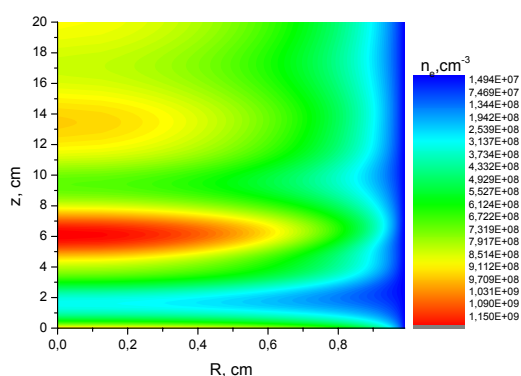
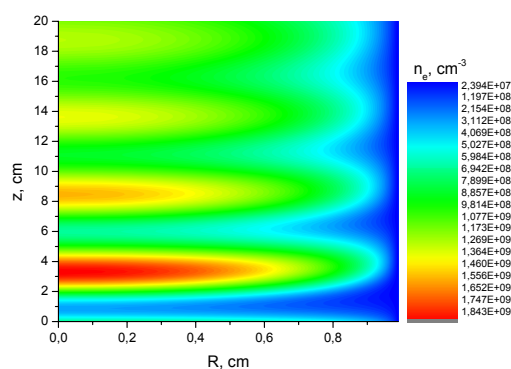
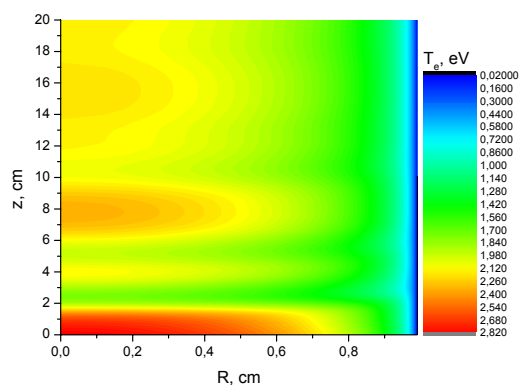
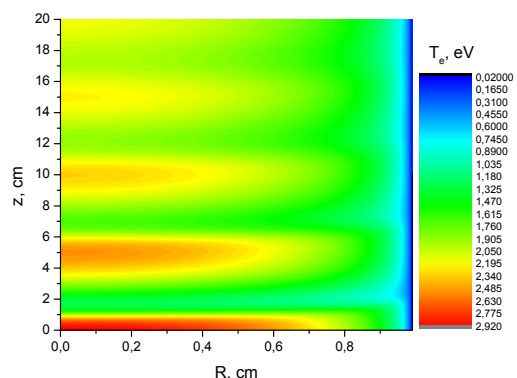
Рисунок 7 – Пространственное распределение температуры электронов в водороде

На рисунках 8–11 были сравнены пространственные распределения плотности и температуры электронов в смеси гелия с водородом (1 и 10 процент) при давлении  $p = 0.5$  Тор и среднем значении электрического поля  $E = 3$  В/см. Было замечено, что при добавлении примеси водорода к гелию увеличивается число страт, то есть ярко светящиеся зоны регулярно чередующиеся с темными промежутками.

**Заключение.** Представлена нелокальная кинетическая модель плазмы положительного столба тлеющего разряда в трубке в гелии при различных концентрациях примеси водорода. Модель основана на одновременном решении кинетического уравнения Больцмана для функции распределения электронов по энергиям, нестационарного уравнения непрерывности для ионов, а также электрического поля для аксиальных зависимостей параметров плазмы. Для нахождения радиальных зависимостей использовалось приближение амбиполярной диффузии и условие зависимости ФРЭЭ от полной энергии электронов.

Получены двумерные аксиальные и радиальные распределения параметров плазмы (плотность электронов, электрического поля и температуры электронов) положительного столба разряда в трубке в гелии при различных (0-10%) концентрациях примеси водорода.



Рисунок 8 – Пространственное распределение плотности электронов в He/H<sub>2</sub>[1%]Рисунок 9 – Пространственное распределение плотности электронов в He/H<sub>2</sub>[10%]Рисунок 10 – Пространственное распределение температуры электронов в He/H<sub>2</sub>[1%]Рисунок 11 – Пространственное распределение температуры электронов в He/H<sub>2</sub>[10%]

Было показано, что: а) добавка водорода в гелий существенно меняет характеристики плазмы разряда; б) при добавлении примеси водорода к гелию увеличивается плотность электронов, так как ионизовать водород легче, чем гелий; в) водород быстрее ионизируется, чем гелий, ближе к катодной области; г) при добавлении примеси водорода к гелию увеличивается число страт.

Исследование выполнено при поддержке Министерства образования и науки Республики Казахстан в рамках гранта 1115/ГФ 2013(ЭП-10) и Министерством образования и науки Российской Федерации.

## REFERENCES

- 1 Kolobov V.I. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **2006**, 39, R487–R506.
- 2 Fedoseev A V and Sukhinin G I *Plasma Phys. Rep.*, **2004**, 30, 1061.
- 3 Sukhinin G. I. and Fedoseev A.V. *High Temp.* **2006**, 44, 157.
- 4 Sukhinin G I, Fedoseev A V, Ramazanov T S, Dzhumagulova K N and Amangaliyeva R Zh *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **2007**, 40, 7761.
- 5 Golubovskii Yu.B., Maiorov V.A., Porokhova I.A. and Benhke J. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **1999**, 32, 1391.
- 6 Sigener F. and Winkler R. *Contrib. Plasma Phys.*, **1996**, 36, 551.
- 7 Kolobov V.I. and Godyak V.A. *IEEE Trans. Plasma Sci.* **1995**, 23, 503.
- 8 Maiorov S.A., Ramazanov T.S., Dzhumagulova K.N., et al. *Physics Of Plasmas*, **2008**, 15 093701.
- 9 Ramazanov T.S., Daniyarov T.T., Maiorov S.A., et al. *Contrib. Plasma Phys.*, **2011**, 51505–508.
- 10 Sukhinin G.I., Fedoseev A.V., Ramazanov T.S., Amangaliyeva R.Zh., Jumabekov A.N., Dosbolayev M.K. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **2008**, 41, 245207.
- 11 A.V. Fedoseev, G.I. Sukhinin, T.S. Ramazanov, et al. *Thermophys. and Aeromech.*, 18 (2011) 615-627.
- 12 Morgan W.L., Boeuf J.P., Pitchford L. *Siglo Data Base, CPAT and Kinema Software* (<http://nl.lxcat.net/data>), **1998**.
- 13 McDaniel E.W. and Mason E.A. *The Mobility and Diffusion of Ions in Gases New York: Wiley*, **1973**, 2, 124

### Резюме

*Н. Х. Бастықова, Т. С. Рамазанов, Г. И. Сухинин, С. К. Қоданова, А. В. Федосеев*

#### СОЛҒЫН РАЗРЯДТЫҢ ОҢ БАҒАНЫНДАҒЫ ПЛАЗМА ПАРАМЕТРЛЕРІНІҢ ТАРАЛУЫНА HE-H<sub>2</sub> ГАЗ ҚОСПАСЫНЫҢ ӘСЕРІ

Жұмыста стратифицирленген солғын разрядтың плазма параметрлеріне He-H<sub>2</sub> газ қоспасының әсері зерттелді. Сандық модель электрондардың энергия бойынша таралу функциясы үшін кинетикалық Больцман теңдеуі, иондар үшін үзіліссіздік теңдеуі және электр өрісі үшін Пуассон теңдеуін шешуге негізделген. Гелий газына әртүрлі сутегі қоспасын қоса отырып плазма параметрлерінің (электрон тығыздығы, электрон температурасы және электр өрісі) екі өлшемдік таралулары алынды. Сутегіні гелий газына қосқанда разрядтағы плазма қасиеттері өзгеретіні көрсетілді.

### Summary

*N. H. Bastykova, T. S. Ramazanov, G. I. Suhinin, S. K. Kodanova, A. V. Fedosseev*

#### THE INFLUENCE OF HE-H<sub>2</sub> GAS MIXTURES ON PLASMA PARAMETERS IN POSITIVE COLUMN OF GLOW DISCHARGE

In this work the influence of He-H<sub>2</sub> gas mixtures on plasma parameters in a stratified glow discharge are investigated. The model is based on the simultaneous solving of the Boltzmann equation for the electron energy distribution function (EEDF), not stationary continuity equation for ions, as well as the Poisson equation for the electric field. Two-dimensional axial and radial distributions of plasma parameters (density of electrons, electron temperature and electric field) in helium at different number densities of hydrogen impurities are obtained. It is shown that the addition of the hydrogen into helium significantly changes the characteristics of plasma discharge.

УДК 539.9

*С. К. КОДАНОВА, А. И. КЕНЖЕБЕКОВА*

(НИИЭТФ, Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан)

#### РАСЧЕТ ДРЕЙФА ЭЛЕКТРОНОВ В ПЕРЕМЕННОМ НЕОДНОРОДНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ СИСТЕМ ЭЛЕКТРОДОВ В БАРЬЕРНОМ РАЗРЯДЕ

**Аннотация.** Возможность получения новых методов формирования сверхточных изображений в цифровой печати и копировальных машинах является важным новым направлением в использовании свойств барьерного разряда. В настоящей работе рассмотрен дрейф электронов в переменном неоднородном электрическом поле для различных систем электродов в барьерном разряде, рассчитанных методом Монте Карло. Представлены распределения скорости дрейфа электронов внутри разрядного промежутка для случаев плоской, цилиндрической и сферической симметрии при одном и том же приложенном напряжении и длине газового промежутка.

**Ключевые слова:** барьерный разряд, электрическое поле, распределение скорости дрейфа.

**Тірек сөздер:** барьер разряды, электр өрісі, дрейф жылдамдығының таралуы.

Электрический пробой газового промежутка между диэлектриком и металлом используется во многих современных приборах и технологиях. Это плазменно-стимулированные процессы травления и осаждения, включая технологии получения тонких пленок, упрочнения поверхностей, обработка материалов – легирование и полировка. Многие элементы барьерного разряда используются в медицине, источниках ионов, технологиях обеззараживания.

Плазма барьерного разряда обладает такими характерными особенностями, как пространственная неоднородность, сильная неравновесность плазмы и т.д. Движение электронов моделируем методом Монте Карло с учетом столкновений электронов с атомами газа в переменном сильно неоднородном электрическом поле. В методах, основанных на моделях сплошной среды, возникает необходимость дробления шагов по времени для точного решения моментов времени, в которых протекает большой ток. Кроме того, необходимо использовать мелкие шаги по пространственным координатам в области большого объемного заряда вблизи поверхности диэлектрика. Все это делает более привлекательным метод частиц и Монте Карло для моделирования барьерного разряда.

Одним из факторов, приводящим к сильной неоднородности является геометрический фактор. Поэтому рассмотрим три различных случая:

- 1) Плоский случай, когда разряд горит между двумя плоскими пластинами, одна из которых покрыта диэлектриком, а расстояние между которыми значительно меньше их размера;
- 2) Случай цилиндрической симметрии, когда разряд горит между цилиндрическим катодом (проволочкой) и внешним электродом – анодом;
- 3) Случай сферической симметрии, когда в качестве катода выступает покрытая диэлектриком сфера.

Были определены граничные условия для электростатического потенциала. В плазме барьерного разряда, как и в любом другом, выполняется условие квазинейтральности и электрическое поле формируется из условия поддержания плазмы существующими токами. В условиях барьерного разряда, при очень большой нестационарности можно пренебречь влиянием объемного заряда.

Из теоремы Остроградского-Гаусса следует, в трех случаях для напряженности электрического поля  $E(r)$  получаем

$$E(r) = E_0 [a / (r+a)]^s, \quad (1)$$

где  $s = 0, 1, 2$  для плоского, цилиндрического и сферических электродов. Здесь  $r$  отсчитывается от границы диэлектрика толщины (радиуса)  $a$ . Естественно, что в плоском случае поле не зависит от толщины диэлектрика. Напряженность поля на поверхности диэлектрика  $E_0$  определяется разностью потенциалов  $U$ , длиной разрядного промежутка  $L$  и толщиной диэлектрика по следующим формулам:

$$E_0 = U / L, \quad s = 0 \quad (2)$$

$$E_0 = (U / a) \ln(1 + L / a), \quad s = 1 \quad (3)$$

$$E_0 = (U / a)(1 + a / L), \quad s = 2 \quad (4)$$

Как следует из этих формул, поле на поверхности неплоского диэлектрика определяется в основном только напряжением и радиусом кривизны, а длина разрядного промежутка участвует в виде малой поправки.

Граничные условия для электронов выберем следующие:

- 1) На катоде: электрон, пересекающий катод, упруго отражается с той же энергией;
- 2) На аноде: электрон, пересекающий анод, вбрасывается из катода с энергией, равной температуре атомов (катода);
- 3) При акте ионизации электроном атома внутри разрядного промежутка второй электрон выбирается из ближайшего к катоду и перемещается в точку ионизации, при этом его энергия полагается равной энергии выбитого при акте ионизации электрона.

Такой алгоритм позволяет рассчитать и проанализировать основные характеристики барьерного разряда в момент времени, когда перенос можно полагать квазистационарным, падение потенциала равно заданному.

Процедура Монте Карло для розыгрыша столкновений описана в работе С. А. Майорова\*. На рисунке 1 представлено распределение скорости дрейфа электронов внутри разрядного промежутка для случаев плоской, цилиндрической и сферической симметрии при одном и том же приложенном напряжении 100 В и длине промежутка 1 см.

\* Майоров С.А. Физика плазмы, 2007, 33, №7, 637.

Для демонстрации основных особенностей барьерного разряда и алгоритма расчета переноса электронов в разрядном промежутке рассмотрим промежуток толщиной 1 см  $0 < r < L$ , заполненный аргоном при давлении 40 Па ( $10^{17}$  атомов в  $\text{см}^{-3}$ ), с падением напряжения на газовом промежутке 100 В и толщиной диэлектрика 1 мм.

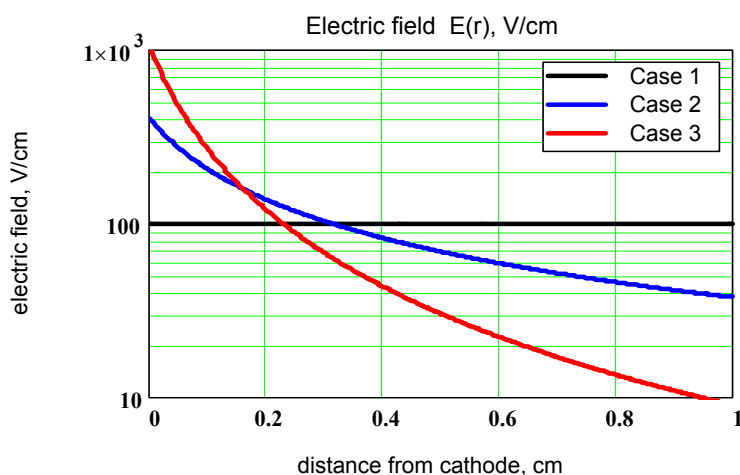


Рисунок 1 – Распределение напряженности электрического поля внутри разрядного промежутка для случаев плоской, цилиндрической и сферической симметрии при одном и том же приложенном напряжении 100 В и длине промежутка 1 см

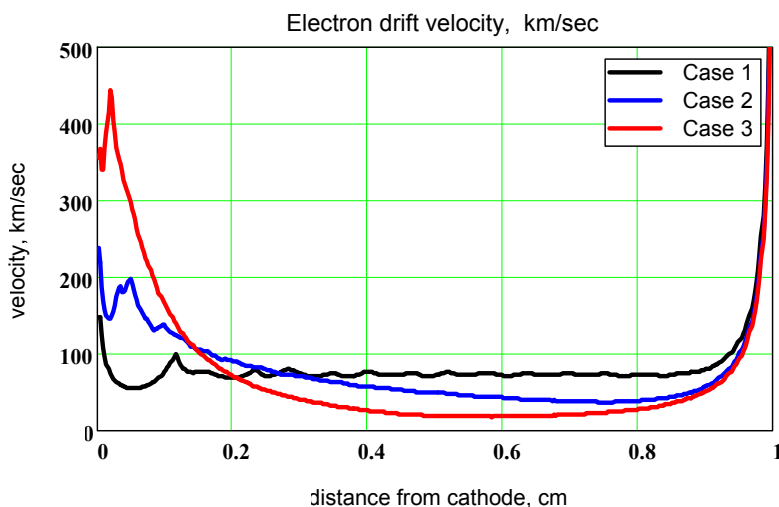


Рисунок 2 – Распределение скорости дрейфа электронов внутри разрядного промежутка для случаев плоской, цилиндрической и сферической симметрии

Представленные результаты расчетов барьерного разряда для случаев плоской, цилиндрической и сферической симметрии при одном и том же приложенном напряжении и длине промежутка дают общее представление о влиянии формы электродов на характеристики разряда. Анализ этих результатов позволит сформулировать рекомендации по выбору параметров разряда и геометрических характеристик электродов. Для этой цели может понадобиться проведение массовых расчетов для изучения влияния на исследуемые характеристики входных параметров системы – состава и давления газа, геометрических размеров, а также временных характеристик прикладываемого напряжения.

**Резюме**

*С. К. Қоданова, А. И. Кенжебекова*

**БАРЬЕРЛІК РАЗРЯДТА ӘРТҮРЛІ ЭЛЕКТРОДТАР ЖҮЙЕСІ ҮШІН АЙНЫМАЛЫ  
БІРТЕКТІ ЕМЕС ЭЛЕКТР ӨРІСІНДЕ ЭЛЕКТРОНДАР ДРЕЙФІН ЕСЕПТЕУ**

Цифрлық баспа және көшірме аппараттарында анық кескіндерді алудың жаңа тәсілдерін алу мүмкіндіктері барьерлік разряд қасиеттерін қолдануда маңызды жаңа бағыт болып табылады. Бұл жұмыста Монте Карло тәсілімен есептелген Барьерлік разрядта әр түрлі электродтар жүйесі үшін айнымалы біртекті емес электр өрісінде электрондар дрейфін есептеу қарастырылған. Белгілі кернеудегі және белгілі газдық кеңістік үшін жазық, цилиндрлік және сфералық симметрия жағдайларында разрядтық кеңістіктегі электрондардың дрейфтік жылдамдығының таралуы берілген.

**Тірек сөздер:** барьер разряды, электр өрісі, дрейф жылдамдығының таралуы.

**Summary**

*S. K. Kodanova, A. I. Kenzhebekova*

**CALCULATION OF THE ELECTRON DRIFT IN AN ALTERNATING NON-UNIFORM ELECTRIC FIELD  
FOR DIFFERENT ELECTRODE SYSTEMS IN A BARRIER DISCHARGE**

Possibility of obtaining new methods of generating excess accurate images in digital printing and copying machines is an important new trend in the use of the properties of the barrier discharge. In this paper the drift of electrons in an alternating non-uniform electric field for different electrode systems in barrier discharge calculated by the Monte Carlo are considered. The distribution of the electron drift velocity in the discharge gap of cases for planar, cylindrical, and spherical symmetry at the same applied voltage and the length of the gas gap are presented.

УДК 537.291, 533.9

*Д. Г. БАТРЫШЕВ, Т. С. РАМАЗАНОВ, М. К. ДОСБОЛАЕВ, М. Т. ГАБДУЛЛИН, С. А. ОРАЗБАЕВ*

**СЕПАРАЦИЯ ПОЛИДИСПЕРСНЫХ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ  
В ПЛАЗМЕ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ЕМКОСТНОГО РАЗРЯДА**

**Аннотация.** В работе рассматривается метод сепарации полидисперсных частиц в плазме высокочастотного разряда. На основе полученных результатов по исследованию эквипотенциального поля плазмы даются условия, при котором реализуется данный метод сепарации. Целью настоящей работы является получение монодисперсных сепарированных частиц в плазме высокочастотного емкостного разряда. Получены образцы монодисперсных нано- и микропорошков оксида кремния ( $\text{SiO}_2$ ) и оксида алюминия ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ). Изучены размеры, химический состав образцов на сканирующем электронном микроскопе Quanta 3D 200i (SEM, USA FEI company). Средний диаметр монодисперсных наночастиц  $\text{SiO}_2$  равен 600 нм, а микрочастиц  $\text{SiO}_2$  и  $\text{Al}_2\text{O}_3$  – 5 мкм. Тогда как размеры полидисперсных частиц составляли от сотен нанометров до 100 микрометров.

В настоящей работе предлагается метод получения монодисперсных нано- и микрочастиц на основе способа сепарации полидисперсных пылевых частиц в плазме высокочастотного емкостного разряда. Изучение рынка монодисперсных порошков позволило сделать оценку, что спрос на монодисперсные частицы растет, связано это комплексом качеств и свойств, используемых фракций монодисперсных материалов, главным из которых является однородность. Существуют различные механизмы получения монодисперсных частиц: диспергирование в твердых и жидких фазах, электролитическое осаждение, химические методы, методы, основанные на процессах испарения и конденсации, а также сепарация в активной среде. Перечисленные методы имеют свои положительные стороны и недостатки, главным отличием и условием предпочтения для каждого

являются такие характеристики, как производительность, технологичность, дисперсность получаемого продукта или его чистота. Но, пожалуй, основным недостатком является отсутствие широкого применения монодисперсных нанопорошков и микропорошков из-за отсутствия промышленных производств, требуемой мощности по выпуску нано- и микропорошков с малой дисперсностью и заданными характеристиками.

Разработанный метод получения монодисперсных нано- и микрочастиц в плазме высокочастотного емкостного разряда отвечает высоким требованиям, а именно широкий диапазон сепарации частиц от 600 нм до сотни микрон, чистота продукта и использование различных материалов вне зависимости от проводимости или магнитной восприимчивости [1, 2].

Экспериментальная установка для сепарации полидисперсных микрочастиц  $\text{SiO}_2$  и  $\text{Al}_2\text{O}_3$  с начальными размерами от сотен нанометров до 100 мкм представлена на рисунке 1. Данная установка состоит из рабочей камеры (1), высокочастотного (4) и звукового генератора, «электроловушки» (8), диспергирующего элемента (5), пары дисковых электродов (2), ловушки (6) и контейнера (7) для сбора сепарированных частиц. Также по бокам камеры имеются стеклянные фланцы (3) для визуализации плазменных процессов. Для процесса сепарации были использованы следующие значения параметров плазмы: давление газа (аргон)  $10^{-2} - 1$  Тор, мощность разряда 0,5 – 30 Вт.

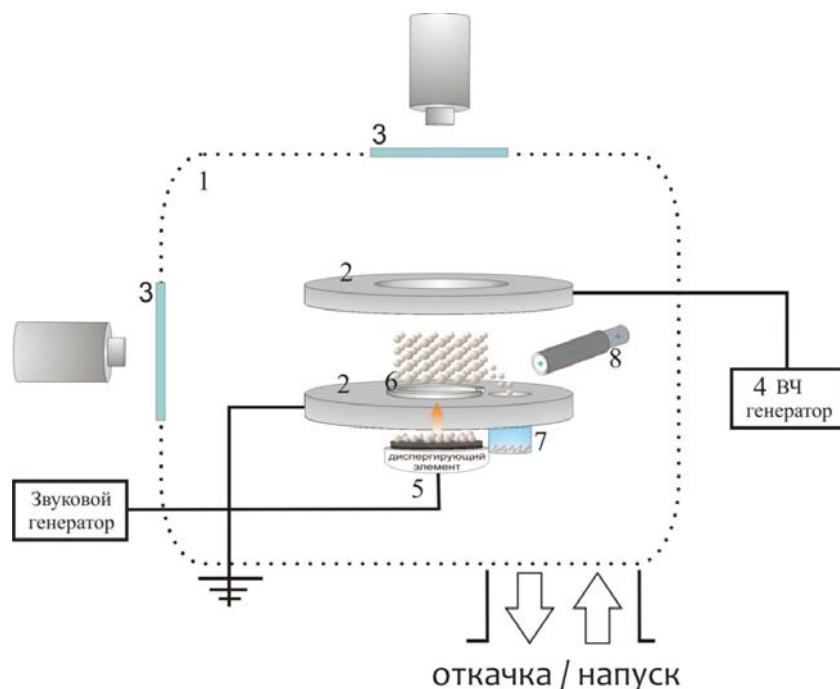


Рисунок 1 – Принципиальная схема установки

На рисунке 2 представлены образцы полученных сепарированных частиц  $\text{SiO}_2$  и  $\text{Al}_2\text{O}_3$  с размерами  $5 \pm 1$  и  $5 \pm 3$  мкм соответственно, при значениях мощности разряда 1,5 Вт и давлениях газа для  $\text{SiO}_2$  – 0,30 Тор, для  $\text{Al}_2\text{O}_3$  – 0,15 Тор. Снимки были получены на сканирующем электронном микроскопе Quanta 3D 200i (SEM, USA FEI company).

Соответствующие графики распределения частиц по размерам представлены на рисунке 3.

Предлагаемый метод получения сепарированных частиц включает поэтапное сепарирование по массам, поэтому для частиц  $\text{SiO}_2$  отклонение от среднего размера 5 мкм мала по сравнению с  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . Объяснение этому – сферическая форма у частиц  $\text{SiO}_2$ , тогда как у  $\text{Al}_2\text{O}_3$  она нарушена. Следовательно, частицы  $\text{SiO}_2$ , имеющие одинаковые геометрические размеры, имеют одинаковую массу, а у  $\text{Al}_2\text{O}_3$  одинаковым массам соответствуют разные формы и размеры частиц.

Для сепарации наночастиц была задействована «электроловушка», представляющая собой два коаксиально расположенных цилиндрических электродов с диэлектриком между ними для изоляции. На электроды подается высокое напряжение (0 – 600 В) для получения конфигурации электрического поля, которое искажает эквипотенциальную поверхность плазмы, тем самым создавая

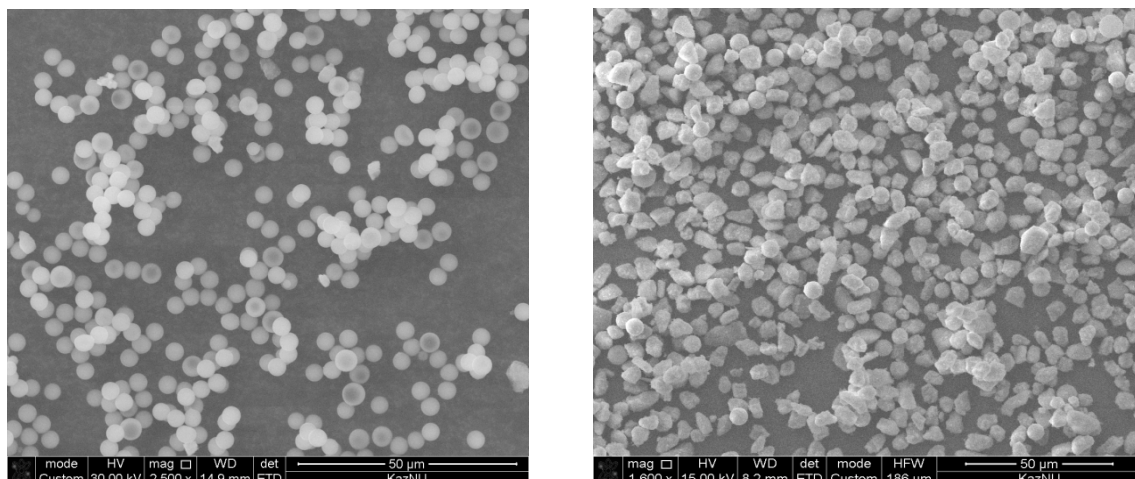


Рисунок 2 – Сепарированные частицы SiO<sub>2</sub> (слева) и Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (справа)

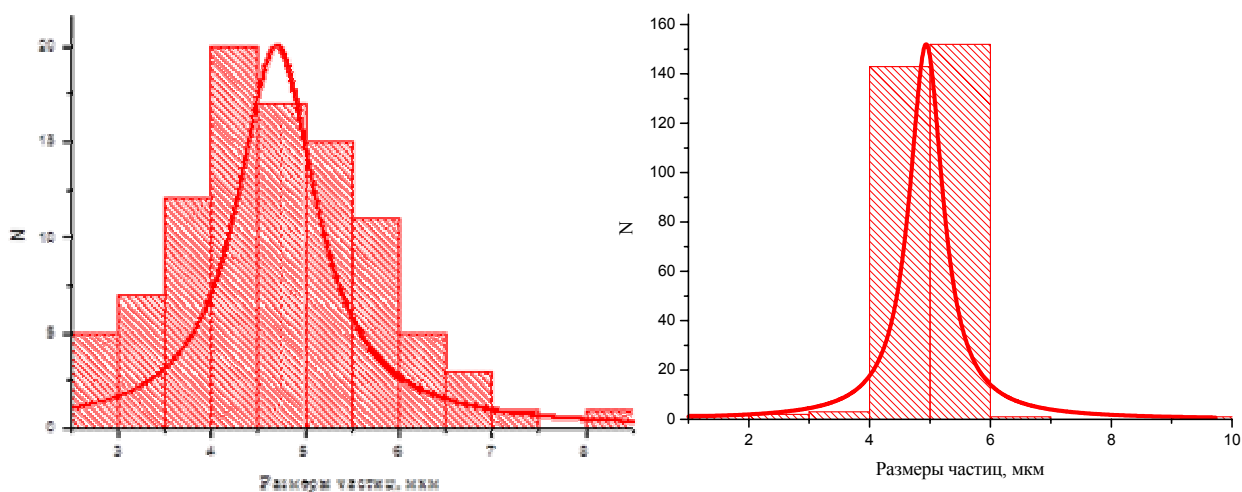


Рисунок 3 – График распределения сепарированных частиц Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (слева) и SiO<sub>2</sub> (справа) по размерам

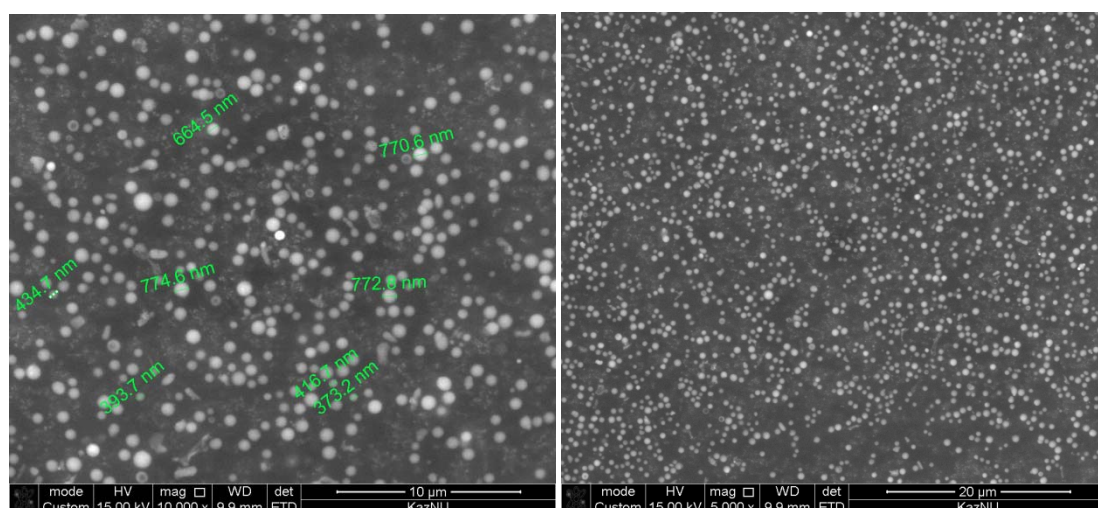


Рисунок 4 – Сепарированные наночастицы SiO<sub>2</sub>

условия для сбора наночастиц, тогда как микрочастицы изолированы в ловушке в виде замкнутого кольца.

На рисунке 4 представлены образцы сепарированных наночастиц SiO<sub>2</sub> при значениях мощности разряда 0,5 Вт, давления газа  $6 \cdot 10^{-2}$  Тор и напряжении на «электроловушке» 350 В.



Соответствующий график распределения наночастиц по размерам представлен на рисунке 5.

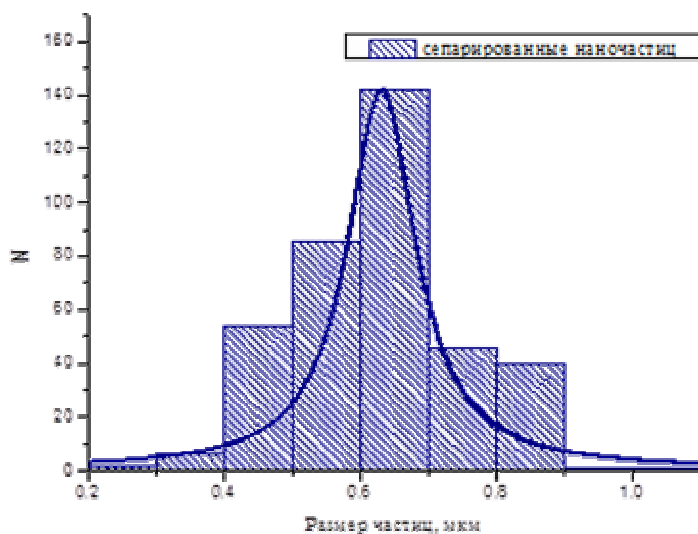


Рисунок 5 – Гистограмма наночастиц SiO<sub>2</sub>

Данная работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Республики Казахстан в рамках гранта 1081/ГФ-2014.

#### REFERENCES

- 1 D.G. Batryshev, T.S. Ramazanov, M.K. Dosbolayev, M.T. Gabdullin, N.S. Dagarov, The method of obtaining monodisperse particles in plasma of radio-frequency discharge // Dusty plasma in application., Odessa, 25-29 August, 2013.
- 2 Dosbolayev M.K., Utegenov A.U., Ramazanov T.S., Daniyarov T.T. Structural and transport properties of dust formation in plasma of noble gases mixture in RF discharge // Contrib. Plasma Phys. – 2013. – V. 53, №. 4-5. – P. 426-431.DPA-3.2010. Odessa. Naukova Dumka. P.26-29

#### Резюме

*Д. Г. Батрышев, Т. С. Рамазанов, М. К. Досболаев, М. Т. Фабдуллин, С. А. Оразбаев*

#### РАЗРЯД ПЛАЗМАСЫНДА ПОЛИДИСПЕРСТІ ТОЗАҢДЫ БӨЛШЕКТЕРДІ ЕЛЕКТЕУ ҮДЕРІСІ

Бұл тәжірибелік жұмыста жоғарғы жиілік разряд плазмасында полидисперсті тозаңды бөлшектерден монодисперсті бөлшектерді електеу әдісі зерттелді. Полидисперсті бөлшектерді електеу әдісі плазмадағы эквипотенциал өрісті зерттеу нәтижесіндегі алынған шарттармен орындалады. Зерттеу нәтижесінде монодисперсті кремний тотығы (SiO<sub>2</sub>) және алюминий тотығының (Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) үлгілері алынған және Quanta 3D 200i (SEM, USA FEI company) электрондық микроскопында алынған үлгілердің өлшемдері және химиялық құрамы зерттелді. Алынған монодисперсті SiO<sub>2</sub> нанобөлшектердің орташа өлшемдері – 600 нм, ал SiO<sub>2</sub> және Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> микробөлшектердің орташа өлшемдері – 5 мкм болды.

#### Summary

*D. G. Batryshev, T. S. Ramazanov, M. K. Dosbolayev, M. T. Gabdullin, S. A. Orazbayev*

#### SEPARATION PROCESS OF POLYDISPERSE DUST PARTICLES IN THE PLASMA OF RADIO-FREQUENCY DISCHARGE

Method of separation of polydisperse particles in the plasma of radio-frequency (RF) discharge is considered. Investigation of plasma equipotential field gives conditions for separation. The purpose of this work is obtaining of monodisperse particles in the plasma of RF discharge. Samples of monodisperse nano- and microparticles of silica and alumina were obtained. The size and chemical composition of samples were studied on an scanning electron microscope Quanta 3D 200i (SEM, USA FEI company). Average size of monodisperse silica nanoparticles is 600 nm, silica and alumina microparticles is 5 μm.



*A. FIRSOV<sup>1</sup>, B. LOECHEL<sup>1</sup>, A. SVINTSOV<sup>2</sup>, S. ZAITSEV<sup>2</sup>*

(<sup>1</sup> BESSY GmbH, Anwenderzentrum für Mikrotechnik (AZM), Albert-Einstein-Str. 15, 12489 Berlin, Germany  
phone: +49-30-8062-14667, e-mail: [firsov@bessy.de](mailto:firsov@bessy.de))

(<sup>2</sup> Institute of Microelectronics Technology and High Purity Materials (RAS),  
142432 Chernogolovka, Moscow region)

## FABRICATION OF RAINBOW HOLOGRAMS USING SEM BASED E-BEAM LITHOGRAPHY

**Keywords:** security, rainbow hologram, e-beam lithography, nanostructures, nanoimprint, polymers, nickel stamp.

**Introduction.** Optical grating structures enable a controlled manipulation of visible light by interference effects occurring in evenly spaced nanostructures. Sets of diffractive gratings generate rainbow “holograms” which are used as security features [1] for the protection of products and official documents (passports, ID cards, etc.). It was recognized rather early that e-beam lithography could produce structures of highest quality [e.g. 2, 3, 4, 5, 6]. Flexibility in shape of elemental gratings as additional security in comparison to optical dot-matrix technique was pointed out in [6, 7]. However, the fabrication of appropriate structures in the submicron and nanometer range is technically very demanding and requires a complicated and costly equipment. The main challenge is a large area of the “hologram” which is comparable with products of semiconductor industry. Therefore usually industrial e-beam lithographs are used for stamp fabrication [8], which leads to fairly high costs for these holographic components. All the above facts increase the cost of a final product.

This article is devoted to the description and substantiation of a technology based on an electron-beam lithography with the use of such a cheap device, as the column of scanning electron microscopes. The technology allows an essentially reduction of the cost of stamps for rainbow “holograms”. The discussion explains why the quality of a rainbow “hologram” nevertheless remains high. The basic formulas used at designing rainbow “holograms” are submitted. The color synthesis in this case appears to be distinct from color synthesis in a dot-matrix technology [9,10].

The fabrication of suitable nanoimprint stamps made of nickel with feature sizes down to 100 nm is also described.

**Physics and optics of rainbow holograms.** The reflection of white light from a diffraction grating is known to result in light decomposition, to give a rainbow. This means that a viewer would see the site of a white light reflection in color at a certain positioning of a light source and a diffraction grating. A slight displacement of the viewer eye or slight swinging would cause changes in the color of the reflection site. The color observed depends on the angle of white light incidence, observation angle and diffraction grating period. Varying the grating period, a reflection can be obtained such that a viewer would simultaneously see three different sites of different colors. These properties make the basis of rainbow holograms. The surface of a sample is filled with diffraction gratings of various periods so that a full-color image could be seen at a proper positioning of a viewer with respect to a light source. A general disadvantage of creation of a colored image with diffraction gratings is that the color of a product changes upon its swinging. Although a grating pack is not a real hologram, these products are commonly called rainbow holograms. Other terms occasionally used are grating-pixel holograms or iridescent holograms OVDs [11].

**Gratings size and image stability.** As to practical usage of a rainbow “hologram”, it should be noted that the rainbow angular size at reflection could be made so small that a viewer would see the reflected

light only with one eye. So, other gratings sets can be drawn in such a way that would send color light to the other eye of the viewer. This means that two different images can be created, each seen with one eye alone. It follows that a stereo effect, an illusion of observing a three-dimensional image, can be created. One more important thing is to be mentioned. It turns out that diffraction gratings even if they do not consistently fill the surface, can form a fairly bright image. Filling of the surface by 5% gives an excellent brightness when viewed in the sunlight. So, for example, ten stereoscopic pairs of images reflecting at different angles can be drawn and a viewer could see all the ten (stereoscopic) images by simply swinging the rainbow hologram. So the illusion of observing a moving 3D colored image can be created by forming diffraction gratings properly arranged on the sample surface.

The number of images drawn depends on the size of a diffraction grating: the smaller the size, the greater number of images can be drawn. Naturally, there exists a limitation to the minimum size of a grating; if the size is small the amount of reflected light is small too and the image brightness is low. Therefore, the minimum grating size and the maximum number of images drawn are also determined by the illumination brightness. There is one more condition limiting the grating size  $d$ . Light diffraction on a square pixel (square grating) of  $d$  size at reflection causes an angular divergence (blurring) by the order of magnitude  $\lambda/d$  in both directions ( $\lambda$  is a wavelength). Therefore, a too small size of a grating can give rise to a situation where diffractive divergence is high and reflected rays would fall on both eyes, which means that the creation of a stereoscopic effect is impossible for a small grating size  $d$ .

One more point to be mentioned here concerns the optimum size of a diffraction grating. The grating size seems of no special importance because diffraction angles are determined by a grating period. However, the stability of colored image observation is essential for a viewer (for example, upon swinging in different directions or slight vibration). Therefore, the above angular divergence (blurring) could be of use because swinging at angles smaller than diffraction blurring  $\lambda/d$  would not cause the disappearance of an image or appreciable changes in the color. So, a reduction of a grating size would make the image observation more stable, and the stability is the higher, the greater the angular blurring.

The above consideration leads to the conclusion that an optimum grating size  $d$  is determined by a set of conditions. The package “RainBow” [12] opens up possibilities for a user to make an optimum design. The second part of the package permits in situ simulation of the above factors to predict an image before a real hologram fabrication what makes hologram optimization quicker and cheaper.

**Color generation.** Color synthesis in a rainbow hologram is usually based on the so called RGB color model [14]. The model requires the provision of definite intensities of R, G, B components. Several ways are known to control the intensity of color light reflection by diffraction gratings. One is to control the intensity via the grating size, the larger the grating area, the more light it would reflect towards a viewer. Another means is to change the height of the diffraction grating relief; if the relief height is smaller than optimum, the image would be dim and pale. One more way of changing the reflection efficiency is to change a grating duty cycle. An optimum duty cycle is 50% (step width is equal to the half period); by reducing the duty cycle (decreasing the step width without changing the grating period) one can change the intensity.

The formula relating the intensity  $I$  of diffracted light (in the first order of diffraction) with a duty cycle ( $h/d$ ) of the grating is

$$\frac{I}{I_0} = \frac{1}{2} \left[ 1 - \cos\left(\frac{2\pi h}{d}\right) \right]$$

where  $h$  is a grating step width. It is seen that maximum diffraction is achieved at  $h$  equal to the half of period  $d$ .

Each of the methods has its own disadvantages. Realization of the duty cycle method gives structures (“ridges”) with a high aspect ratio that could be unstable at mechanical printing. Changes in the grating size result in a large change of the divergence angle resulting to color distortion at swinging. Variation of the relief modulation is difficult to realize in practice because of low tolerance of the development process to variations of a dose, time and temperature of development. The method is unpractical for a resist of high contrast.

The two first approaches seem preferable owing to the technological aspects of hologram fabrication and “RainBow” provides a possibility to choose and apply any of the two or even to exploit them simultaneously.

Note that the dot-matrix technique does not allow changes of the duty cycle.

**Controllable blurring for color stability.** Due to diffraction the elementary grating restricted by the  $a_x$  and  $a_y$  sizes has a natural angular blurring  $\gamma_x$ ,  $\gamma_y$  which, with good accuracy, can be calculated as

$$\gamma_x \cong 2 \frac{\lambda}{a_x}; \quad \gamma_y \cong 2 \frac{\lambda}{a_y}.$$

This blurring is of fundamental character and cannot be reduced by any of available methods. The formula shows that blurring depends on the wavelength and can considerably differ in value. This means that red pixels on hologram rotation become extinguished later than blue pixels, which makes the colors of the picture distorted. The “RainBow” package helps to avoid this effect through equalizing angular blurrings for different wavelengths via the possibility to set an additional (although controllable) blurring. The procedure is as follows: a user defines a desirable angular blurring  $\gamma_0$ , then the software compares the blurring with an irreducible value and adds a controllable part of blurring. Outwardly, it looks like a slight distortion of the diffraction grating shape when straight grating strips are changed with arcs (Fig.3, Fig.6).

The dot-matrix technology does not allow producing such patterns and therefore direct writing with electron lithography has definite advantages in the production of hologram with stable color image.

**Gray-scale hologram.** Higher color stability at swinging can be illustrated with an example of gray tone hologram. With the dot-matrix technology, a gray-tone pixel of designed image is represented with 3 gratings of an (approximately) equal size. The lower the intensity of the gray pixel, the smaller are the corresponding sizes of the three gratings. As was mentioned above a smaller grating have larger diffractive angle divergence (blur). This means that at swinging larger gratings become less visible and on the contrary smaller gratings preserve visibility. As a whole the intensity of a gray-tone picture would be distorted at swinging. Moreover blue color has a tendency to extinction and the swinging would result in the coloration of a primordial gray-tone image. The tolerance of a gray-ton hologram to swinging can be reinforced by adding a controllable blur. The tolerance of a gray-tone hologram to swinging is a good feature allowing a hologram fabricated with electron lithography to be discerned from the hologram produced by the dot-matrix technique. So the controllable blur provides an additional degree of security for a rainbow hologram.

**Usage of conventional SEM columns as lithographs.** The expenses of rainbow hologram production can be radically reduced if scanning electron microscopes (SEM) columns are used instead of industrial lithographs. An up-to-date SEM costs 150 to 300 thousand Euros, which is 10 to 30 times less than an industrial lithograph [8]. Generally the speed of drawing with SEM is slower than with industrial lithographs but for certain products, e.g. for rainbow holograms, the speed does not differ much and rainbow a hologram with an area of a square inch can be created within 6 to 8 hours.

The transformation of a SEM columns into a lithograph requires special hard- and software systems, e.g. NanoMarker [13]. Another important component is a special editor to transform color images presented e.g. in the \*.bmp format into properly arranged diffraction gratings and to present the data in a format convenient for electron lithography. The software mentioned (“RainBow”) provides an additional possibility of modeling image observation. This function is of importance in the step of designing because simulation of image formation helps to determine the arrangement of diffraction gratings prior to fabrication and testing of rainbow holograms.

The comparison with an SEM based lithograph with a machine of variable beam shape shows that due to non-parallelism of the gratings (see Fig.3) the main advantage of the machines (writing with narrow but long strip) cannot be realized, so the system based on SEM has similar throughput at much more attractive cost.

**Design of rainbow holograms.** Let consider some examples of designing a hologram and data preparation for electron lithography. Each (digital) color image consists of three monochromatic images corresponding to three basic colors red (R), green (G), and blue (B). The brightness of each pixel corresponds to the color intensity of this pixel. A magnified fragment of an image (yellow ball) decomposed into three color components with the basic colors intensities presented in the scale of gray is shown in Fig. 2. It is seen that yellow-color consists of fairly intense R, G, and B pixels.

The next step is to determine the period of diffraction gratings on the basis of a pre-set geometry of illumination and observation. This step also includes consideration of R, G and B intensities via the calculation of a duty cycle or gratings area. Special attention is devoted to equalizing the divergence angle for all R, G and B pixels along the whole image.

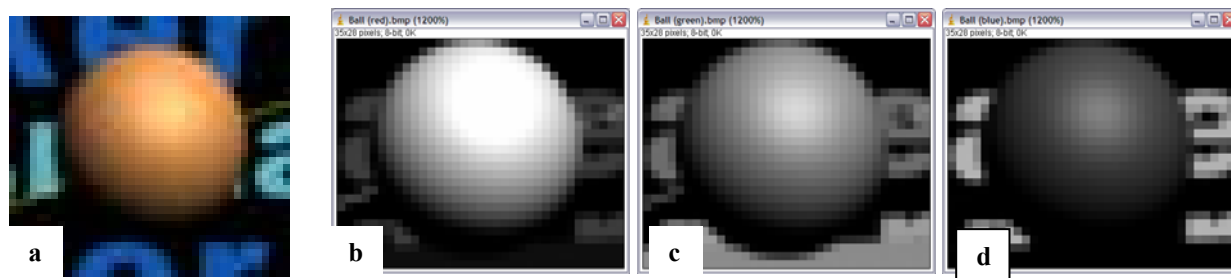


Fig. 1 – (a) – an initial color image presenting a yellow ball in reality consists of three three gray-tone images corresponding to three standard R (b), G (c) B (d) images

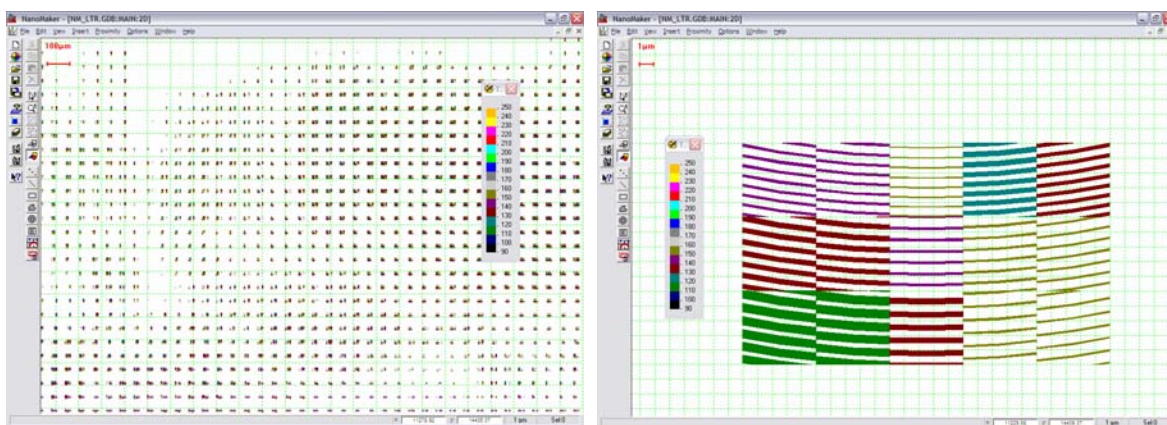


Fig. 2 – Graphic presentation of lithographic data

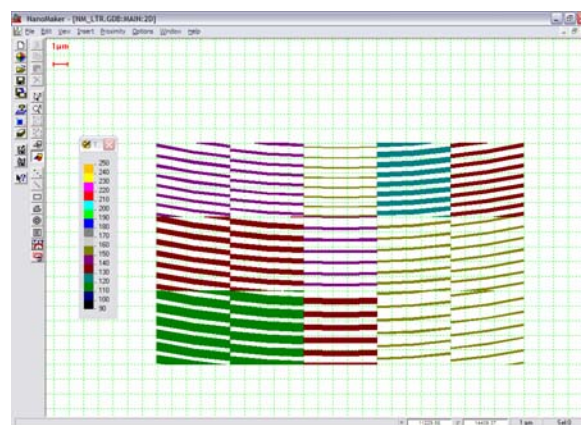


Fig. 3 – Each vertical set of three gratings determines the color of an individual pixel and corresponds to one of the five initial images

The software “RainBow” allows the determination of three different wavelengths to calculate periods of diffractive gratings. By default, these three wavelengths are equal to 620nm, 540nm and 470 nm for R, G and B components of a color image.

Then, a special procedure of proximity effect correction is applied which is always used when electron lithography is employed in microelectronics. The procedure is very important because it ensures an exact control over a pre-set pitch and a duty cycle and, hence, exactly conveys color intensities and the resulting color of a final image. Figure 3 shows a layer corresponding to the “red” color of one of the images in Fig.1. Because of the proximity effect, gratings of different duty cycles or pitches must be exposed with various exposure doses (with different exposure times). Different doses are coded with different colors in Fig.2, Fig.3. Also shown are several pixels and two separate pixels corresponding to different duty cycles. The low intensity pixel (Fig.3) should be exposed with higher dose (gray color corresponds to the dose about 170%) than pixels of a high duty cycle (brown color corresponds to the dose 130%).

In this session of designing, an elementary diffraction grating size is 5 microns and the distance between the grating elements in one layer is 60 microns. These 60 microns is the resolution (size of the individual pixel) with which all the five images are created on the substrate by electron lithography. It is seen that the filling with the gratings for all the five images is about 20%, so there is room left for 15 more images.

Simple estimation of the amount of lithographic data necessary for the description of any rainbow hologram gives values close to gigabytes when a conventional vector format like GDSII is used. This makes the operation with data and transferring the data difficult. To overcome the difficulty, a special (squeezed) format for rainbow lithographical data was developed drastically decreased the information amount by many hundred times. This highly reduced presentation is especially convenient at simulation.

**Fabrication and testing.** After exposure and development, nickel stamps are easily fabricated by electroplating (Fig.4) and do not need any etching technique which is mandatory for silicon or quartz stamps.

The fabrication process used for metallic nanoimprint stamps is as follows: an optical grating structure with features sizes in the submicron and nanometer levels are generated in a 400 nm thin resist layer (2.2M polymethylmethacrylate, PMMA) using 30 keV e-beam lithography performed with a LEO1560 electron microscope equipped with a NanoMaker pattern generator from Interface company (Moscow).



Fig. 4 – Photos showing two examples of “rainbow holograms” resulting from diffraction effects in nanoscaled grating structures which are produced in a thin resist layer using e-beam lithography. At a certain angle a colored 3D image (right) and a flower (left) are visible

Fig. 5 presents an optical microscope image and shows typical grating structures in PMMA. The structured polymer surface is then covered with a conductive nickel layer by thermal vapour deposition that serves as a starting layer for nickel electroplating. In this way, the topology of the resist is copied into a nickel structure as shown in Fig.6. Detailed SEM analyses showed that features down to 100 nm are transferred during the electroplating step under optimised process conditions (see Fig.7). The backside layer of the nickel stamp can vary in thickness between several tenths of micrometers to a few millimetres by adjusting the deposition time during the electroplating step. In an alternative fabrication method, iron is used instead of nickel.

Fabricated nickel nanoimprint stamps are imprinted into a PMMA substrate with a hot embossing machine HEX03 (Jenoptik Mikrotechnik GmbH, Germany).

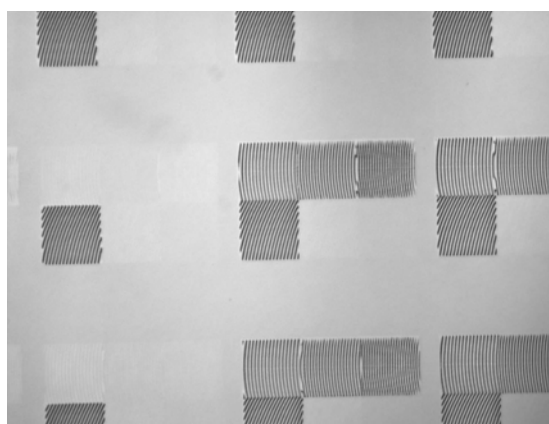


Fig. 5 – An optical image of hologram gratings after EBL exposure and resist development

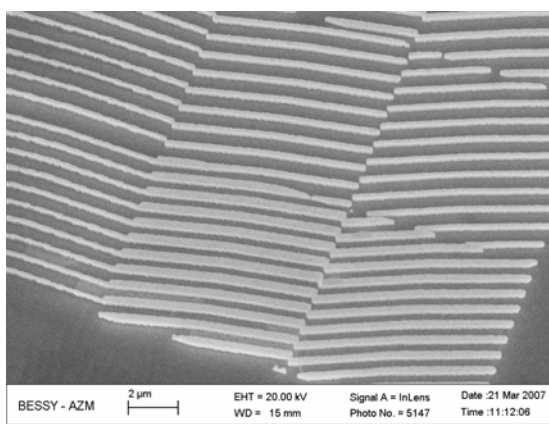


Fig.6 A SEM image of hologram gratings after EBL exposure, resist development and Ni electroplating

Figure 8 demonstrates a successful pattern transfer of a nanometer scaled grid structure into the polymer.

**Discussion.** Before comparing the proposed approach with the dot-matrix and existing e-beam techniques let recall the main new features implemented in the new approach. The designing part realizes two methods for proper color synthesis what includes variations of a duty cycle and a grating size. To increase the hologram tolerance to random swinging during observing, a special controllable divergence is

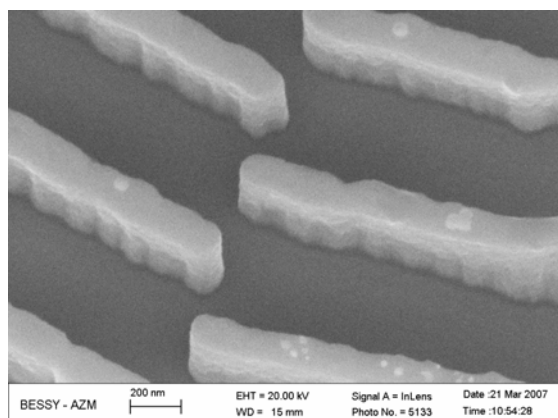


Fig. 7 – Detailed view of the electroplated nickel nanostructures (300 nm high and approx. 150 nm wide)

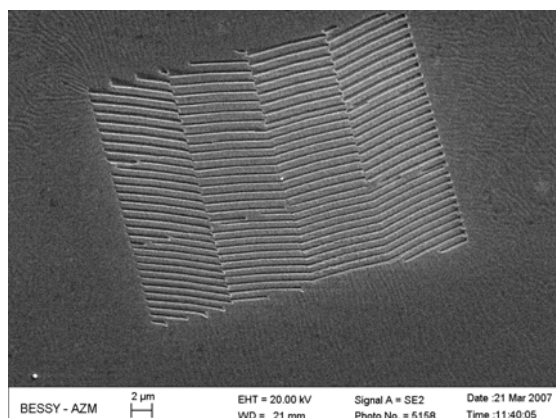


Fig. 8 – The SEM micrograph shows micro- and nanometer scaled grating structures successfully imprinted into PMMA

added to equalize the blur of all the three pixels used in color presentation. A remarkable feature of the design is flexibility in the pixel shape which now could not only be a square and a rectangle but even not a rectangle at all. The lithographic data are optimised by the considering EBL proximity effect that results in perfect reproduction of the gratings pitch and duty cycle and, as a consequence, in perfect color reproduction. Lithographic data describing a hologram, if stored in common data formats like GDSII, results in an enormous volume of information so a special format for hologram data presentation was developed enabling easy data transfer from a remote place of design to a computer controlling the lithograph. A very important simulation tool is provided which takes only geometry of gratings into consideration. The tool allows looking through and analyzing a future image, which enables optimisation of a hologram before real fabrication.

**Conclusion.** An approach for the fabrication of rainbow hologram designed with the "RainBow" software is presented. The approach is based on electron lithography performed with a SEM column and a special EBL controlling system NanoMaker. The designing tool ("RainBow") uses the variation of a duty cycle of gratings and size of gratings for proper color synthesis. To increase the color picture tolerance at swinging, a method of equalizing angular divergence of each grating is developed and implemented.

For EBL data preparation and optimisation, a special design/simulation system "RainBow" was developed.

It is shown that the approach allows the fabrication of rainbow holograms of high quality with a higher tolerance to hologram swinging. The results of fabrication of large rainbow holograms from design to imprinting are presented.

The comparison with existing techniques such as dot-matrix and EBL with industrial lithographs clearly demonstrates the advantages of the described approach.

## REFERENCES

- [1] see [www.ihma.com](http://www.ihma.com), the site of the International Holography Manufacturer Association.
- [2] Robert A. Lee, Pixelgram: an application of electron-beam lithography for the security printing industry (Proceedings Paper), Proceedings Vol. 1509, Holographic Optical Security Systems, William F. Fagan, Editors, pp.48-54, 1991. ([http://spie.org/x648.html?product\\_id=47117](http://spie.org/x648.html?product_id=47117)).
- [3] Min J. Huang; S. L. Yeh; Chih-Kung Lee; T. K. Huang, Large-format grating image hologram based on e-beam lithography, Proceedings Vol. 2652, Practical Holography X, Stephen A. Benton, Editors, pp.117-123, 1996
- [4] R.A. Lee, Micro-technology for anti- counterfeiting, Microelectronic Engineering, Volume 53, Issues 1-4, June 2000, Pages 513-516
- [5] Patrick W. Leech, Brett A. Sexton and Russell J. Marnock, Scanning probe microscope analysis of microstructures in optically variable devices, Microelectronic Engineering, Volume 60, Issues 3-4, April 2002, Pages 339-346
- [6] Akira Nagano, Toshiki Toda, Susumu Takahashi, Fujio Iwata, "Crystagram Neo": a high-resolution imaging by EB technology, Practical Holography XVI and Holographic Materials VIII (Proceedings of SPIE Volume 4659), Stephen A. Benton, Sylvia H. Stevenson, T. John Trout, San Jose, CA; 3 June 2002; p. 139-147;
- [7] Vladimir I. Girnyk, Optronics, Ltd. (Ukraine); Valeriy I. Grygoruk, Kyiv Taras Shevchenko Univ. (Ukraine); Ilya S. Borisov, Kyiv Taras Shevchenko Univ. (Ukraine) and Optronics (Ukraine); Sergey A. Kostyukevych, V. Lashkaryov Institute of



Semiconductor Physics (Ukraine), Stereographic and animated rainbow diffractive images in optical security, Practical Holography XVIII: Materials and Applications, San Jose, California; June 29, 2004; p. 179-189

[8] Goncharsky, Alex; Anton Goncharsky,. "E-beam technology: rising to new levels of protection.(TECHNOLOGY PROFILE)." Holography News. 2004. [http://www.accessmylibrary.com/coms2/summary\\_0286-8226119\\_ITM](http://www.accessmylibrary.com/coms2/summary_0286-8226119_ITM)

[9] David Pizzanelli, The development of direct-write digital holography, tech review, The Holographer, <http://www.holographer.org/articles/hg00001/hg00001.html>

[10] R.L. van Renesse, Security aspects of commercially available dot matrix and image matrix origination systems, SPIE International Conference on Optical Holography and its Applications, 24-27 May 2004, Kiev, Ukraine, ([http://www.vanrenesse-consulting.com/dbfile.php?file=content/attachment/95/VanRenesse Kiev 2004.pdf&db=renesse](http://www.vanrenesse-consulting.com/dbfile.php?file=content/attachment/95/VanRenesse%20Kiev%202004.pdf&db=renesse))

[11] Renesse, R.L. van (ed.), Optical Document Security, Artech House, London/ Norwood 1994,

[12] <http://www.nanomaker.com/nav.php?go=rainbowhol>

[13] [www.nanomaker.com](http://www.nanomaker.com)

[14] Charles A. Poynton, *Digital Video and HDTV: Algorithms and Interfaces*. Morgan Kaufmann Publishers, San-Francisco, (2003).

[15] Chih-Kung; Wu, Jeremy Wen-Jong; Yeh, Sheng-Lie; Tu, Chih-Wen; Han, Yi-An; Liao, Eric Hong-Zong; Chang, Linus Ying-Yueh; Tsai, I-En; Lin, Hsiu-Hung; Hsieh, Jeffrey Chi-Tang; Lee, Julie Tsai-Wei, Optical Configuration and Color-Representation Range of a Variable-Pitch Dot Matrix Holographic Printer, Applied Optics, Vol. 39 Issue 1, pp.40-53 (2000).

[16] Skeren, Marek; Fiala, Pavel; Richter, Ivan, Synthetic diffractive elements for security applications realized on an enhanced integral dot-matrix system, Applied Optics, Vol. 45 Issue 1, pp.27-32 (2006)

[17] Yeh, Sheng Lih, Using random features of dot-matrix holograms for anticounterfeiting, Applied Optics, Vol. 45 Issue 16, pp.3698-3703 (2006)

[18] S.V.Dubonos, B.N.Gaifullin, H.F.Raith, A.A.Svintsov, S.I.Zaitsev, Proximity correction for 3D structures. Microelectronic Engineering 27 (1995) 195-198 (see also <http://www.nanomaker.com/nav.php?go=papers4>).

[19] V.V.Aristov, S.V.Dubonos, R.Ya.Dyachenko, B.N.Gaifullin, V.N.Matveev, H.Raith, A.A.Svintsov, and S.I.Zaitsev. Three-dimension design in electron beam lithography. J.Vac.Sci.Technol. B13(6),Nov/Dec 1995 (see abstract at <http://www.nanomaker.com/nav.php?go=papers1>).

*M. W. SNOW<sup>1</sup>, V. N. ZHUMABEKOVA<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>Indiana University\IUCF, Bloomington, USA,  
<sup>2</sup>Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan)

## PARITY VIOLATING NEUTRON SPIN ROTATION

**I. Introduction.** Neutron spin rotation expected from quark-quark weak interactions in the standard Model, which induce weak interactions between nucleons that violate parity. Because the range for W and Z exchange between quarks is small compared to the nucleon size, NN weak interaction amplitudes are one of the few observables which are first-order sensitive to quark-quark correlations in the nucleon. NN weak interactions also induce parity-odd effects in atomic structure, where they are the microscopic source for nuclear anapole moments [1-3].

Parity-odd spin rotation has been measured in heavy nuclei [4-7], but the dynamics are too complicated to use this information to learn about the NN weak interaction amplitudes. To do this one must measure parity-odd neutron spin rotation and other parity-odd observables in light nuclei such as H, D, <sup>3</sup>He and <sup>4</sup>He. Because strong interaction effects are now calculable in few body nuclei and weak amplitudes can be added as a perturbation, several ne calculations of parity odd effects in these systems have appeared recently [8] to complement earlier works [9]. The effected size of the parity-odd rotation angle in such few body systems is about  $10^{-6}$  rad/m to  $10^{-7}$  rad/m [9].

Of the five independent weak transition amplitudes present in NN elastic scattering at law energy, only the <sup>1</sup>S<sub>0</sub> - <sup>3</sup>P<sub>0</sub> proton-proton amplitude is fixed from experiment [10]; the result are unknown. The existing

calculation of  $d\phi/dz$  in n-<sup>4</sup>He ( $\frac{d\phi}{dz} = -0,97f_{\pi} - 0,22h_{\omega}^0 + 0,22h_{\omega}^1 - 0,32h_{\rho}^0 + 0,11h_{\rho}^1$ ) [27] was conducted within the meson exchange picture developed by Desplanques, Donoghue and Holstein (DDH) which uses  $\pi$  and  $\rho$  and  $\omega$  exchange parametrized by weak couplings at the NN vertex labeled by superscripts which indicate the isospin change. Within the DDH approach  $d\phi/dz$  in n-<sup>4</sup>He spans a range of  $\pm 1,5 \cdot 10^{-6}$  rad/m : this broad range of possibilities is dominated by the uncertainties in the weak couplings and reflects in part our poor understanding of quark-quark correlation physics in QCD.  $d\phi/dz$  in

$n\text{-}^4\text{He}$  has been related to existing measurements of nuclear parity violation in a model which subsumes many poorly-understood short range NN effects by expressing parity odd amplitudes in terms of isoscalar ( $X_n + X_p$ ) and isovector ( $X_n - X_p$ ) one-body potentials.  $n\text{-}^4\text{He}$  spin rotation is interesting within the context of this model since it determines  $X_n$ . Within this model measurements in odd-proton systems such as  $p\text{-}^4\text{He}$  and  $^{19}\text{F}$  constrain  $X_p$ . The prediction in this model for  $n\text{-}^4\text{He}$  spin rotation is

$$\frac{d\phi}{dz} = (-6,5 \pm 2,2) \cdot 10^{-7} \text{ rad/m}.$$

**II. Neutron spin rotation and experimental technique.** The phenomenon of neutron spin rotation can be understood in terms of neutron optics. The parity-violating (PV) weak interaction between the neutrons and the medium causes the amplitudes of the positive and negative neutron helicity states of polarized neutrons to accumulate different phases. The difference  $\phi_{PV}$  between the phase shifts of the helicity states leads to a rotation of the neutron polarization vector about its momentum, which manifestly violates parity [32]. The rotation angle per unit length of a neutron of wave vector  $k$  in a medium of density  $\rho$  is  $d\phi/dz = 4\pi\rho_{PV}/k$ , where  $f_{PV}$  is the forward limit of the parity-odd pwave scattering amplitude.

Because  $f_{PV}$  is proportional to the parity-odd correlation  $\vec{\sigma}_n \cdot \vec{k}_n$  with  $\vec{\sigma}_n$  the neutron spin vector and  $\vec{k}_n$  the neutron momentum,  $d\phi/dz$  is constant as  $k \rightarrow 0$  in the absence of resonances [33].

The experimental technique has been presented in detail [34, 35]. The apparatus shown in Fig. 1 must distinguish small PV rotations from rotations that arise from magnetic fields.  $\phi_{PV}$  is isolated by alternately moving the medium in front of and behind a neutron spin precession coil and measuring the change in the spin rotation angle using the neutron equivalent of a crossed polarizer/analyzer pair familiar from light optics. Neutrons polarized along  $\hat{y}$  enter a central precession coil with an internal magnetic field along  $\hat{y}$  ( $\pi$ -coil) which precesses a spin component along  $+\hat{x}$  to  $-\hat{x}$ . The contribution to the total rotation angle coming from parity violation in the liquid changes sign as the liquid is moved. To further suppress systematic uncertainties and noise, the beam and apparatus are split into right and left halves, and the targets are filled so that the liquid occupies the chamber downstream of the  $\pi$ -coil on one side and the chamber upstream of the  $\pi$ -coil on the other side. The PV components of the neutron spin rotation angle have opposite signs on each side, and the difference of the two rotation angles is insensitive to both static residual magnetic fields and any common-mode time-dependent magnetic field integrals along the neutron trajectories.

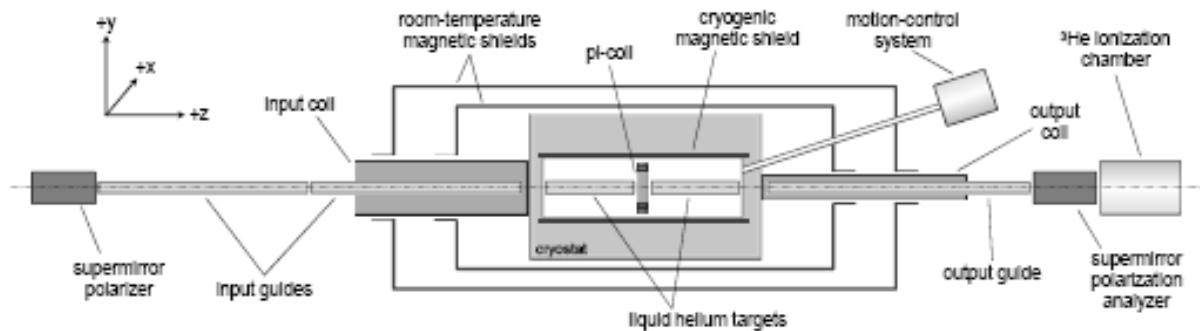


Figure 1 – Overview of an apparatus to measure parity-odd neutron spin rotation in liquid helium

The first phase of the measurement of neutron spin rotation in  $^4\text{He}$  was performed at the NG-6 slow neutron beamline at the National Institute of Standards and Technology (NIST) Center for Neutron Research [36]. The neutrons were polarized vertically by a polarizing supermirror [37] and enter the magnetic shield/target region using a glass neutron guide and a magnetic field from an input coil to transport and preserve the neutron polarization[38]. The target vessel was mounted inside a magnetic shield centered in a nonmagnetic liquid helium cryostat and supported in turn inside two more layers of magnetic shielding. The liquid is moved between the four separate target chambers using a centrifugal pump immersed in a 4K liquid helium bath outside the target with flexible tubes pulled by strings to determine which pair of target chambers fill or drain [34]. Internal fluxgate magnetometers indicate a



typical internal axial magnetic field of 10nT. After the target region an output coil and another float glass neutron guide conducts the transmitted neutrons to the polarization analyzer. The output coil adiabatically rotates the x-component of the neutron polarization by  $\pm\pi/2$  in the x – y plane through modulation of the current direction in one of two orthogonal solenoids. This rotated spin component points along  $\pm y$  at the analyzer position to produce an asymmetry in the flux transmitted through the polarization analyzer given

by  $\frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} = (PA \sin\varphi)$ , where PA is the product of the neutron polarization from the polarizer and the analyzing power of the analyzer,  $\varphi$  is the neutron spin rotation angle, and  $N_+$  and  $N_-$  are the count rates for + and – states of the output coil. The average is taken over the neutron velocity spectrum of the beam. The ion chamber operates in current mode using the  $n + {}^3\text{He} \rightarrow {}^3\text{H} + p$  reaction and possesses four charge-sensitive collection plates along the beam direction with each plate subdivided into four quadrants[39]. The parity-odd spin rotation angle is constructed from the angles measured in the left and right target chambers and in the + and –  $\pi$ -coil states. A rotation angle is constructed from the angles measured with no current in the  $\pi$ -coil; this asymmetry must give zero in the absence of systematic errors. Possible false effects from slow drifts in the polarimetry were suppressed by analyzing the time sequence of asymmetries with an algorithm which cancels linear and quadratic time-dependent effects [40]. The left-right beam and target segmentation was essential to suppress common-mode noise from reactor power fluctuations in the 1 Hz frequency band- width of the rotation angle measurements: the noise was reduced by a factor of 8 [34]. The statistical uncertainty from the distribution of asymmetries is  $\approx 15\%$  larger than would be expected from neutron counting statistics; about 8% of this extra noise comes from magnetic field fluctuations not removed by the filtering algorithm and a few percent comes from the current-mode operation of the ion chamber. The measured  $\pi$ -coil off angle of

$(-1.2 \pm 10.0(\text{stat.})) \times \frac{10^{-7} \text{rad}}{\text{m}}$  which is interleaved between the  $\pi$ -coil on measurements places an upper bound on the sum of all systematic effects. It is about a factor of 4 more sensitive than the  $\pi$ -on data to any systematic effects coupled to a constant longitudinal magnetic field but is not sufficiently precise to reduce the systematic uncertainty to the required level. This was done in separate measurements and calculations [41]. Our result for the neutron spin rotation angle per unit length in 4He in the first phase of

the measurement,  $\frac{d\varphi}{dz} = (+1.7 \pm 9.1(\text{stat.}) \pm 1.4(\text{sys.})) \times 10^{-7} \frac{\text{rad}}{\text{m}}$  [42], is consistent with zero and with a previous unpublished result. [43]

**III. Future measurements of neutron spin rotation in helium and hydrogen.** The small size of the systematic uncertainty and the good prospects for stronger suppression of the internal magnetic fields encourage a next attempt in liquid 4He on a more intense slow neutron beam. The new NG-C slow neutron beam under construction at NIST[44] coupled with a new supermirror polarizer is projected to provide a neutron fluence of  $7 \times 10^{10}$  n/s, a factor of 60 greater than that used in the previous experiment. We plan to improve the apparatus by using better-optimized magnetic shielding and control of external field fluctuations, an improved liquid helium pump and a helium liquifier to reduce deadtime from liquid motion and cryogen transfers, a neutron polarizer and analyzer of improved phase space uniformity, and supermirror input and output guides. We expect to reduce the statistical uncertainty on  $d\varphi/dz$  to  $2 \times 10^{-7}$  rad/m with smaller systematic uncertainties. This precision would place a tight constraint on a linear combination of NN weak amplitudes. More theoretical work promises to impact the interpretation of this measurement. A calculation of  $d\varphi/dz$  in n-4He using Greens Function Monte Carlo techniques now in progress [45] should greatly improve the precision of the relative weighting with which the different weak amplitudes contribute. Theoretical approaches based on effective field theory [11, 13, 14] are under construction which incorporate the chiral symmetry of QCD. In particular, a new calculation of neutron spin rotation in hydrogen and deuterium in pionless effective field theory has recently appeared [46]. Liquid hydrogen in the para molecular state (which has  $J = L = S = 0$ ) does not depolarize a slow neutron beam, whose kinetic energies are well below the 15 meV threshold for the excitation of the para to ortho molecular transition, and the slow neutron scattering cross section in parahydrogen is small enough that a target length of about 20 cm can be used. Both the successful operation of the liquid parahydrogen target for the NPDGamma experiment at LANSCE [47] and the successful use of slow neutron transmission to

measure its (very small) ortho- hydrogen content [48] bode well for the development of a liquid parahydrogen target that could be used to measure parity-odd neutron spin rotation in liquid parahydrogen.

**Acknowledgments.** *This work is supported in part by the NSF PHY- 0758018 and DOE DE-FG02-95ER40901 (USA), SEPCONACYT (Mexico), and BARC (India). We acknowledge the support of the National Institute of Standards and Technology, US Department of Commerce, in providing the neutron facilities used in this work. WMS acknowledges support from the Indiana University Center for Spacetime Symmetries.*

#### REFERENCES

- [1] BEANE S.R. and SAVAGE M.J., Nucl. Phys. B, 636 (2002) 291.
- [2] WASEM J., arXiv:1108.1151v1 [hep-lat] (2011).
- [3] ZELDOVICH Y.B., Sov. Phys. JETP, 6 (1957) 1184.
- [4] FLAMBAUM V.V. and KHRIPLOVICH I.B., Sov. Phys. JETP, 52 (1980) 835.
- [5] WOOD C. S. et al., Science, 275 (1997) 1759.
- [6] TSIGUTKIN K. et al., Phys. Rev. Lett., 103 (2009) 071601.
- [7] FORTE M. et al., Phys. Rev. Lett., 45 (1980) 2088.
- [8] HECKEL B. R. et al., Phys. Lett. B, 119 (1982) 298.
- [9] HECKEL B. R. et al., Phys. Rev. C, 29 (1984) 2389.
- [10] PIEPER S. C. and WIRINGA R. B., Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 51 (2001) 53.
- [11] ZHU S. L. et al., Nucl. Phys. A, 748 (2005) 435.
- [12] RAMSEY-MUSOLF M. J. and PAGE S., Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 56 (2006) 2.
- [13] LIU C. P., Phys. Rev. C, 75 (2007) 066501.
- [14] PHILLIPS D. R., SCHINDLER M. R., SPRINGER R. P., Nucl. Phys. A, 822(2009) 1.
- [15] SCHIAVILLA R., VIVANI M., GIRLANDA L., KIEVSKY A., MARCUCCI L. E., Phys. Rev. C, 78 (2008) 014002.
- [16] HWANG, W.-Y. P. and WEN C. Y., Phys. Rev. C, 78 (2008) 022501.
- [17] SHIN J. W., ANDO S., HYUN C. H., Phys. Rev. C, 81(2010) 055501.
- [18] DESPLANQUES B., DONOGHUE J. F., HOLSTEIN B. R., Annals of Physics, 124 (1980) 449.
- [19] ADELBERGER E. G. and HAXTON W. C., Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 35 (1985) 501.
- [20] DESPLANQUES B., Phys. Rep., 297 (1998) 1.
- [21] STODOLSKY L., Phys. Lett. B, 50 (1974) 353.
- [22] DANILOV G. S., Phys. Lett., 18 (1965) 40.
- [23] POTTER J. M. et al., Phys. Rev. Lett., 33 (1974) 1307.
- [24] BALZER R. et al., Phys. Rev. Lett., 44 (1980) 699.
- [25] KISTRYN S. et al., Phys. Rev. Lett., 58 (1987) 1616.
- [26] EVERSHEIM P. D. et al., Phys. Lett. B, 256 (1991) 11.
- [27] DMITRIEV V. et al., Phys. Lett., 125 (1983) 1.
- [28] BARNES C. A. et al., Phys. Rev. Lett., 40 (1978) 840; PAGE S.A. et al., Phys. Rev. C, 35 (1987) 1119; EVANS H. C. et al., Phys. Rev. Lett., 55 (1985) 791; BINI M. et al., Phys. Rev. Lett., 55 (1985) 795.
- [29] LANG J. et al., Phys. Rev. Lett., 54 (1985) 170.
- [30] LANG J. et al., Phys. Rev. C, 34 (1986) 1545.
- [31] ELSENER K. et al., Phys. Rev. Lett., 52 (1984) 1476.
- [32] MICHEL F. C., Phys. Rev. B, 133 (1964) 329.
- [33] STODOLSKY L., Nucl. Phys. B, 197 (1982) 213.
- [34] BASS C. D. et al., Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A, 612 (2009) 69.
- [35] SNOW W. M., Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A, 611 (2009) 248.
- [36] NICO J. S. et al., J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol., 110 (2005) 137.
- [37] SCHAERPF O., Physica B, 156-157 (1989) 631; (1989) 639.
- [38] FORTE M., in Physics with Reactor Neutrons and Neutrinos, edited by VON EGIDY, T., Vol. 42 (Institute of Physics Conference Series) 1978, 80.
- [39] PENN S. et al., Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A, 457 (2001) 332.
- [40] SWANSON H. E. and SCHLAMMINGER S., Meas. Sci. Technol., 21 (2010) 115104.
- [41] MICHERDZINSKA A. et al., Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A, 631 (2011) 809.
- [42] SNOW W.M. et al., Phys. Rev. C, 83 (2011) 022501(R).
- [43] MARKOFF D., PhD thesis, University of Washington (1997).
- [44] COOK J. C., Rev. Sci. Instrum., 80 (2009) 023101.
- [45] SCHIAVILLA R., private communication (2010).

М. С. МОЛДАБЕКОВА<sup>1</sup>, М. Қ. ӘСЕМБАЕВА<sup>2</sup>, А. ЕРЖАНҚЫЗЫ<sup>1</sup>

(<sup>1</sup>Абай атындағы Қазақ ұлттық педагогикалық университеті, Алматы, Қазақстан,  
<sup>2</sup>әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Алматы, Қазақстан)

## КӨПКОМПОНЕНТТІ ГАЗ ҚОСПАЛАРЫНДАҒЫ МАССАТАСЫМАЛДАУ ПРОЦЕСІН ЗЕРТТЕУ

**Аннотация.** Көпкомпоненттік газ қоспасындағы диффузиялық араласу процесі  $430\text{C}_3\text{H}_8+0,570\text{He} - 0,420\text{C}_3\text{H}_8+0,580\text{CH}_4, 0,425\text{C}_3\text{H}_8+0,575\text{He} - 0,426\text{N}_2\text{O}+0,574\text{CH}_4$  екіқолбалық аппарат әдісімен қысымға байланысты зерттелді, осы көпкомпоненттік жүйедегі тығыздығы мен тасымалдану ерекшеліктері бір-біріне жақын екі компоненттің  $\text{C}_3\text{H}_8$  және  $\text{N}_2\text{O}$  диффундирлену ерекшеліктері бойынша зерттелді.

Әртүрлі көпкомпоненттік қоспаларға байланысты табиғи және технологиялық процестерді қарастырғанда, біз оның негізгі массатасымалдау ерекшеліктерін көрсететін параметрлерді білуіміз қажет. Нақты кездесетін заттар мен құбылыстар алуан түрлі, сондықтан олардың массатасымалдауын анықтайтын коэффициенттер мәндері де әртүрлі және олар әлі де терең зерттеулерді қажет етеді. Көпкомпоненттік изотермдік газ қоспасындағы диффузия процесін тәжірибе жүзінде зерттеу белгілі бір шарттарда конвективтік ағынның пайда болатынын көрсетті [1]. Газдың диффузиялық араласу процесінің бастапқы сатысында диффузиялық каналда қабаттасқан (стратификация) аймақ пайда болады, яғни ауыр қоспа жеңіл қоспаның үстінде болады, ол құрылымдар тудырады, олар канал бойымен қарсы бағытта орналасады, бұл құбылыс диффузиялық орнықсыздық (механикалық тепе-теңдіктің орнықсыздығы) деп аталады. Диффузиялық орнықсыздық концентрацияның немесе қысымның белгілі бір интервалында туындайды. Диффузия кезіндегі орнықсыздық режимінің ұзақтығы мен қарқындылығы диффузиялық каналдың төменгі және жоғарғы бөліктеріне қатысты қоспа компоненттерінің құрамына байланысты.

Массатасымалдау процесін сипаттау үшін диффузиялық және конвективтік заңдылықтардың есептеулері қажет. Массатасымалдау процесі тек молекулалық диффузиядан ғана құрылмайды, сонымен қатар компоненттердің тасымалдануы, яғни конвективті  $\vec{v}C$  ағын кезінде пайда болады, ол (1) заңына қатысты орындалады және диффузиялық ағынның жылдамдығын өзгертеді:

$$\vec{j} = -D\text{grad}C + \vec{v}C \quad (1)$$

бұл жерде  $j$  – диффузиялық ағын, яғни зат мөлшері (моль бойынша),  $C$  – диффундирленетін зат концентрациясы, бірлік бет арқылы уақыт бірлігінде тасымалданады,  $D$  – диффузия коэффициенті,  $v$  – қоспаның толық ағын ретінде қозғалысы, яғни конвективті қозғалыс.

Ескере кетейік, диффузия құбылысының сипатталуы жүйенің механикалық тепе-теңдігі кезінде жеңілдетіледі, яғни  $dv/dt$  үдеуі нөлге тең. Әдетте, үдеуі тек нөлге тең жүйелер зерттелмейді, сонымен қатар жылдамдық градиенттері өте аз, осыдан қысым тензоры да төмен болып келеді [2].

Бинарлық қоспалардағы диффузияға қарағанда көпкомпоненттік жүйені реттеуде гидродинамикалық тасымалдау меншікті диффузиялық компонент ағындарының қарапайым теңелуіне әкеледі. Реттеу нәтижесі диффундирленетін заттың қасиеттерімен қатар диффузиялық каналда концентрациялық таралуымен анықталады, яғни жүйенің барлық компоненттерінің градиенттеріне байланысты. Бұл жағдайда көпкомпоненттік диффузия процесі әсерлесуі мүмкін, олар өзара диффузия кезінде байқалмайды. Оларға «Тур эффектiсi» немесе «қарсы диффузия», «диффузиялық кедергі», «осмостық диффузия» жатады, сонымен қатар басқа да ерекшеліктердің пайда болуы белгілі жағдайларда күрделі конвективті ағын жүйесі ішінде механикалық тепе-теңдіктің орнықсыздығына әкеледі [3].

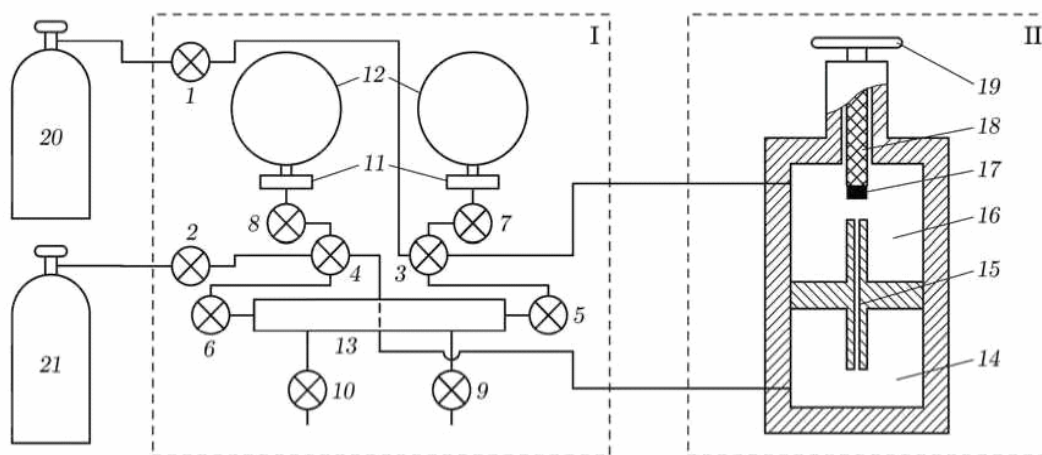
Осындай әсерлердің бірі болып келетін механикалық тепе-теңдіктің тұрақсыздығының гравитациялық концентрациялық конвекциясы ауырлық күш өрісінде пайда болады, бастапқы тұрақты қабаттасу (стратификация) тығыздығы кейбір жүйе үшін бақыланады [4]. Бастапқы объект ретінде газ қоспаларының газ-сұйылтқыш ортада диффундирлену зерттеуін қолдану, механикалық тепе-теңдік орнықсыздығының пайда болуына термодинамикалық және геометриялық параметрлердің әсерін анықтауға мүмкіндік береді, сонымен қатар тәжірибе кезінде эволюция процесі бақыланады. Қоспа қозғалысының индикаторы болып келетін газ-сұйылтқыш арқылы барлық компоненттердің

тасымалын жоғары сапада бақылауға болады. Диффузиялық орнықсыздықты зерттеу кезінде балласты газ жүйелерінде екі негізгі диффундирулетін компоненттік тең пропорцияда бір балласты газбен сұйылтылған. Сол себепті газ-сұйылтқышты орнықсыздық процесі кезінде тасымалдауға пайдалану үшін негізгі диффундирулетуші газдарды бір емес, бір-біріне жақын қасиеттері бар екі компоненттермен бірдей пропорцияда қолдануға болады.

Зерттеу жүргізу үшін мынадай көпкомпоненттік  $430\text{C}_3\text{H}_8+0,570\text{He} - 0,420\text{C}_3\text{H}_8+0,580\text{CH}_4, 0,425\text{C}_3\text{H}_8+0,575\text{He} - 0,426\text{N}_2\text{O}+0,574\text{CH}_4$  газ жүйелері таңдап алынды. Эксперимент екіколбалық диффузиялық аппаратта жүргізілді [5], колбалардың көлемдері  $V_{\text{в}}=76,0\text{ см}^3$ ,  $V_{\text{н}}=79,0\text{ см}^3$ , ал диффузиялық канал ұзындығы және диаметрі сәйкесінше  $L=70,00\text{ мм}$  и  $d=4,00\text{ мм}$  тең. Температура  $T=298,0\text{ К}$  тұрақты болып қалды. Қысым мәндері тәжірибе кезінде  $p=0,4\text{ МПа}$  мен  $p=1,9\text{ МПа}$  аралығында өзгерді. Эксперименттің ұзақтығы барлық тәжірибелер үшін 60 минутты құрады. Тәжірибе жүргізілген қондырғы 1-суретте бейнеленген және екі бөліктен тұрады [6]. Бірінші бөлік – газ дайындау блогы, ал екінші бөлік – бұл термостатта орналасқан екіколбалық аппарат. Аппарат колбалары 14 және 16 цилиндр түрінде келтірілген, диффузиялық 15 каналмен біріктірілген. Қондырғы термостаттың жұмыс камерасында тігінен орналасқан. Каналды жабу үшін жоғарғы колбадағы фторопласты таблетканы 17 қолданамыз, ол штокта 18 орналасқан және тек тік бағытта қозғалады. Шток қозғалысын 19 тұтқа қамтамасыз етеді.

Диффузиялық қондырғының жұмыс істеу әдістемесі келесідегідей болып келеді: көлемдерді 14 және 16 зерттеліп отырған газдармен толтыру аппараттың берілген температуралық режимге өтуінен кейін басталады, сол кезде канал 15 жабық, яғни жоғарғы және төменгі колбалар ажыратылған. Осыдан кейін 14 және 16 колбалар бірнеше рет форвакуумды сорғышпен 20 және 21 баллондардан зерттелген газ қоспаларын үрлеп шығарады.

Колбадағы қысым үлгілі манометрмен 12 бақыланады, атмосфералық қысым – МБП манометр-барометрмен бақыланады. Әрбір колбаның толтырылуын шектелген жоғарғы қысымға (7-10% тәжірибе қысымынан) дейін көтеріп, содан кейін 5 және 6 шүмек арқылы қос колба теңестіруші сыйымдылықтар арқылы біріктірілген, бұл 14 және 16 диффузиялық колбаларда қысымды теңестіруге көмектеседі. Газ қалдықтары атмосфераға шығарылды.



1-сурет – Екіколбалық әдістің эксперименттік қондырғысы.

I және II – газ дайындайтын блок және екіколбалық аппарат сәйкесінше; 1-10 – шүмектер; 11 – мембранды ажыратқыш; 12 – үлгілі манометрлер; 13 – теңестіруші сыйымдылық, 14 – төменгі колба, 15 – диффузиялық канал, 16 – жоғарғы колба, 17 – фторопласты таблетка, 19 – тұтқа; 20 және 21 – газ толтырылған баллондар

14 және 16 колбаларда қысым теңестірілгеннен кейін диффузиялық канал 15 ашылады, осыдан кейін тәжірибенің басталуы бекітілді. Эксперимент аяқталғаннан кейін аппарат колбалары ажыратылды және араласу процесінің уақыты белгіленген. Қондырғының жоғарғы және төменгі колбаларының газ талдағыштары ХРОМ-4 хроматографында жүргізілді.

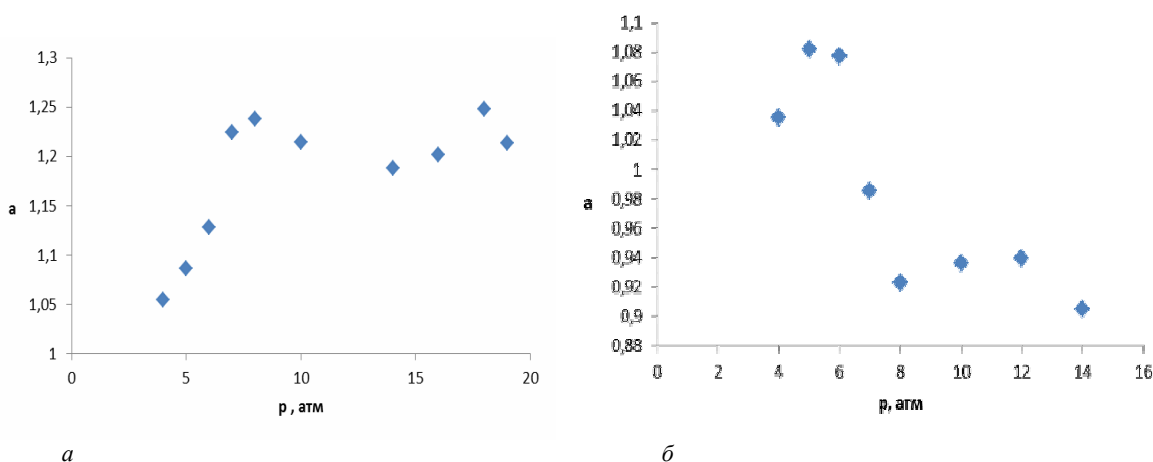
2-суреттерде көрініп тұрғандай, диффузиялық каналды ашқан кезде және газдардың араласуы басталғанда төменгі колбада  $\text{C}_3\text{H}_8$ ,  $\text{N}_2\text{O}$  газ концентрацияларының артуы байқалады. Зерттеу

негізінде төменгі колбадағы азот қостотығы мен пропан концентрациясының артуының 2 байқалуы бақыланды, яғни диффузиялық каналда конвективті газ ағындары пайда болады, бұл жүйеде диффузиялық орнықсыздықтың пайда болуын анықтайды. Концентрацияның осы өзгеруі Стефан-Максвелл тендеуімен өрнектеледі,

$$\alpha_i = \frac{C_{iex}}{C_{ith}} \quad (2)$$

2-суреттегі  $\alpha$  парциалды параметрінің қысымнан тәуелділігі (2) өрнек бойынша есептелді, мұндағы  $C_{iex}$  -  $i$ -ші компоненттің концентрациясының эксперименттік мәндері, ал  $C_{ith}$  - Стефан-Максвелл тендеуі бойынша концентрацияның ( $i = 1,2,3$ ) сәйкесінше, теориялық есептеу мәндері.

Төмендегі суретте газ-сұйылтқыштың диффузия кезіндегі газ концентрациясының қысымға байланысты өзгерісі көрсетілді.



2-сурет – диффузиялық аппараттың төменгі колбасында  $a - 0,430C_3H_8 + 0,570He - 0,420C_3H_8 + 0,580CH_4$  және  $b - 0,425C_3H_8 + 0,575He - 0,426N_2O + 0,574CH_4$  газ жүйелеріндегі  $C_3H_8$ ,  $N_2O$  газдары концентрациясының қысымға байланысты өзгеруі

2-суретте көрініп тұрғандай,  $C_3H_8 + He - C_3H_8 + CH_4$ ,  $C_3H_8 + He - N_2O + CH_4$  азот қышқылы концентрациясының төмендеп келе жатып қайтадан ұлғаюын бақылауға болады, яғни балласты газының конвективті ағынының қарама-қарсы бағытқа қарай өзгеруін көруге болады. Бұл кескін үйлесімі потенциалды тұрақсыз болып келеді. Жоғарыдағы мәліметтерден байқайтынымыз, көпкомпоненттік жүйеде үдемелі және кемімелі ағындар пайда болады, яғни осы экспериментте бақыланды.

Сонымен,  $C_3H_8$  және  $N_2O$  газдарының ағын бағыты қысымға байланысты өзгеретіндігі дәлелденді. Бұл байланысты күрделі сипаттағы орнықсыз диффузиялық араласуы және араласушы газдардың нақты қасиеттерінің көрінуімен, сонымен қатар балласты газдардың  $C_3H_8$  және  $N_2O$  бірдей меншікті градиентті концентрациялары болуы мүмкін.

#### ӘДЕБИЕТ

- 1 Жаврин Ю.И., Косов В.Н. Некоторые особенности динамики неустойчивого массопереноса в изотермических трехкомпонентных газовых смесях // Теплофизика и аэродинамика. – 1995. – Т. 2, № 2. – С. 145-151.
- 2 Miller L., Mason E.A. Oscillating instabilities in multicomponent diffusion // Phys. Fluids. – 1966. V.9, №4 – P. 711-721.
- 3 Асембаева М.К., Поярков И.В., Молдабекова М.С. Исследование неустойчивого диффузионного процесса четырехкомпонентной газовой смеси гелия – пропана – метана – закиси азота. Известия НАН РК. Серия физ.-мат. – 2009. – № 6(268) – С. 16-18.
- 4 Жаврин Ю.И., Косов В.Н., Асембаева М.К., Поярков И.В., Федоренко О.В. Диффузионная неустойчивость и некоторое критические параметры, приводящие к ее возникновению. Вестник КазНУ, Серия физическая. 2011. – № 3(38) – С. 8-11.
- 5 Молдабекова М.С., Поярков И.В., Асембаева М.К., Бекетаева М. Экспериментальное исследование системы  $0,425C_3H_8 + 0,575He - 0,426N_2O + 0,574CH_4$ . Вестник КазНУ, Серия физическая. 2011. – № 2(37) – С. 3-6.

### Резюме

*М. С. Молдабекова, М. Қ. Асембаева, А. Ержанқызы*

#### ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ МАССОПЕРЕНОСА В МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ ГАЗОВЫХ СМЕСЯХ

Был исследован процесс диффузионного смешения в многокомпонентной газовой смеси  $430\text{C}_3\text{H}_8+0,570\text{He} - 0,420\text{C}_3\text{H}_8+0,580\text{CH}_4, 0,425\text{C}_3\text{H}_8+0,575\text{He} - 0,426\text{N}_2\text{O}+0,574\text{CH}_4$  в зависимости от давления методом двухколбового аппарата. Также в данной многокомпонентной смеси близкие друг другу по плотности и особенностям переноса два компонента  $\text{C}_3\text{H}_8$  и  $\text{N}_2\text{O}$  были рассмотрены и исследованы по их диффундирующим особенностям.

### Summary

*M. S. Moldabekova, M. K. Asembaeva, A. Erzhankyzy*

#### INVESTIGATION OF MASS TRANSFER PROCESSES IN MULTICOMPONENT GAS MIXTURES

Was investigated a process of diffusion mixing in multicomponent gas mixture  $430\text{C}_3\text{H}_8+0,570\text{He} - 0,420\text{C}_3\text{H}_8+0,580\text{CH}_4, 0,425\text{C}_3\text{H}_8+0,575\text{He} - 0,426\text{N}_2\text{O}+0,574\text{CH}_4$  depending on the pressure by two flask apparatus method. Also in this multicomponent mixture close to each other in density and transfer features two components  $\text{C}_3\text{H}_8$  and  $\text{N}_2\text{O}$  were considered by their diffusing characteristics.

УДК 621.382.822

*Б. Е. АЛПЫСБАЕВА<sup>1,2</sup>, Х. А. АБДУЛЛИН<sup>3</sup>*

<sup>1</sup>Казахский национальный университет имени аль-Фараби, Алматы, Казахстан,

<sup>2</sup>Лаборатория инженерного профиля (ЛИП) КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан,

<sup>3</sup>Национальная нанотехнологическая лаборатория открытого типа (ННЛОТ), Алматы, Казахстан;  
balau@list.ru )

## ИЗУЧЕНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ПРОЦЕССА ФОРМИРОВАНИЯ ПЛЕНОК АНОДНОГО ПОРИСТОГО АЛЮМИНИЯ

**Аннотация.** Пористый оксид алюминия (ПОА), структура которого состоит из самоупорядоченных наноразмерных пор, имеет широкие перспективы применения в области материаловедения и нанотехнологий. Получение высокоупорядоченной структуры пленок пористого алюминия непосредственно связано с химической чистотой алюминия, температурой применяемого электролита, значением приложенного напряжения и временем процесса анодирования. В настоящей работе пленки пористого оксида алюминия были получены при различных значениях приложенного напряжения (от 10 до 80 В), что повлияло на размер пор и толщину пористой пленки. В работе исследованы структуры пористых пленок до и после отжига на воздухе и также получены нановолокна ПОА.

**Ключевые слова:** электролит, анодирование, нановолокна оксида алюминия, АСМ, СЭМ, мембрана.

**Тірек сөздер:** электролит, анодирлеу, алюминий тотығының наноталшықтары, АСМ, СЭМ, мембрана.

**Введение.** Формирование пористой структуры оксида алюминия в процессе электролитического анодирования происходит поэтапно: на начальном этапе формируется барьерный оксидный слой, и только затем происходит зарождение пористого оксидного слоя [1-4]. Закономерности формирования пористого оксида алюминия до конца не изучены, имеется несколько основных моделей электролитического травления, объясняющие данный процесс. Некоторые из них [5-7] сводятся к тому, что формирование пористого оксидного слоя начинается с образования на начальной стадии барьерного слоя. Затем из активных центров на поверхности металла формируются ячейки, которые с ростом времени травления страстаются друг с другом. В результате локального



воздействия ионов электролита в барьерном слое зарождаются поры, и в итоге формируется пористая (ячеистая) структура. Размер пор зависит главным образом от величины приложенного напряжения. В модели формирования пористого оксида алюминия, предложенной Келлером и его соавторами [8, 9], диаметр пор оксидной пленки пропорционален приложенному напряжению, их глубина зависит от времени процесса анодирования и плотности тока. Пористая пленка имеет основание в виде барьерного оксидного слоя с ячеистой структурой. Формирование пористой структуры связано с тем, что на поверхность барьерного слоя попадают анионы применяемого электролита и своим отрицательным зарядом уменьшают потенциальный барьер. В результате катионы электролита достигают поверхности барьерного слоя и влияют на его травление, что в итоге приводит к зарождению пор. По модели Келлера количество зарождающихся пор связано со значением приложенного напряжения. Несмотря на многочисленность моделей формирования пленок пористого оксида алюминия, большинство из них базируются на процессе образования ПОА в результате следующей суммарной химической реакции:



Помимо нее, при формировании пленок ПОА происходят такие процессы, как: а) превращение алюминия в оксид; б) превращение алюминия в растворимые соли; в) выделение кислорода; г) растворение оксида; д) выделение водорода [10]. Как показывают результаты исследований [10-12], плотность тока в процессе формирования пористой структуры вначале быстро растет, а затем уменьшается до определенного значения и становится постоянным. Зависимость основных характеристик получаемых слоев ПОА от параметров процесса анодирования имеет сложный характер.

Структура слоя ПОА, полученного электролитическим травлением, представляет массив плотноупакованных ячеек, каждая из которых содержит в центре пору (Рисунок-1).

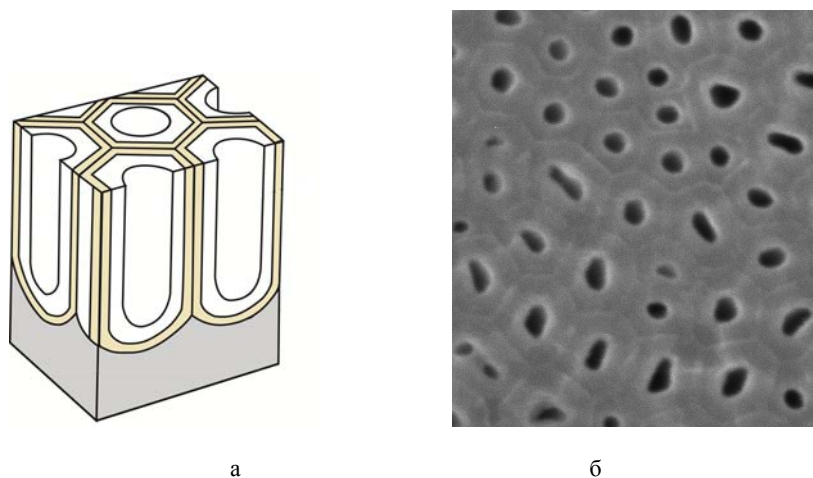


Рисунок 1 – Схематическое строение (а) и СЭМ изображение (б) ПОА

Целью данной работы является получение пленок пористого оксида алюминия в щавелевой кислоте при различных значениях приложенного напряжения и исследование их структуры в зависимости от технологических параметров процесса роста, от процессов послеростового отжига, исследование методом получения нановолокон пористого оксида алюминия. Информация по влиянию основных параметров процесса анодирования на свойства ПОА необходима для получения мембран на основе ПОА с заданными параметрами. Мембраны на основе ПОА могут применяться для получения наноструктурированных материалов.

**Эксперимент и результаты.** Первый этап процесса получения ПОА связан с обработкой исходной алюминиевой фольги. Алюминиевая фольга (99,99%) предварительно отжигалась в муфельной печи при  $T=500^{\circ}C$  в течении 3 часов в воздушной атмосфере для увеличения размеров зерен алюминия. Процесс анодирования проводился в специально изготовленной фторопластовой ячейке при комнатной температуре в электролите на основе щавелевой кислоты. Анодирование проводилось в два этапа и при одинаковых условиях, за исключением времени анодирования.

Первый этап проводился в течение 3 часов, 2-й этап имел длительность от 15 минут до 1 часа в зависимости от величины приложенного напряжения, которое варьировалось от 10 до 100 В. После 1-го этапа проводилось удаление оксидного слоя в смеси растворов  $H_3PO_4/CrO_3/H_2O$  при температуре  $70-80^{\circ}C$  в течении одного часа. Затем проводился 2-й этап процесса анодирования.

Нановолокна ПОА были получены в результате двухстадийного процесса анодирования в щавелевой кислоте (при температуре  $T=8-9^{\circ}C$ ) при напряжении  $U=100$  В.

Процесс формирования пленок ПОА контролировался с помощью оптического микроскопа Leica DM 6000 M (Leica), атомно-силового микроскопа Ntegra Therma (NT-MDT) и сканирующего электронного микроскопа Quanta 3D 200i (FEI Company).

На рисунке 2 представлены зависимости тока от времени процесса анодирования при различных значениях приложенного напряжения. Как видно из графика, начальная точка величины тока в каждом процессе различна, что связано с величиной приложенного напряжения. С ростом напряжения возрастала и начальная величина тока электролитического процесса. Со временем сила тока падает и стремится к одинаковой величине независимо от величины напряжения. На рисунке 3 представлен график зависимости толщины пористой пленки от приложенного напряжения ( $U=10-80$  В) при фиксированном времени травления 1 час. С увеличением величины приложенного напряжения толщина пленок ПОА увеличивается примерно по линейной зависимости.

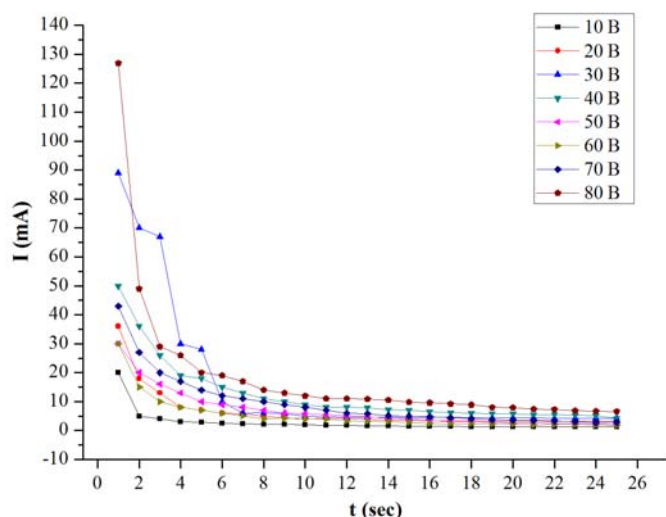


Рисунок 2 – График зависимостей тока от времени ( $t=25$  сек) процесса анодирования при  $U=10-80$  В, при температуре  $T=21-22^{\circ}C$

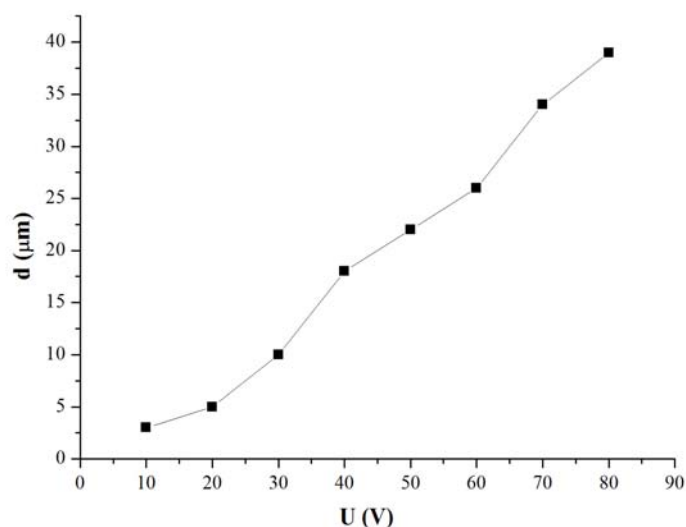


Рисунок 3 – График зависимости толщины пористой пленки от приложенного напряжения ( $U=10-80$  В) при температуре  $T=21-22^{\circ}C$

Обнаружено, что отжиг пленок ПОА после финального этапа формирования пористой мембраны влияет на структуру мембраны (рисунок 4). Отжиг на воздухе в муфельной печи при температуре  $500^{\circ}C$  в течение 3 часов приводит к очищению пористой пленки (рисунок 4(б)) и удалению остатков применяемых в процессе анодирования реактивов.



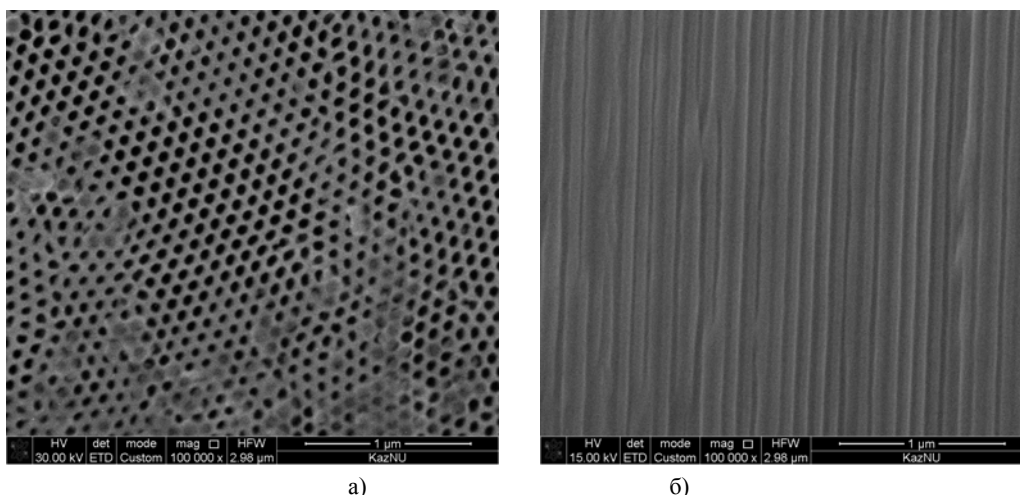


Рисунок 4 – СЭМ изображения ПОА после отжига при 500°C:  
а – поверхность; б – на сколе (рост ПОА при  $U=40$  В,  $T=19-20$  °С,  $t=5$  ч)

На рисунке 5 представлены СЭМ изображения до и после отжига пленок ПОА, полученных в результате процесса анодирования в течении 3 часов при температуре электролита  $T=21-22$  °С и приложенном напряжении  $U=30$  В и  $U=50$  В. Из СЭМ изображений можно наблюдать качественное изменение структуры пористых пленок до и после отжига.

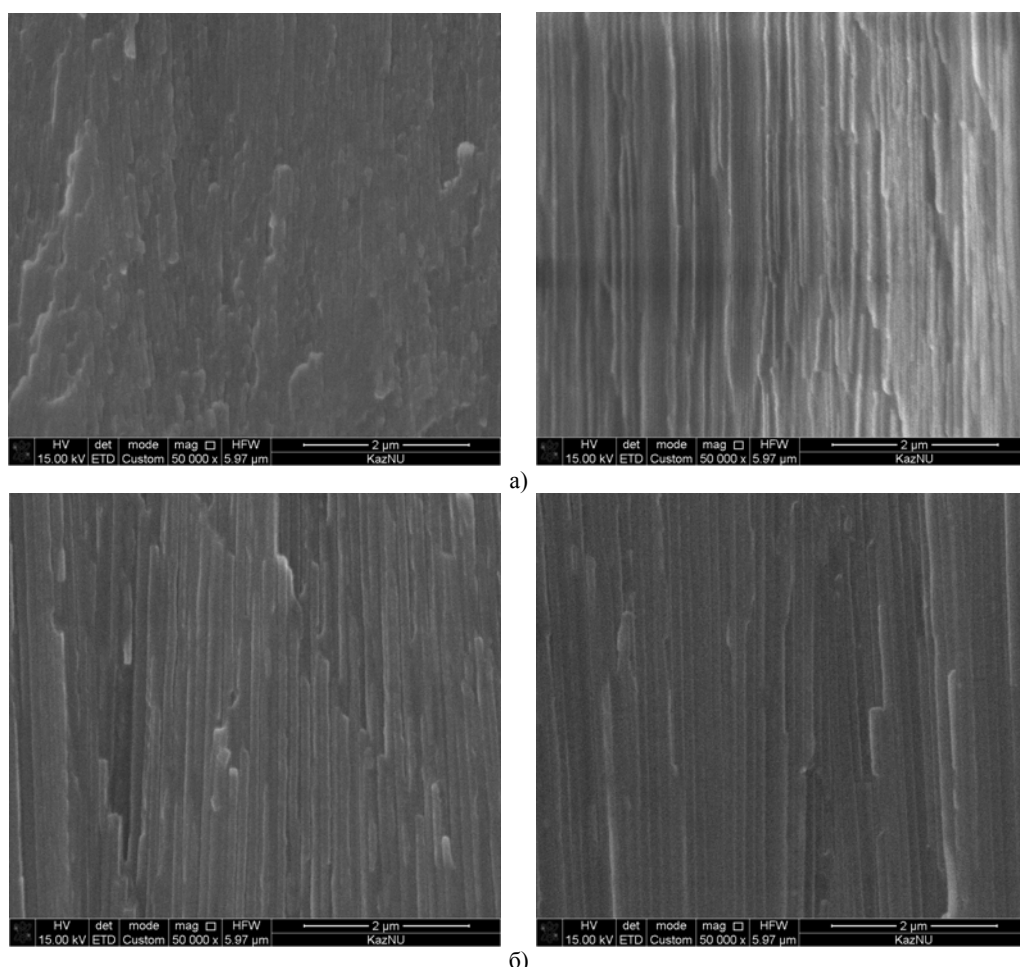


Рисунок 5 – а – СЭМ изображение ПОА до и после отжига при температуре 500°C  
(рост ПОА при  $U=30$  В,  $T=21-22$  °С,  $t=3$  ч);  
б – СЭМ изображение ПОА до и после отжига при температуре 500°C  
(рост ПОА при  $U=50$  В,  $T=21-22$  °С,  $t=3$  ч)

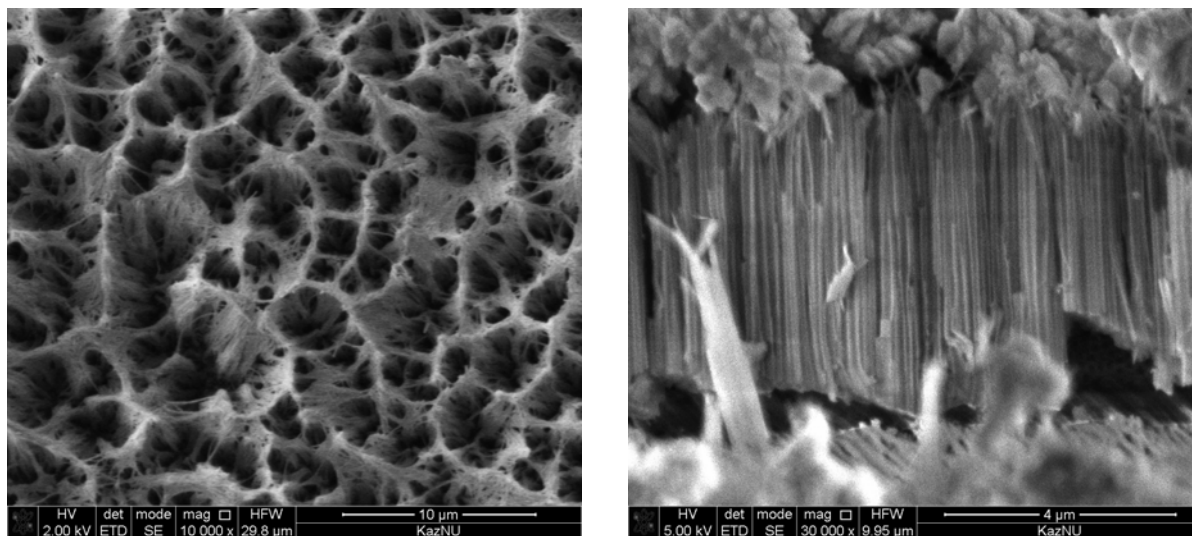


Рисунок 6 – СЭМ изображения нановолокон ПОА на поверхности (а) и на сколе (б)

На рисунке 6 представлены СЭМ изображения нановолокон ПОА, полученных при напряжении травления 100 В. На рисунке 6,а можно наблюдать, как на поверхности пленки нановолокна собираются в отдельные пучки. На сколе образца (рис. 6,б) можно видеть пористую структуру, на поверхности которой наблюдается расщипление стенок пор. Формирование нановолокон ПОА можно объяснить расщиплением стенок ячеек в условиях высокого напряжения, приложенного в процессе анодирования в щавелевой кислоте. Нановолокна ПОА представляют собой расщипленные под высоким напряжением стенки ячеек. На рисунке 7 представлены СЭМ изображения с отметками размеров диаметров пор и расстояний между центрами этих пор, также представлено СЭМ изображение с отметками толщины сформированных нанопор. Диаметр пор ПОА достигает 115 нм, расстояние между центрами пор составляет 206 нм. Толщины нановолокон ПОА составляет величины от 38 до 94 нм. На СЭМ изображениях можно наблюдать высокую упорядоченность пористой структуры, что редко наблюдается при высоких значениях приложенного напряжения при травлении в щавелевой кислоте.

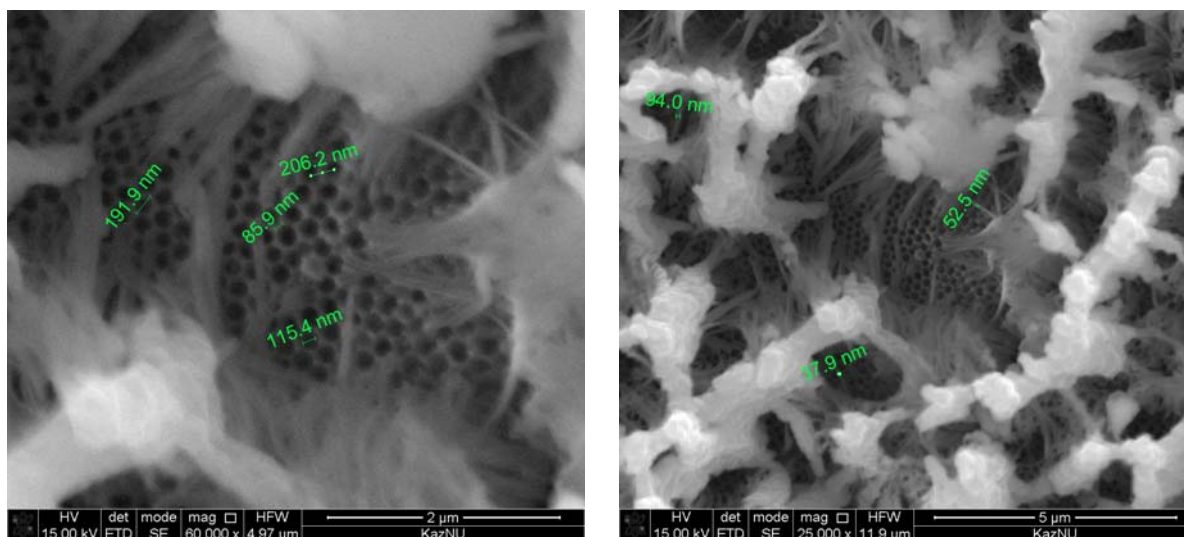


Рисунок 7 – СЭМ изображение нановолокон ПОА: а – с отметками размера пор и расстояний между порами; б – с отметкой толщин нановолокон

**Заключение.** В результате проведенных экспериментальных работ были получены пленки ПОА с различными структурными параметрами. Структурные особенности ПОА были исследованы с помощью атомно-силовой и сканирующей электронной микроскопии. Были оценены

толщины пленок, размеры пор и расстояние между центрами пор, дефекты структуры. Данные методики исследования позволяют получать информацию о структурных особенностях исследуемого материала и определять зависимости структуры от основных параметров процесса анодирования, что позволяет получать материал с заданными свойствами. Также исследовано улучшение качества полученных пленок при после ростом термическом отжиге. При высоких напряжениях электролитического травления (100 В) получены нановолокна ПОА, типичные диаметры которых были от 38 до 94 нм, длина составляла до ~5 мкм.

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1 J.M. Montero-Moreno, M. Sarret, and C. Muller. Influence of the Aluminum Surface on the Final Results of a Two-Step Anodizing. *Surface and Coatings Technology*, 201(14): 6352-6357, 2007.
- 2 M. Tang, J. He, J. Zhou, and P. He. Pore-Widening With the Assistance of Ultrasonic: A Novel Process for Preparing Porous Anodic Aluminum Oxide Membrane. *Materials Letters*, 60(17-18): 2098-2100, 2006.
- 3 Пархутик В.П., Бондаренко В.П., Лабунов В.А., Сокол В.А. Исследование состава пористых пленок анодного оксида алюминия в процессе их зарождения и роста // *Электрохимия*. - 1984, Т. 20, № 4, С. 530-534.
- 4 Сурганов В.Ф. Исследование роста анодного оксида на алюминии в щавелево-кислом электролите методом спектроскопии резерфордского обратного рассеяния // *Электрохимия*. - 1994, Т. 30, № 3, С. 374-377.
- 5 Голубев А.И. Анодное окисление алюминиевых сплавов. – М.: Изд.АН СССР, 1961, 192 с.
- 6 Петрова В.В., Сыромятина Н.В., Колесникова Г.А. – *Электрохимия*, 1990, Т.26, В.5.
- 7 Takahashi H. *Electrochem. Act.*, 1978, 23, №3.
- 8 Юнг Л. Анодное окисление пленки. – Л.: Энергия, 1967, 232 с.
- 9 Анодное окисление покрытия на легких сплавах. Под ред. Францевича И.Н. – Киев: Наука, думка, 1977, 96 с.
- 10 G. Paternarakis, J. Chandrinou, and K. Masavetas. Formulation of A Holistic Model for the Kinetics of Steady State Growth of Porous Anodic Alumina Films. *Journal of Solid State Electrochemistry*, 11(9): 1191-1204, 2007.
- 11 F. Li, L. Zhang, and R.M. Metzger. On the Growth of Highly Ordered Pores in Anodized Aluminum Oxide. *Chemistry of Materials*, 10: 2470-2480, 1998.
- 12 K. Shimizu, K. Kobayashi, G.E. Thompson, and G.C. Wood. Development of Porous Anodic Films on Aluminium. *Philosophical Magazine A*, 66(4): 643-652, 1992.

#### Резюме

*Б. Е. Алпысбаева, Х. А. Абдуллин*

#### АНОДТЫ КЕУЕКТІ АЛЮМИНИЙ ТОТЫҒЫНЫҢ ҚАЛЫПТАСУ ПРОЦЕСІНІҢ ЕРЕКШЕЛІКТЕРІН ЗЕРТТЕУ

Өздігінен қалыптасу қасиетіне ие болатын кеуекті алюминий тотығы (КАТ) материалтану және нанотехнология аймақтарында кеңінен қолданылады. Алынған кеуекті алюминий тотығының жоғары ретті құрылымын алу процесі қолданылатын электролиттің химиялық тазалығы мен температурасына, берілген кернеумен және анодтау процесінің уақытымен тікелей байланысты болады. Кеуекті алюминий тотығы пленкалары кернеуі әртүрлі мәндерінде алынған болатын, бұл пленка кеуектерінің өлшемдері мен оның қалыңдығына әсер етті. Берілген жұмыста кеуекті пленканың күйдіруге дейінге және кейінгі кездегі құрылымдары зерттеліп, КАТ наноталшықтары алынған болатын.

**Тірек сөздер:** электролит, анодирлеу, алюминий тотығының наноталшықтары, АСМ, СЭМ, мембрана.

#### Summary

*B. E. Alpysbayeva, Kh. A. Abdullin*

#### STUDY OF FEATURES OF THE FORMATION OF POROUS ANODIC ALUMINA FILMS

Having properties of self-organization porous alumina (PA) has wide range of application in the field of materials science and nanotechnologies. Production of highly ordered porous alumina structures is directly depend on chemical purity and temperature of the used electrolyte, it also depends on the value of applied voltage and time of anodizing process. The films of porous alumina were formed under the different values of applied voltage (from 10 to 80 V), which influenced on the size of pores and the thickness of the films. In this work the structures of porous alumina films were studied before and after annealing in air and also nanofibers of PA were produced.

**Keywords:** electrolyte, anodization, nanowares of alumina, AFM, SEM, membrane.

С. Е. КУМЕКОВ<sup>1</sup>, К. С. МАРТИРОСЯН<sup>2</sup>, А. А. САУХИМОВ<sup>1,2</sup> \*

<sup>1</sup>Казахский национальный технический университет им. К. И. Сатпаева, Алматы, Казахстан,

<sup>2</sup>Департамент физики и астрономии Техасского университета в Браунсвилле

Штат Техас, г. Браунсвилл 78520 ул. Форт Браун 80,

\*- sauchimov@gmail.com)

## ПОЛУЧЕНИЕ НАНОЧАСТИЦ $Y_3Fe_5O_{12}$ МЕТОДОМ SOLUTION COMBUSTION SYNTHESIS И ИЗУЧЕНИЕ ИХ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ

**Аннотация.** Тройной оксид системы Y-Fe-O обладает уникальными магнитными свойствами, которые чувствительны к размеру кристаллических частиц. Основная проблема при получении данного материала в нанокристаллических формах связана с конгломерацией частиц при протекании реакции синтеза. В данной работе описывается получение полидисперсных порошков  $Y_3Fe_5O_{12}$  методом solution combustion synthesis (SCS) на основе нитрата иттрия, нитрата железа и различным добавлением глицина в виде горючего вещества. Нано порошки феррита иттрия получали с использованием трех различных концентраций глицина (3%, 6% и 10%) от суммарной массы. Магнитные свойства полученных материалов изучали с помощью криогенного магнитометра (PPMS). Магнитные свойства по кривым зависимостям магнитного момента (M) от температуры (T) в режиме охлаждения в нулевом магнитном поле (ZFC) и в режиме охлаждения в сильном магнитном поле (FC) показывают, что увеличение доли глицина при образовании  $Y_3Fe_5O_{12}$  приводит к росту размера частиц и увеличению полидисперсности порошка. Полученные результаты могут быть полезны при использовании в высокочастотных радиоустройствах.

**Ключевые слова:** феррит иттрия, solution combustion synthesis (SCS), температура блокировки, наночастицы, намагниченность.

**Тірек сөздер:** итрий ферриті, solution combustion synthesis (SCS), температураның бұғаттағышы, нанобөлшек, магниттік қанығу.

**Keywords:** Yttrium ferrite, solution combustion synthesis, blocking temperature, nanoparticles, magnetization.

**Введение.** В последнее время наблюдается значительный интерес к изучению магнитных материалов в наноразмерных системах, представляющих нанокристаллы с различными структурами кристаллической решетки. Общая формула указанных кристаллов позволяет образовывать большое количество композитных соединений, среди которых наиболее важным в практическом отношении являются ферриты с общей формулой  $A_xFe_yO_z$  (где A –  $Mg^{2+}$ ,  $Zn^{2+}$ ,  $Cu^{2+}$  и т.д.) [1]. Одним из представителей данного класса является феррит иттрия  $Y_3Fe_5O_{12}$ . Итрий - это редкоземельный элемент, который входит в семейство лантаноидов с проявлением подобных физических и химических свойств данной подгруппы [2]. Ферриты иттрия представляют собой сложные оксидные соединения, которые обладают магнитомягкими свойствами и могут быть использованы в электронных устройствах при высоких частотах [2,3]. Высокодисперсные порошки ферритов иттрия широко применяются в медицине, топливных элементах, газоанализаторах и т.д.

Магнитомягкие свойства ферритов иттрия зависят от размера частиц и от методов их получения. Анализ литературы [4–7] показывает, что аналогичные композиты  $A_xFe_yO_z$  были получены: механическим перемешиванием, химическим осаждением и термическим разложением. В настоящей работе приводятся результаты опытов по получению и исследованию магнитных свойств граната  $Y_3Fe_5O_{12}$  методом SCS [8-9].

Структурные и магнитные свойства нанокристаллических продуктов измерялись криогенным магнитометром PPMS (Physical Property Measurement System, PPMS, Quantum Design).

**Экспериментальная часть.** Образцы феррита  $Y_3Fe_5O_{12}$  получали предварительным механическим перемешиванием необходимого количества итрий пентагидрат нитрата 99,9%, феррум (III) нонагидрат нитрата 98% и глицина 99%. Далее был получен раствор для каждого образца с добавлением 3мл дистиллированной воды ( $H_2O$ ).

Получение нанопорошков SCS методом в виде наноструктурированного итриевого феррита выполнено для трех вариантов смеси, отличающихся лишь различным весовым содержанием глицина 3% (вариант А), 6% (вариант В) и 10 % (вариант С).

Далее смеси были нагреты в специальной печи (Hotplate stirrer) до 275°C, в результате были получены порошки светло коричневого цвета. Период реакции для каждого образца продолжался от 35 до 45 минут.

Магнитные характеристики полученных образцов были измерены с помощью криогенного магнитометра PPMS (Physical Property Measurement System). Намагниченность измерялась в интервале 4.2 К – 300 К в магнитных полях от 50 Э до 55 кЭ. Перед каждым измерением температурных зависимостей  $M(T)$  и полевых зависимостей намагниченности  $M(H)$  как в нулевом магнитном поле (ZFC), так и в сильном магнитном поле (FC) образец предварительно охлаждался до температуры 4.2 К.

**Результаты и обсуждение.** На рисунках 1–3 приведены зависимости намагниченности трех вариантов образцов от температуры для ZFC и FC режимов измерения.

Как показано в работах [10, 11], зависимости  $M(T)$ , измеренные в режимах FC и ZFC, характеризуются двумя значениями температур, называемых температурой блокировки  $T_b$  и температурой расхождения  $T_i$ . Температура  $T_b$  соответствует максимуму зависимости  $M(T)$ , измеренного в режиме ZFC. Температура  $T_i$  соответствует температуре, при которой происходит расхождение зависимостей  $M(T)$ , измеренных в режимах FC и ZFC.

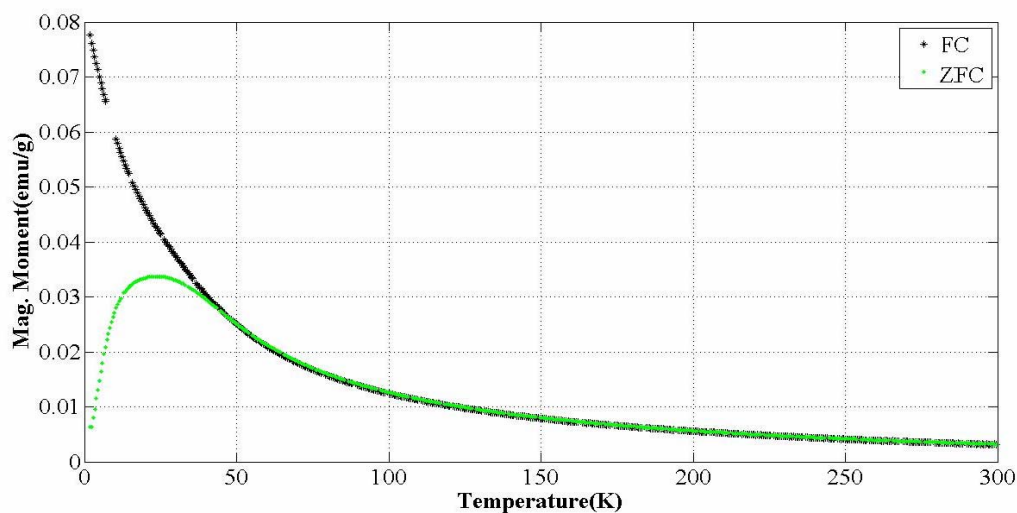


Рисунок 1 – Графики зависимости магнитной восприимчивости от температуры в режимах FC и ZFC для образца варианта А

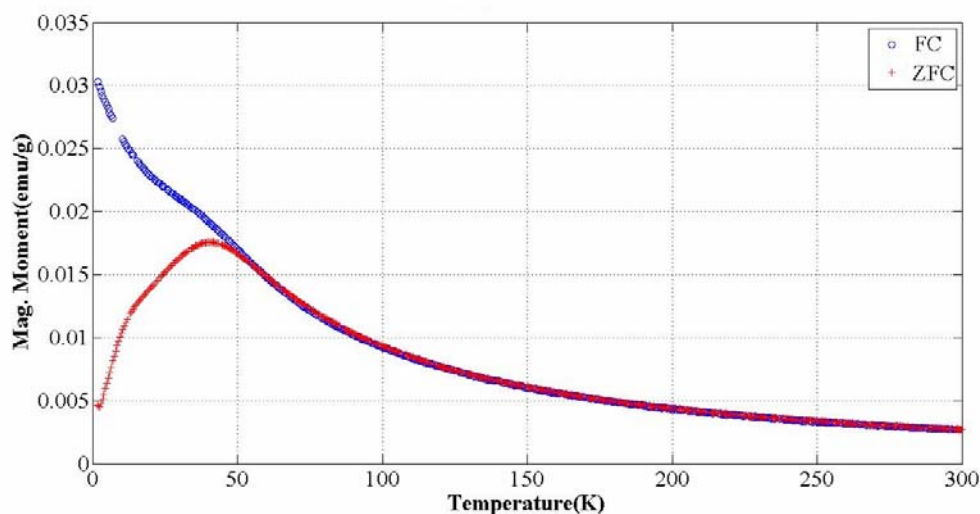


Рисунок 2 – Графики зависимости магнитной восприимчивости от температуры в режимах FC и ZFC для образца варианта В



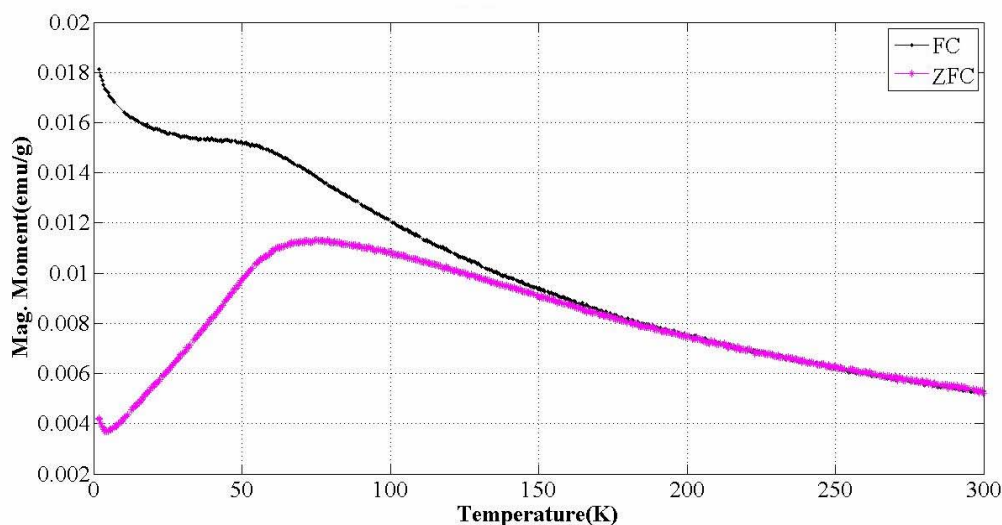


Рисунок 3 – Графики зависимости магнитной восприимчивости от температуры для режимов FC и ZFC для образца варианта С

В работе [1] было показано, что отличие температур  $T_b$  и  $T_i$  связано с дисперсией частиц порошка по размерам. Из анализа рисунков 1-3 следует, что значительной дисперсией частиц по размерам обладает порошок варианта С.

Температура  $T_b$  имеет прямую зависимость от объема частиц [1] согласно формулы:

$$T_b = \frac{K \cdot V}{25 \cdot k} \quad (1)$$

где  $K$  – константа магнитной анизотропии,  $V$  – объем частицы,  $k$  – константа Больцмана.

Пользуясь формулой (1), можно оценить среднее значение объемов наночастиц порошков для трех вариантов  $V_A$ ,  $V_B$ ,  $V_C$  соответственно. Значение  $K$  при разных температурах были найдены из аппроксимационной зависимости  $K(T)$ , построенной из справочных данных [12]. Простые вычисления дают:

$$V_A = 3,55 \cdot 10^{-18} \text{ см}^3, \quad V_B = 5,87 \cdot 10^{-18} \text{ см}^3, \quad V_C = 10,76 \cdot 10^{-18} \text{ см}^3.$$

Полагая, что частицы имеют сферическую форму, можно определить их диаметр согласно формулы:

$$D = \sqrt[3]{\frac{6 \cdot V}{\pi}} \quad (2)$$

В соответствии с вышеприведенной формулой диаметры частиц для трех вариантов измерений (А, В, С) равны:

$$D_A = 23 \text{ нм}, \quad D_B = 37 \text{ нм}, \quad D_C = 69 \text{ нм}.$$

**Заключение.** Таким образом, в настоящей работе впервые методом solution combustion synthesis получены порошки наночастиц граната  $Y_3Fe_5O_{12}$  из шихты с различным весовым содержанием глицина, измерены их магнитные характеристики, определена степень полидисперсности в зависимости от режима получения порошка и оценены средние размеры наночастиц. Полученные результаты могут быть полезны при конструировании высокочастотных радиоустройств.

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1 А. А. Комлев, А. С. Семенова Магнитные характеристики  $MGFe_2O_4$ - содержащих нанопорошков, полученных гидротермальным методом // Наносистемы: физика, химия, математика, 2012, 3 (6), С. 105–111
- 2 M.I. Yanovskaya, T.V. Rogova, S.A. Ivanov, N.V. Kolganova, N.Ya. Turova, J. Mater. Sci. Lett. 6, 274, 1987.
- 3 A. Sztaniszlav, E. Sterk, L. Fetter, M. Farkas-Jahnke, J. Laba?r, J. Magn. Magn. Mater. 41, 75, 1984.
- 4 S. Nakayama, J. Mater. Sci. 36, 5643, 2001.
- 5 N. Pandya, P.G. Kulkarni, P.H. Parsania, Mater. Res. Bull. 25 (1990) 1073.

- 6 D.S. Todorovsky, R.V. Todorovska, St. Groudeva-Zotova, Mater. Lett. 55 (2002) 41.
- 7 Y.Horibe, K. Kishimoto, S. Mori. Structural Phase Transitions and dielectric Anomaly in  $YFe_2O_4$ - $\delta$  //Journal of the Korean Physical Society Vol.46, No.1 January 2005 pp192-194
- 8 K. Suresh, N. R. S. Kumar, K. C. Patil, A novel combustion synthesis of spinel ferrites, orthoferrites and garnets, Advanced Materials, 3, 3, 148–150, 1991.
- 9 K.S. Martirosyan, P.B. Avakyan and M.D. Nersesyan, Phase-formation during self-propagating high-temperature synthesis of ferrites, Inorgan. Mater, 38, 4, 489-492, 2002.
- 10 С.П. Губин., Ю.А.Кокшаров, Г.Б.Хомутов., Г.Ю. Юрков, Магнитные наночастицы: методы получения,строение и свойства // Успехи химии. – 2005. – Т.74. – С. 539–574.
- 11 Y. Ichiyanagi, M.Kubota, S. Moritake, Y. Kanazawa, T.Yamada, T. Uehashi. Magnetic properties of Mg-ferrite nanoparticles // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2007. – V.310. – P. 2378–2380.
- 12 С. Крупицка Физика ферритов и родственных им магнитных окислов. Том 2 // Издательство Мир Москва 1976 г.

## REFERENCE

- 1 A. A. Komelev, A. S. Semenova Magnetic characteristics of  $MgFe_2O_4$  contained nanoparticles obtained hydrothermal method // Nanosystems: physic, chemistry, mathematic, 2012, 3 (6), С. 105–111
- 2 M.I. Yanovskaya, T.V. Rogova, S.A. Ivanov, N.V. Kolganova, N.Ya. Turova, J. Mater. Sci. Lett. 6, 274, 1987.
- 3 A. Sztaniszlav, E. Sterk, L. Fetter, M. Farkas-Jahnke, J. Laba?r, J. Magn. Magn. Mater. 41, 75, 1984.
- 4 S. Nakayama, J. Mater. Sci. 36, 5643, 2001.
- 5 N. Pandya, P.G. Kulkarni, P.H. Parsania, Mater. Res. Bull. 25 (1990) 1073.
- 6 D.S. Todorovsky, R.V. Todorovska, St. Groudeva-Zotova, Mater. Lett. 55 (2002) 41.
- 7 Y.Horibe, K. Kishimoto, S. Mori. Structural Phase Transitions and dielectric Anomaly in  $YFe_2O_4$ - $\delta$  //Journal of the Korean Physical Society Vol.46, No.1 January 2005 pp192-194
- 8 K. Suresh, N. R. S. Kumar, K. C. Patil, A novel combustion synthesis of spinel ferrites, orthoferrites and garnets, Advanced Materials, 3, 3, 148–150, 1991.
- 9 K.S. Martirosyan, P.B. Avakyan and M.D. Nersesyan, Phase-formation during self-propagating high-temperature synthesis of ferrites, Inorgan. Mater, 38, 4, 489-492, 2002.
- 10 С.П. Губин, Ю.А.Кокшаров, Г.Б.Хомутов., Г.Ю. Юрков, Magnetic nanoparticles: obtained methods, structure and properties // Chemistry progress. – 2005. – Т.74. – С. 539–574.
- 11 Y. Ichiyanagi, M.Kubota, S. Moritake, Y. Kanazawa, T.Yamada, T. Uehashi. Magnetic properties of Mg-ferrite nanoparticles // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2007. – V.310. – P. 2378–2380.
- 12 S. Krupichka Physic of ferrite and related its magnetic oxide. Part-2 // Publishing house, World, Moscow 1976 г.

## Резюме

*С. Е Көмеков<sup>1</sup>, К. С. Мартиросян<sup>2</sup>, А. А. Саухимов<sup>1,2</sup> \**

<sup>1</sup>К. И. Сәтбаев атындағы Қазақ ұлттық техникалық университеті, Алматы, Қазақстан,

<sup>2</sup>Браунсвилде Техас университеті, физика мен астрономия департаменті,

Техас штаты, Браунсвилл қ. 78520 Форт Браун көш. 80,

\* sauchimov@gmail.com)

SOLUTION COMBUSTION SYNTHESIS ӘДІСІМЕН  $Y_3Fe_5O_{12}$  НАНОБӨЛШЕКТЕРДІ АЛУ  
ЖӘНЕ ОЛАРДЫҢ МАГНИТТІК ҚАСИЕТТЕРІН ЗЕРТТЕУ

Y-Fe-O үштік тотық жүйесі кристалдық бөлшектер мөлшеріне сезімтал болып келетін, ерекше магниттік қасиеттерге ие. Аталған материалды нанокристалды формада алудағы басты мәселе синтездің реакциясы жүрген кезіндегі бөлшектердің конгломерациясына байланысты болады.

Осы жұмыста полидисперстік ұнтақтарды  $Y_3Fe_5O_{12}$  иттриум нитраты, темір нитраты негіздерінде және жанғыш зат түрінде әртүрлі глицин көлемін қосу арқылы solution combustion synthesis (SCS) әдісімен алу сипатталады. Иттрий ферриті наноұнтақтары глициннің қосынды массасынан үш түрлі концентрацияда (3%, 6% және 10%) алынды. Алынған материалдардың магниттік қасиеттерді криоген магнитометрмен (PPMS) зерттелінді. Магниттік қасиеттер магниттік моменттің (M) температурадан (T) тәуелділік қисықтары бойынша, яғни нөлдік магнит өрістегі салқындатылған режимінде (ZFC) және күшті магниттік өрістегі салқындатылған режимінде (FC)  $Y_3Fe_5O_{12}$  түзілуі кезінде глицин үлесінің өсуі бөлшек мөлшерінің өсуіне және ұнтақтардың полидисперстігінің артуына алып келеді. Алынған нәтижелерді жоғарыжиіліктік радиоқұрылғыларда қолдануға болады.

**Тірек сөздер:** иттрий ферриті, solution combustion synthesis (SCS), температураның бұғаттағышы, нанобөлшек, магниттік қанығу.

### Summary

*S. E. Kumekov<sup>1</sup> K. S. Martirosyan<sup>2</sup> A. A. Sauchimov<sup>1,2\*</sup>*

<sup>1</sup>Kazkh national technical university after K. I. Satpaev, Almaty, Kazakhstan,

<sup>2</sup>Department of Physics and Astronomy, University of Texas at Brownsville,

1 W University Blvd, Brownsville, Texas, USA, 78520

\* sauchimov@gmail.com)

#### FABRICATION OF NANOPARTICLES $Y_3Fe_5O_{12}$ BY SOLUTION COMBUSTION SYNTHESIS AND STUDY OF MAGNETIC PROPERTIES

The ternary oxide system Y-Fe-O presents fascinating magnetic properties that are sensitive to the crystalline size of particles. There is a major challenge to fabricate these materials in nano-crystalline forms due to particle conglomeration during nucleation and synthesis. In this paper we report the fabrication powder of nano sized crystalline yttrium ferrite  $Y_3Fe_5O_{12}$  by solution combustion synthesis (SCS) where yttrium and iron nitrates were used as metal precursors with glycine as a fuel. Yttrium ferrite nano-powder was obtained by using three concentration of glycine (3, 6 and 10 wt. %) in the initial exothermic mixture. The magnetic properties of yttrium ferrite were investigated by cryogenic magnetometry (PPMS, Quantum Design). Magnetization measurements on temperature zero-field-cooled and field-cooled show that increasing concentration of glycine leads to an increased blocking temperature and dispersion.

**Keywords:** Yttrium ferrite, solution combustion synthesis, blocking temperature, nanoparticles, magnetization.



УДК 533.15

Ю. И. ЖАВРИН<sup>1</sup>, В. Н. КОСОВ<sup>2</sup>, О. В. ФЕДОРЕНКО<sup>1</sup>,  
В. МУКАМЕДЕНКЫЗЫ<sup>1</sup>, Я. В. ИСКАКОВА<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан,

<sup>2</sup>Казахский национальный педагогический университет им. Абая, Алматы, Казахстан)

## МНОГОКОМПОНЕНТНАЯ ДИФФУЗИЯ В СИСТЕМАХ С БАЛЛАСТНЫМ ГАЗОМ

**Аннотация.** В газовых смесях, когда два или более основных диффундирующих газов равномерно разбавлены третьим – балластным (градиент концентрации газа – разбавителя равен нулю), последний может переноситься гидродинамическим потоком, вследствие диффузионного бароэффекта, возникающего в замкнутых диффузионных аппаратах.

Исследования диффузии в трехкомпонентных смесях с балластным газом показали, что роль гидродинамического переноса велика, поэтому несомненный интерес представляет изучение влияния газа – разбавителя на диффузию двух основных. Этот частный случай многокомпонентной диффузии привлекает экспериментаторов не только простотой постановки опытов, но и возможностью сопоставить полученные данные с результатами расчетов, полученных на основании точного решения уравнений Стефана – Максвелла.

В статье представлены результаты вычислений и дана оценка влияния природы различных газов – разбавителей в тройных системах  $H_2 + X_i - N_2 + X_i$ , где  $X_i$  газы – разбавители: He, Ne, Ar, Kr, Xe при равномолярных концентрациях всех компонентов в каждой системе применительно к двухколбовому диффузионному аппарату. Расчеты диффузионного процесса проводились для нормального атмосферного давления и температуры 298,0 К. При этом использовались коэффициенты взаимной диффузии (КВД) пар газов, численные значения которых брались из литературных источников.

Показано влияния природы газа – разбавителя на интенсивность диффузионного смешения двух основных компонентов.

**Ключевые слова:** газы, смеси, диффузия, многокомпонентная диффузия, эффективные коэффициенты диффузии

**Тірек сөздер:** газдар, қоспалар, диффузия, көпқұрамды диффузия, диффузияның тиімді коэффициенттері.

**Keywords:** gases, mixtures, diffusion, multicomponent diffusion, effective diffusion coefficients.

Особый случай, часто рассматриваемый при решении практических задач многокомпонентного массопереноса – это диффузия двух или нескольких газов через слой газа-разбавителя (балластного газа). Очень интересная задача, когда в диффузионном процессе используются различные газы-разбавители с отличающимися друг от друга свойствами, что позволяет управлять характером течения массообменных процессов, например, при химических реакциях. Если по своим диффузионным свойствам балластный газ близок к одному из основных (например, основной газ  $CO_2$ , тогда балластными газами могут быть Ar или  $N_2O$ ), то при взаимной диффузии газ-разбавитель играет роль индикатора движения всей смеси, что позволяет производить измерение гидродинамического (компенсирующего) потока. Изменяя в исходных смесях концентрацию балластного газа, можно определить концентрационную зависимость коэффициентов диффузии. Используя балластный газ как индикатор, можно оценить собственно молекулярный перенос компонентов и описать особенности многокомпонентной диффузии [1, 2].

При систематизации экспериментального материала по диффузии двух газов через третий – балластный, было обращено внимание на интересный факт. Если два основных газа разбавлять в

равной степени различными балластными газами, то величины коэффициентов диффузии основных газов будут зависеть от того, какой газ-разбавитель находится в смеси легкий или тяжелый.

Таким образом, подбор соответствующего газа – разбавителя позволял управлять характером массообменного процесса, например, при химических реакциях в газовой фазе.

Необходимо отметить, что диффузия в многокомпонентных газовых смесях при наличии в них балластных газов имеет ряд особенностей, которые не имеют места в обычной бинарной диффузии. В терминологии Тура [3] эти особенности получили названия «противодиффузии» или «обратной диффузии», «диффузионного барьера» и «осмотической диффузии». «Противодиффузия» – перенос компонента в направлении его градиента, «диффузионный барьер» – отсутствие переноса компонента при отличном от нуля его градиента концентрации и «осмотическая диффузия» – перенос компонента при равном нулю его градиенте. Физику проявления этих на первый взгляд странных явлений легко раскрыть (см., например, [4]), если представить, что наблюдаемый на опыте перенос компонентов есть результат сложения (векторного) молекулярного переноса и переноса гидродинамическим потоком, как следствие диффузионного бароэффекта, возникающего в замкнутых диффузионных аппаратах.

В газовых смесях, когда два или более основных диффундирующих газов равномерно разбавлены третьим – балластным (градиент концентрации газа – разбавителя равен нулю), последний может переноситься гидродинамическим потоком, что соответствует «осмотической» диффузии.

В данной статье представлены результаты вычислений и дан анализ влияния природы газов – разбавителей: (He, Ne, Ar, Kr и Xe) на диффузию двух основных водорода и азота для случая равновесных концентраций основных и балластных газов. Расчеты диффузионного процесса проводились для нормального атмосферного давления и температуры 298,0 К применительно к двухколбовому аппарату. При этом использовались коэффициенты взаимной диффузии (КВД) пар газов, численные значения которых брались из литературных источников [5-10]. Геометрические параметры аппарата были следующими: диаметр –  $d$  и длина –  $L$  диффузионного канала – 3,3 и 70,0 мм соответственно, а объемы верхней –  $V_в$  и нижней –  $V_н$  колб составляли примерно по 70 см<sup>3</sup>. Комплекс данных геометрических размеров (постоянная прибора) был равен 2500 см<sup>2</sup>. Таким образом, используемые в расчетах геометрические характеристики в среднем соответствовали размерам аппаратов, используемым в экспериментах.

Результаты расчетов  $D_{H_2}^{эф}$  и  $D_{N_2}^{эф}$  для начального распределения концентраций компонентов приведены ниже. ЭКД балластных газов не вычислялись по следующим соображениям. По начальному распределению концентраций газа – разбавителя производить расчет нельзя, так как его градиент равен нулю, но и вычислять ЭКД балластного газа, когда он приходит в движение под действием диффузионного бароэффекта и нарушается однородность его распределения, не имеет смысла из-за малой величины возникшего градиента концентрации (по сравнению с градиентами основных компонентов). Также необходимо учитывать, что ЭКД газа – разбавителя может принимать как положительные, так и отрицательные значения.

Расчеты эффективных коэффициентов диффузии основных компонентов (водорода и азота) в системах с различными газами-разбавителями и равновесными концентрациями газов при  $P = 0,101$  МПа и  $T = 298,0$  К:

1.  $0,5H_2 + 0,5He - 0,5N_2 + 0,5He$ ;  $D_{H_2}^{эф} = 1,17$ ,  $D_{N_2}^{эф} = 0,79$  см<sup>2</sup>/с;
2.  $0,5H_2 + 0,5Ne - 0,5N_2 + 0,5Ne$ ;  $D_{H_2}^{эф} = 1,00$ ,  $D_{N_2}^{эф} = 0,57$  см<sup>2</sup>/с;
3.  $0,5H_2 + 0,5Ar - 0,5N_2 + 0,5Ar$ ;  $D_{H_2}^{эф} = 0,85$ ,  $D_{N_2}^{эф} = 0,45$  см<sup>2</sup>/с;
4.  $0,5H_2 + 0,5Kr - 0,5N_2 + 0,5Kr$ ;  $D_{H_2}^{эф} = 0,74$ ,  $D_{N_2}^{эф} = 0,38$  см<sup>2</sup>/с;
5.  $0,5H_2 + 0,5Xe - 0,5N_2 + 0,5Xe$ ;  $D_{H_2}^{эф} = 0,68$ ,  $D_{N_2}^{эф} = 0,35$  см<sup>2</sup>/с.

Как видно, из приведенных данных влияние балластных газов на диффузию основных весьма значительно (практически значение ЭКД изменяется в два раза).

Отсюда следует, что при необходимости оказать влияние на диффузию в системе с балластным газом достаточно подобрать подходящий газ – разбавитель, который позволит либо интенсифицировать, либо оставить без изменения, либо замедлить диффузионный процесс.

Таким образом, результаты данного исследования могут быть использованы при нахождении диффузионных характеристик компонентов, в определении режима смещения, а также в оценке влияния газа – разбавителя на массообмен в различных технологических процессах, происходящих в закрытых резервуарах, колоннах и т.д.

## ЛИТЕРАТУРА

- 1 Кульжанов Д.У. Экспериментальное исследование диффузии некоторых трехкомпонентных газовых смесей в различных системах отсчета: Дис... канд. физ.-мат. наук. – Алма-Ата, 1982. – 150 с.
- 2 Жаврин Ю.И., Косов В.Н., Кульжанов Д.У. и др. Исследование влияния природы и концентрации газа – разбавителя на диффузию двух основных компонентов // Известия НАН РК. Серия физико-математическая. – 2006. – № 6 (250). – С. 25-30.
- 3 Toor H.L. Diffusion in three – component gas mixture // A.I. Chem. E. Journal. – 1957. – V. 3, № 2. – P. 198-207.
- 4 Косов Н.Д., Новосад З.И. Определение количества газа, переносимого гидродинамическим потоком при взаимной диффузии // ЖТФ. – 1969. – Т. 39, № 3. – С.582-586.
- 5 Жаврин Ю.И., Жаврин В.Ю., Косов В.Н., Поярков И.В. Расчет многокомпонентного массопереноса в двухколбовом аппарате с применением языка программирования Delphi // Вестник КазНУ. Серия физическая. – 2006. – № 2 (22). – С. 72-79.
- 6 Варгафтик Н.Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. – М.: Наука, 1972. – 720 с.
- 7 Солоницын Б.П. Исследование температурной зависимости коэффициентов взаимной диффузии газов стационарным проточным методом: Автореферат дис. ...канд. физ.-мат. наук. – Алма – Ата, 1979. – 23 с.
- 8 Селезнев В.Д., Ивакин Б.А., Лойко А.Э. и др. Диффузия в бинарной смеси разреженных и плотных газов // Теплофизические свойства веществ и материалов. – М.: Изд-во Стандартов, 1982. – Вып. 17. – С. 24-43.
- 9 Жаврин Ю.И., Косов Н.Д., Новосад З.И. Измерение взаимных коэффициентов диффузии метана в некоторые газы с применением хроматографического метода анализа // Прикладная и теоретическая физика. – Алма-Ата, 1973. – Вып. 5. – С. 149-153.
- 10 Косов В.Н., Жаврин Ю.И. Коэффициенты диффузии некоторых бинарных и трехкомпонентных газовых смесей, содержащих фреон-12 // Теплофизические свойства веществ и материалов. – М.: Изд-во Стандартов, 1989. – Вып. 28. – С. 112-122.

## REFERENCES

- 1 Kul'zhanov D.U. Experimentalnoe issledovanie diffuzii nekotorykh trekhkomponentnykh gasovykh smesey v razlichnykh sistemakh otscheta: Dis... cand. fiz.-mat. Nauk. – Almaty, 1982. – 150 s.
- 2 Zhavrin Yu.I., Kossov V.N., Kul'zhanov D.U. i dr. Issledovanie vliyaniya prirody i kontcentratscii gasa-razbavitelya na diffuziyu dvukh osnovnykh komponentov // Izvestiya NAN RK, seriya fiz.-mat. – Almaty. – 2006. – № 6 (250). – S. 25-30.
- 3 Toor H.L. Diffusion in three – component gas mixture // A.I. Chem. E. Journal. – 1957. – V. 3, № 2. – P. 198-207.
- 4 Kosov N.D., Novosad Z.I. Opredelenie kolichestva gasa, perenosimogo gidrodinamicheskim potokom pri vzaimnoy diffuzii // Zhur. Tekh. Fiz. – 1969. – T. 39, № 3. – S. 582-586.
- 5 Zhavrin Yu.I., Zhavrin V.Yu., Poyarkov I.V. Raschet mnogokomponentnogo massoperenosa v dvuchkolbovom apparate s primeneniem yazyka programmirivaniya Delphi // Vestnik KazNU, seriya fiz. – 2006. – № 2 (22). – S. 72-79.
- 6 Vargafitik N.B. Spravochnik po teplofizicheskim svoystvam gasov i zhidkostey. – M.: Nauka, 1972. – 720 s.
- 7 Solonitsyn B.P. Issledovanie temperaturnoy zavisimosti koeffitientov vzaimnoy diffuzii gasov statcionarnym protochnym metodom: Avtoreferat dis... cand. fiz.-mat. nauk. – Alma-Ata, 1979. – 23 s.
- 8 Seleznev V.D., Ivakin B.A., Loyko A.E. i dr. Diffuziya v binarnoy smesi razrezhenykh i plotnykh gasov // Teplofizicheskie svoystva veschestv i materialov. – M.: Izd-vo Standartov, 1982. – Vyp. 17. – S. 24-43.
- 9 Zhavrin Yu.I., Kosov N.D., Novosad Z.I. Izmerenie vzaimnykh koeffitientov diffuzii metana v nekotorye gasy s prime-neniem khromatograficheskogo metoda analiza // Prikladnaya i teoreticheskay fizika. – Alma-Ata, 1973. – Vyp. 5. – S. 149-153.
- 10 Kosov V.N., Zhavrin Yu.I. Koeffitienty diffuzii nekotorykh gasovykh smesey, sodержaschikh freon-12 // Teplofizicheskie svoystva veschestv i materialov. – M.: Izd-vo Standartov, 1989. – Vyp. 28. – S. 112-122.

## Резюме

Ю. И. Жаврин<sup>1</sup>, В. Н. Косов<sup>2</sup>, О. В. Федоренко<sup>1</sup>, В. Мұкамеденқызы<sup>1</sup>, Я. В. Исакова<sup>1</sup>

(<sup>1</sup>Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Алматы, Қазақстан,  
<sup>2</sup>Абай атындағы Қазақ ұлттық университеті, Алматы, Қазақстан)

## БАЛЛАСТЫ ГАЗ ЖҮЙЕЛЕРІНДЕГІ КӨПҚҰРАМДЫ ДИФФУЗИЯ

Газ жүйелеріндегі екі немесе одан да көп негізгі араласатын газдар үшінші балласты газбен біркелкі араластырылған болса (араласатын газ концентрациясының градиенті нөлге тен), соңғысы жабық диффузиялық аппараттың ішінде байқалатын диффузиялық бароэффект әсерінен гидродинамикалық ағынмен тасымалдануы мүмкін.

Балласты газы бар үшқұрамды қоспалардағы диффузияны зерттеу барысында гидродинамикалық тасымалдаудың маңызды рөлі көрсетілген. Сондықтан да араласушы газдың диффузияға әсерін зерттеу аса қызығушылықты тудырады. Бұл көпқұрамды диффузияның дербес жағдайы тәжірибе жүргізушілерді тәжірибенің оңайлығымен ғана емес, сонымен қатар алынған нәтижелерді Стефан-Максвелл теңдеуі негізінде алынған дәл есептеу мәліметтерімен салыстыруға мүмкіндік беретіндігімен қызықтырады.

Мақалада есептеу нәтижелері көрсетілген және үшқұрамды жүйелердегі  $H_2+X_1-N_2+X_1$  әртүрлі араласушы-газ табиғатының әсеріне баға берілген, мұндағы араласушы-газдар He, Ne, Ar, Kr, Xe әр жүйедегі барлық компоненттердің тең молярлы концентрациясы екіқолбалы диффузиялық аппаратта қолданылады. Диффузиялық процестердің есептері қалыпты атмосфералық қысым және 298,0 К температурада жүргізілді. Газдардың өзара әсерлесу диффузия коэффициентінің (ӨДК) сандық мәндері әдебиеттерден алынды.

Араласушы-газ табиғатының екі негізгі компоненттің диффузиялық араласу қарқындылығына әсері көрсетілді.

**Тірек сөздер:** газдар, қоспалар, диффузия, көпқұрамды диффузия, диффузияның тиімді коэффициенттері.

### Summary

*Yu. I. Zhavrin<sup>1</sup>, V. N. Kossov<sup>2</sup>, O. V. Fedorenko<sup>1</sup>, V. Mukamedenkyzy<sup>1</sup>, Ya. V. Iskakova<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>Al-Farabi kazakh national university, Almaty, Kazakhstan,

<sup>2</sup>Abay kazakh national pedagogical university, Almaty, Kazakhstan)

### MULTICOMPONENT DIFFUSION IN THE SYSTEMS CONTAINING A BALLAST GAS

In gas mixtures when the third one equally dilutes two or more main diffused gases, i.e. ballast gas (the concentration gradient of diluent gas is equal to zero), the latter can be transferred by the hydrodynamic flow due to the diffusion baroeffect occurring in the closed diffusion apparatuses.

Study of diffusion in ternary gas mixtures with a ballast gas has shown that the role of hydrodynamic transfer is great, therefore research of the influence of diluent gas on the diffusion of two main represents the real interest. This particular case of multicomponent diffusion attracts observers not only the simplicity of experiment statement but and the opportunity to compare the obtained data with the results of the calculations found for the reason of the exact solution of the Stephan-Maxwell equations.

In the paper calculation results are represented and the estimation of the influence of different diluted gas nature in three-component gas systems  $H_2 + X_1 - N_2 + X_1$  where  $X_i$  is the diluted gases, viz. He, Ne, Ar, Kr and Xe, at equimolar concentrations of all components in each system in respect to a two-flask apparatus is given. Calculations of the diffusion process have been carried out at normal atmospheric pressure and at temperature 298.0 K. Interdiffusion coefficients (IDC) of gases pairs which numerical values have been taken from the literature references have been used.

The influence of the solvent gas nature and its concentration on the intensity of diffusion mixing of two basic components is shown.

УДК 537.311.322

*Г. А. ИСМАЙЛОВА, Г. Ш. ЯР-МУХАМЕДОВА, Н. Б. ИСЕМБЕРДИЕВА, Ф. Б. ЖУСИПБЕКОВА,  
А. Г. КАЛИЕВА, А. НУРГАЛИЕВА, М. КОШИМОВА, А. А. МАРХАБАЕВА*

(Казахский национальный университет им аль-Фараби, Алматы, Казахстан)

### ИССЛЕДОВАНИЕ МОРФОЛОГИИ ПОВЕРХНОСТИ «НАНОКРИСТАЛЛЫ $A^3B^5 + Si$ » МЕТОДОМ СКАНИРУЮЩЕЙ ЗОНДОВОЙ МИКРОСКОПИИ

**Аннотация.** В работе найден элементный состав «нанокристаллы  $A^3B^5 + Si$ » в атомарных и весовых процентах. Определен точный состав и концентрации ионов III и V групп Периодической системы элементов, внедренных в монокристаллический кремний.

**Ключевые слова:** монокристаллический кремний, светоизлучающие материалы, ионная имплантация, СЗМ метод.

**Тірек сөздер:** монокристалды кремний, жарық шығаратын материалдар, ионды имплантация, СЗМ әдісі.

**Keywords:** Monocrystall silicon, light-emitting materials, ion implantation, SPM.

**Введение.** В связи с активным развитием технологий получения микро- и наноструктур на основе Si с улучшенными оптоэлектронными свойствами имеется ряд актуальных задач, связанные с получением светодиодных структур в инфракрасном и видимом диапазоне, что позволяет

использовать свет вместо электрического импульса для передачи сигнала в сверхбольших интегральных схемах и тем самым увеличить быстродействие и уменьшить размеры элементов схемы [1]. Получение принципиально новых результатов фундаментальных и прикладных исследований в физике полупроводников, оптоэлектроники, нанофотоники, в частности связанных с разработкой методик и проведением новых экспериментов по комплексному исследованию структурных и оптических свойств новых композитных слоев позволит глубже понять многие физические процессы в сложных композитных системах [2].

**Материалы и методика исследований.** В данной работе исследовались морфология поверхности и химический состав нанокompозитов полученных методом ионной имплантации с последующими термообработками. С помощью сканирующего электронного и атомно-силового микроскопов был сделан энергодисперсионный анализ 5-ти имплантированных образцов и была выявлена концентрация внедренных элементов в монокристаллическом кремний.

На рисунке 1 представлен внешний вид СЭМ Quanta 3D 200in используемый при работе.



Рисунок 1 – СЭМ Quanta 3D 200in

**Результаты эксперимента.** С помощью сканирующего электронного микроскопа получили энергодисперсионный анализ. Первый исследованный образец – монокристаллический кремний имплантированный ионами As (170 кэВ,  $3,2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ ) и In (250 кэВ,  $2,8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ ) в температуре  $500^\circ \text{C}$ . И после отжигался 60 минут при температуре  $900^\circ \text{C}$ . По результатам анализа был получен элементный состав в атомарных и весовых процентах.

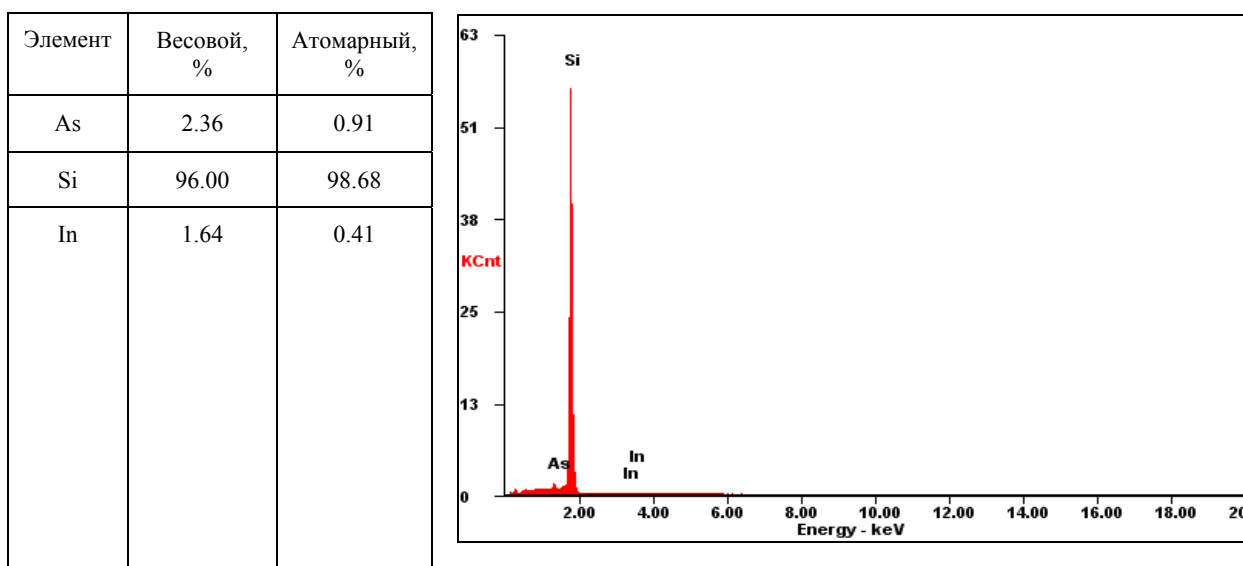


Рисунок 2 –энергодисперсионный анализ монокристаллического Si имплантированного ионами As (170 кэВ,  $3,2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ ) и In (250 кэВ,  $2,8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ )

Сделаны микрофотографии образцов с помощью сканирующего электронного микроскопа.

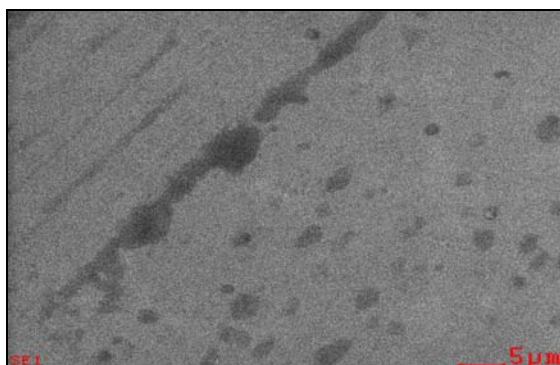
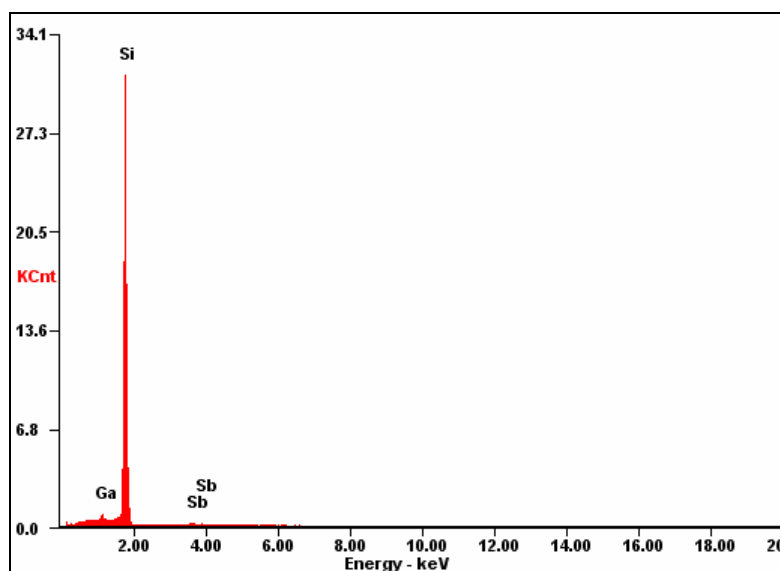


Рисунок 3 – микрофотография монокристаллического кремния имплантированного ионами As (170 кэВ,  $3,2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ ) и In (250 кэВ,  $2,8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ )

Второй образец, который был исследован, монокристаллический кремний имплантированный ионами Ga (250 кэВ,  $3,5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ ) и Sb (350 кэВ,  $3,5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ ) в температуре  $500^\circ \text{C}$  и отжигался 30 минут при температуре  $1100^\circ \text{C}$ . На рисунке 4 и 5 показаны энергодисперсионный анализ и микрофотография образца.



| Элемент | Весовой, % | Атомарный, % |
|---------|------------|--------------|
| Ga      | 2.01       | 0.85         |
| Si      | 94.17      | 98.24        |
| Sb      | 3.82       | 0.92         |

Рисунок 4 – Энергодисперсионный анализ монокристаллического Si имплантированный ионами Ga (250 кэВ,  $3,5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ ) и Sb (350 кэВ,  $3,5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ )

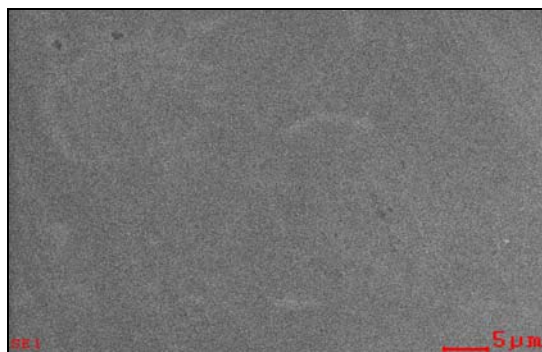


Рисунок 5 – Микрофотография монокристаллического кремния имплантированный ионами Ga (250 кэВ,  $3,5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ ) и Sb (350 кэВ,  $3,5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ )

Третий образец монокристаллический кремний имплантированный ионами Sb (350 кэВ,  $3,2 \cdot 10^{16} \text{см}^{-2}$ ) и In (350 кэВ,  $2,8 \cdot 10^{16} \text{см}^{-2}$ ) в температуре  $500^\circ\text{C}$  и после отжигался 30 минут при температуре  $1100^\circ\text{C}$ .

| Элемент | Весовой, % | Атомарный, % |
|---------|------------|--------------|
| Si      | 93.03      | 98.24        |
| In      | 4.06       | 1.05         |
| Sb      | 2.91       | 0.71         |

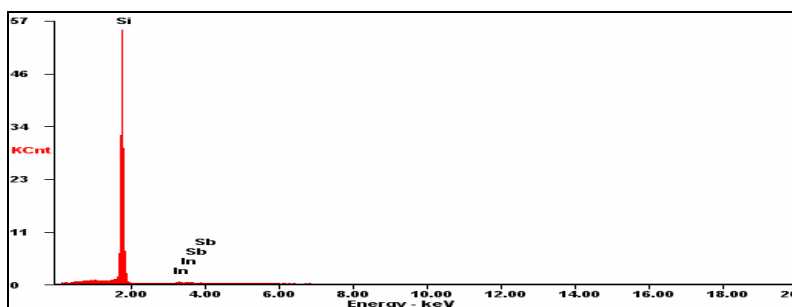


Рисунок 6 – Энергодисперсионный анализ монокристаллического Si имплантированный ионами Sb (350 кэВ,  $3,2 \cdot 10^{16} \text{см}^{-2}$ ) и In (350 кэВ,  $2,8 \cdot 10^{16} \text{см}^{-2}$ )

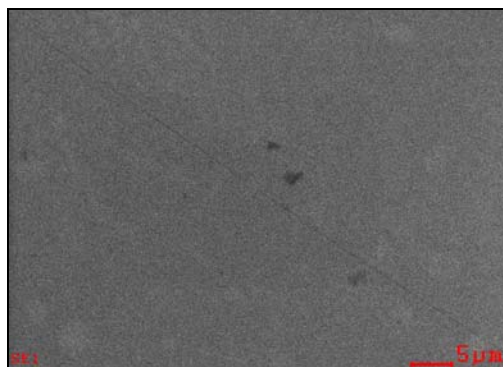


Рисунок 7 – Микрофотография монокристаллического Si имплантированный ионами Sb (350 кэВ,  $3,2 \cdot 10^{16} \text{см}^{-2}$ ) и In (350 кэВ,  $2,8 \cdot 10^{16} \text{см}^{-2}$ )

Следующий образец монокристаллический Si имплантированный ионами Ga (250 кэВ,  $3,2 \cdot 10^{16} \text{см}^{-2}$ ) и Sb (350 кэВ,  $2,8 \cdot 10^{16} \text{см}^{-2}$ ) в температуре  $500^\circ\text{C}$  и после отжигался 30 минут при температуре  $1100^\circ\text{C}$ . На рисунке 8 и 9 показаны энергодисперсионный анализ и микрофотография образца.

| Элемент | Весовой, % | Атомарный, % |
|---------|------------|--------------|
| Ga      | 1.71       | 0.72         |
| Si      | 94.09      | 98.27        |
| Sb      | 4.20       | 1.01         |

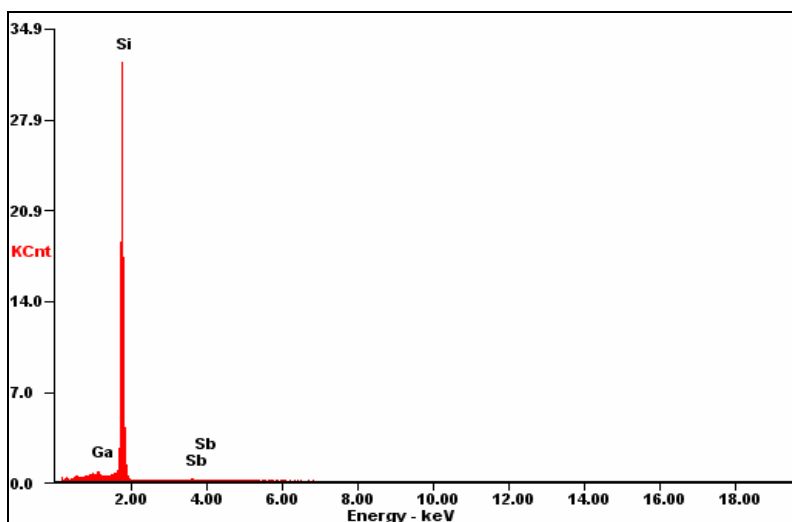


Рисунок 8 – Энергодисперсионный анализ монокристаллического Si имплантированный ионами Ga (250 кэВ,  $3,2 \cdot 10^{16} \text{см}^{-2}$ ) и Sb (350 кэВ,  $2,8 \cdot 10^{16} \text{см}^{-2}$ )

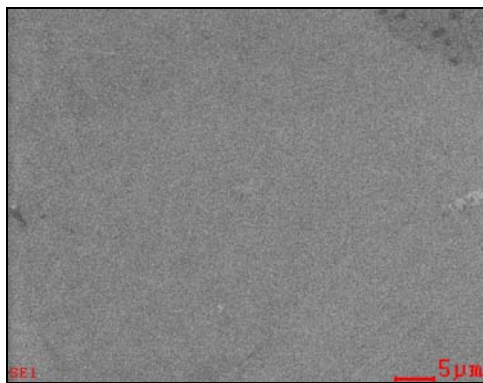
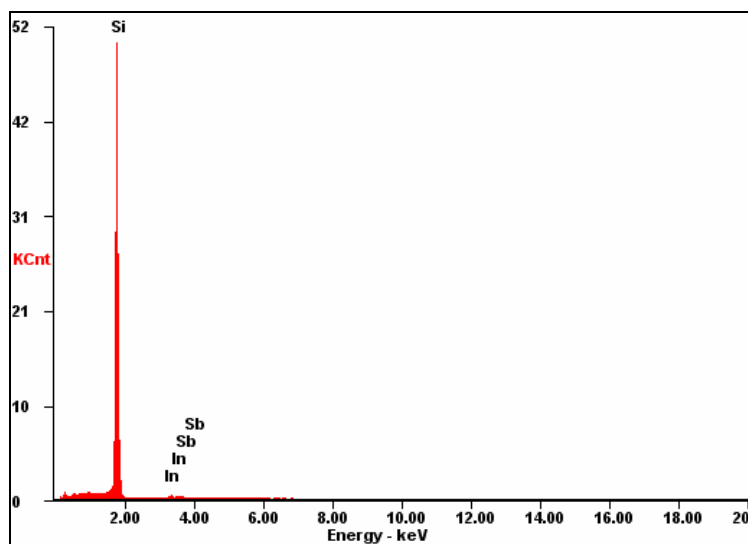


Рисунок 9 – Микрофотография монокристаллического Si имплантированный ионами Ga (250 кэВ,  $3,2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ ) и Sb (350 кэВ,  $2,8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ )

Последний образец – монокристаллический кремний, имплантированный ионами Sb (350 кэВ,  $3,2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ ) и In (350 кэВ,  $2,8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ ) при температуре  $500^\circ\text{C}$  и после не отжигался. На рисунках 10 и 11 показаны энергодисперсионный анализ и микрофотография образца. По результатам анализа мы точно определяем концентрацию внедренных элементов которые показаны в точке в атомарных и весовых процентах.



| Элемент | Весовой, % | Атомарный, % |
|---------|------------|--------------|
| Si      | 92.73      | 98.17        |
| In      | 4.01       | 1.04         |
| Sb      | 3.25       | 0.79         |

Рисунок 10 – Энергодисперсионный анализ монокристаллического Si имплантированный ионами Sb (350 кэВ,  $3,2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ ) и In (350 кэВ,  $2,8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ )

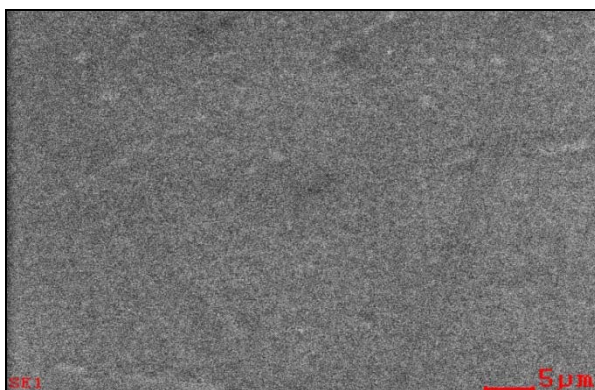


Рисунок 11 – Микрофотография монокристаллического Si имплантированный ионами Sb (350 кэВ,  $3,2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ ) и In (350 кэВ,  $2,8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ )



С помощью атомно- силового микроскопа был сделан снимок монокристаллического кремния имплантированного ионами Sb ( $350 \text{ кэВ}$ ,  $3,2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ ) и In ( $350 \text{ кэВ}$ ,  $2,8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ ) который отжигался 30 минут при температуре  $1100^\circ\text{C}$ . По изображениям можно увидеть морфологию поверхности образца.

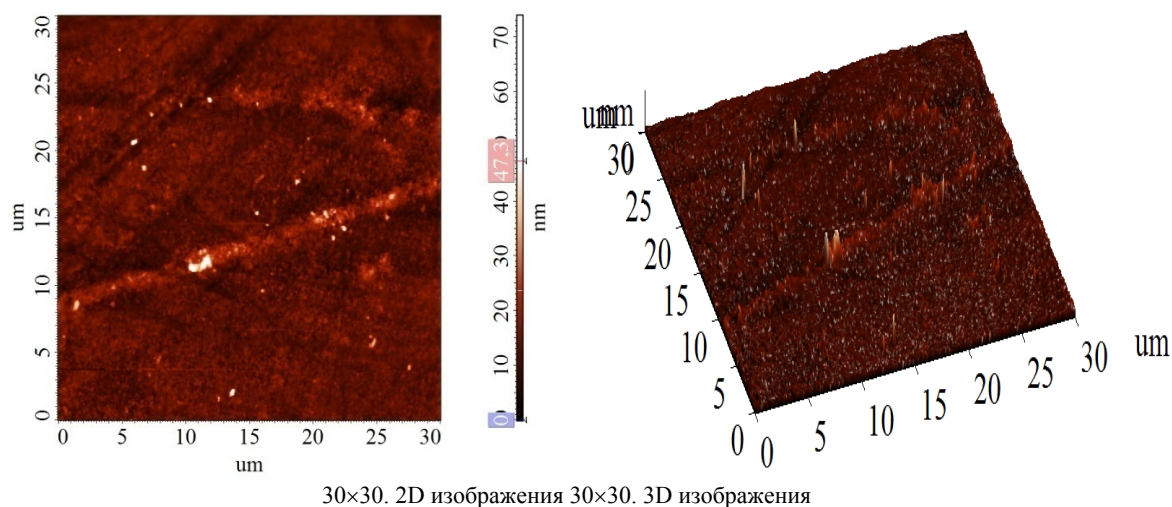


Рисунок 12 – Изображения АСМ монокристаллического Si имплантированный ионами Sb ( $350 \text{ кэВ}$ ,  $3,2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ ) и In ( $350 \text{ кэВ}$ ,  $2,8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ )

**Заключение.** С помощью сканирующего электронного и атомно-силового микроскопов был сделан энергодисперсионный анализ имплантированных образцов и была выявлена концентрация внедренных элементов в монокристаллическом кремний. По результатам энергодисперсионного анализа был получен элементный состав в атомарных и весовых процентах. Определен точный состав и концентрации ионов III и V групп Периодической системы элементов внедренных в монокристаллический кремний, что соответствует оптимально выбранному режиму высокодозной имплантации (дозы имплантации ионов выбирались для получения концентраций в максимуме профилей порядка 4-6 ат.%).

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1 Hirschman K. D, Tysbekov L., Dutttagupta S.P., Fauchet P.M. Silicon-based visible light-emitting devices integrated into microelectronic circuits// Nature - 1996. - V.384. – P. 338.
- 2 Luo X., Zhang S. B., and Wei.Chemical S. H. design of direct-gap light-emitting silicon *Phys. Rev. Lett.*, vol. 89, no. 7, p. 076 802-1, Aug.2002.
- 3 Тетельбаум Д.И. (НИФТИННГУ) Нанокристаллический кремний

#### REFERENCES

- 1 Hirschman KD, Tysbekov L., Dutttagupta SP, Fauchet PM Silicon-based visible light-emitting devices integrated into microelectronic circuits // Nature - 1996. - V.384. - P. 338.
- 2 Luo X., Zhang SB, and Wei.Chemical SH design of direct-gap light-emitting silicon *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 89, no. 7, p. 076 802-1, Aug.2002.
- 3 Tetelbaum DI (NIFTINNGU) Nanocrystalicheski kremnyi.

#### Резюме

Г. А. Исмаилова, Г. Ш. Яр-Мұхамедова, Н. Б. Исембердиева, Ф. Б. Жүсіпбекова,  
А. Г. Қалиева, А. Нұрғалиева, М. Көшімова, А. А. Мархабаева

(Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Алматы, Қазақстан)

«НАНОКРИСТАЛЛ  $A^3B^5 + Si$ » БЕТТІК ҚАБАТ МОРФОЛОГИЯСЫН СКАНИРЛЕУШІ  
ЗОНДТЫ МИКРОСКОП ӘДІСІМЕН ЗЕРТТЕУ

Мақалада «нанокристалл  $A^3B^5 + Si$ » элементтік құрамы атомарлық және мөлшер пайызында табылды. Монокристалды кремнийге енгізілген элементтердің мерзімдік жүйесінің III және IV топ иондарының нақты құрамы мен шоғырлануы анықталған.

**Тірек сөздер:** монокристалды кремний, жарық шығаратын материалдар, ионды имплантация, СЗМ әдісі.

### Summary

*G. A. Ismailova, G. Sh. Yar-Mukhamedova, N. B. Isemberdieva, F. B. Zhusipbekova,  
A. G. Kalyieva, A. Nurgalieva, M. Koshimova, A. A. Marhabaeva*

(Kazakh national university named after Al-Farabi, Almaty, Kazakhstan)

#### RESEARCH SURFACE MORPHOLOGY «NANOCRYSTALS A3B5 + Si» BY METHODS SCANNING PROBE MICROSCOPY.

We have found the elemental composition of «nanocrystals A3B5 + Si» in atomic and weight percent. Detected exact composition and concentration of ions of the groups III and V of the periodic system of elements are embedded in the monocrystalline silicon

**Keywords:** Monocrystal silicon, light-emitting materials, ion implantation, SPM.

*Ә. С. АСҚАРОВА, С. Ә. БӨЛЕГЕНОВА, А. БЕКМҰХАМЕТ,  
Ш. С. ОСПАНОВА, А. А. НИЕТПАЕВА*

(Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Алматы, Қазақстан)

### FLOREAN БАҒДАРЛАМАЛЫҚ ҚҰРАЛЫ АРҚЫЛЫ БКЗ-420-140-7С ЖАНУ ҚАЗАНДЫҒЫНДАҒЫ ЖЫЛУМАССА ТАСЫМАЛЫ ПРОЦЕСТЕРІН ЗЕРТТЕУ

**Аннотация.** Бұл ғылыми зерттеу жұмысында сандық әдістерді қолдану арқылы күрделі жану процесін толыққанды мүмкіндікке ие халықаралық стандарттар негізінде құрылған FLOEARN бағдарлама арқылы Алматы ЖЭС-2-ның БКЗ-420 жану қазандығында өтетін процестердің жылдамдық, температура, қысым және т.б. сандық мәліметтерін алу және жылу электр станциясының қазандығынан атмосфераға шығатын СО және СО<sub>2</sub>, NO<sub>x</sub> сияқты зиянды қалдықтардың шығу мөлшері зерттелінді.

**Тірек сөздер:** жану камерасы, жанарғылар, тозаңды күй, күлділік, шаңгазды қалдықтар, азот және көміртегі тотықтары, жану, отын, тотықтырғыш, компьютерлік үлгілеу, 3D сандық үлгілеу, есептеу тәжірибесі, турбуленттілік үлгісі, активация энергиясы.

**Ключевые слова:** топочная камера, горелки, пылевидноесостояние, зольность, пылегазовыевыбросы, оксидыазота и углерода, горение, топливо, окислитель, компьютерноемоделирование, трехмерноечисленное моделирование, вычислительный эксперимент, модель турбулентности, энергия активации. модель турбулентности, энергия активации.

**Keywords:** combustionchamber, burners, pulverizedstate, ash, dustandgasemissions, nitrogenandcarbonoxides, combustion, fuel, oxidizer, computersimulation, three-dimensionalnumericalsimulation, numericalsimulation, turbulencemodel, activationenergy.

Мемлекеттің әл-ауқаты сол елдің тұтынатын энергия көлемімен анықталады. Жылу энергетика мен экология саласында табиғи энергетикалық көздердің таусылуы мен қоршаған ортаның ластануы мәселелеріне байланысты энергия өндірудің тиімділігін жоғарылату және экологиялық мәселелердің шешімін табу – кез келген маманның маңызды мақсаты болып табылады [1].

ҚР-да, негізгі міндеті қоршаған ортаның ластану деңгейін төмендетуге және қоршаған ортаны тұрақтандыруға арналған шаралар жиынтығын өндіруге бағытталған, «2009–2014 жылдарға Қазақстан Республикасының қоршаған ортаны қорғау» туралы бағдарламасы қабылданған.

Қазіргі таңда Қазақстанда 85% электр энергиясын, негізгі отыны көмір болып табылатын, жылу электр станциялары (ЖЭС) өндіреді. Бұл ЖЭС-терде жанатын көмірдің 80%-ы төменгі сортты болып табылады. Олардың қалдығы – 50 %.

Шаңкөмірдің жануын жетілдіру және отынның балама түрлерін қолдану – жану қазандықтарындағы пайдаланылған газдардың зиянды бөлшектерін шығару бойынша қатаң экологиялық талаптарды орындау болып табылады. Сонымен қазіргі кезеңде зиянды шаң газ шығаруларын

кальпастырудың негізгі процестерін сипаттайтын технология ойлап табу және есептеу жүргізу өте маңызды.

Қатты отындар жануының физика-химиялық процестерінің сипатын зерттеу үшін біз жанудың сандық үлгісін (Computational Combustion) – есептеу гидродинамикасының (Computational Fluid Dynamics, CFD) өте күрделі ғылыми бағыты ретінде сандық есептеулер жүргіздік. Таңдап алынған Алматы ЖЭС-2-ның БКЗ-420 жану қазандығында өтетін жылумасса тасымалы процестеріндегі жылдамдық, температура және басқа негізгі компоненттердің концентрациясының қазандық бойымен таралуын FLOREAN көмегімен сандық есептеу арқылы алынған сандық мәліметтер базасын PARAVIEW көмегімен диаграммалық тұрғыдан зерттейміз.

Физика-химиялық процестер болған жағдайда жылумасса тасымалын үлгілеу үшін масса, жану өнімдерінің концентрациялары, импульс, энергияның фундаментальды сақталу заңдары қолданылады. Нақты жағдайларда тозақөмірлі алаудың жануы – математикалық талдау үшін күрделі физика-химиялық процесс. Ауа мен отындық газдарының ағынында бүркілген отындарды жағуға арналған отындық құрылғыларында өзара байланысқан бірқатар құбылыстар өтеді: күрделі аэродинамика, химиялық компоненттердің концентрациясы мен газдар температурасының өзгерісі жағдайларындағы көмір тозаңының жану процесі, алаудың отындықтың шектеуші беттерімен радиациялық жылу алмасуы. Бірмезгілде көміртегі, азот пен күкірт тотықтарының, коррозиялық қауіпті және канцерогенді заттардың түзілу процестері өтеді, отынның минералды бөлігі түрленеді [2].

Тозақкөмірлі күйдегі қатты отынды жағу процесін сандық үлгілеу химиялық реакцияларды ескергендегі үшөлшемді тасымал теңдеулері негізінде жүргізілді. Айнымалы физикалық қасиеттерге ие сұйықтың 3-өлшемді қозғалысының жалпы жағдайында жылдамдық, температура мен концентрация өрістері мынадай дифференциалдық теңдеулер жүйесімен сипатталады:

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} = - \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i), \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial \tau} (\rho u_i) = - \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_i u_j) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\tau_{i,j}) - \frac{\partial p}{\partial x_j} + \rho f_i, \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial \tau} (\rho h) = - \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i h) - \frac{\partial q_i^{res}}{\partial x_j} + \frac{\partial p}{\partial \tau} + u_i \frac{\partial p}{\partial x_i} + \tau_{ij} \frac{\partial u_j}{\partial x_i} + s_q, \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial \tau} (\rho c_\beta) = - \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho c_\beta u_i) + \frac{\partial j_i}{\partial x_i} + R_\beta, \quad (4)$$

мұндағы  $i=1, 2, 3; j=1, 2, 3; \beta=1, 2, 3, \dots, N$ .

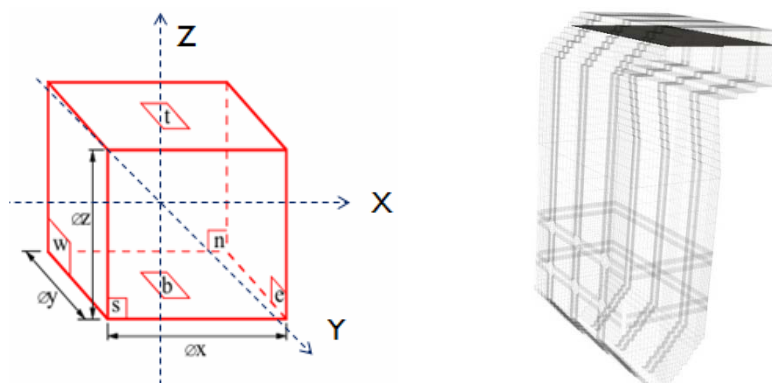
Жоғарыда аталған жану құбылыстарын сипаттайтын Навье-Стокс теңдеулер жүйесін FLOREAN бағдарламалық құралы арқылы БКЗ-420-140-7С жану қазандығындағы жылу масса тасымалы процестерін зерттеу үшін 1-суретте көрсетілгендей бақыланған көлем әдісі арқылы шешеміз.

БКЗ-420 қазандығының отындық камерасы 1-суретте бейнеленген түрге ие. Бүркілген отын отындық кеңістігіне жанарғылар арқылы ауа ағынымен беріледі. Ол үшін отындық камерасы қазандықтың жақтауларында бір сызықтың бойында алтаудан қарама-қарсы орналасқан 6 турбуленттік жанарғылармен қамтамасыз етілген.

Қазандықтың өнімділігі 67347 кг/сағ құрайды. Ондағы әрбір жанарғы арқылы ауа шығынын мына өрнектен анықтауға болады:

$$V_i = \alpha_r V_0 B_i = 1.05 \times 4.508 \times 5612.25 = 26565 \text{ нм}^3/\text{сағ},$$

мұндағы  $\alpha=1.05$ -жанарғыдағы ауаның асқын коэффициенті,  $V_0 = 4.508 \text{ нм}^3/\text{кг}$  – 1 кг отынды жағу үшін теориялық тұрғыдан қажетті ауа көлемінің мәні. Төменнен берілетін ауаның жылдамдығы үрленетін ауа жану камерасына жалпы берілетін ауаның 10%-ын құрайды деген шарттан анықталады. БКЗ-420-140 қазандығының техникалық сипаттамалары және ондағы Екібастұз көмірін жағу процесін үлгілеу және жетілдіруге арналған бастапқы мәліметтер 1-кестеде келтірілген, ал көмірдің құрамы 2-кестеде берілген [3].



1-сурет – Бақыланған көлем және БК3-420 қазандығының сұлбасы

1-кесте – БК3-420 отындық камерасының сипаттамасы

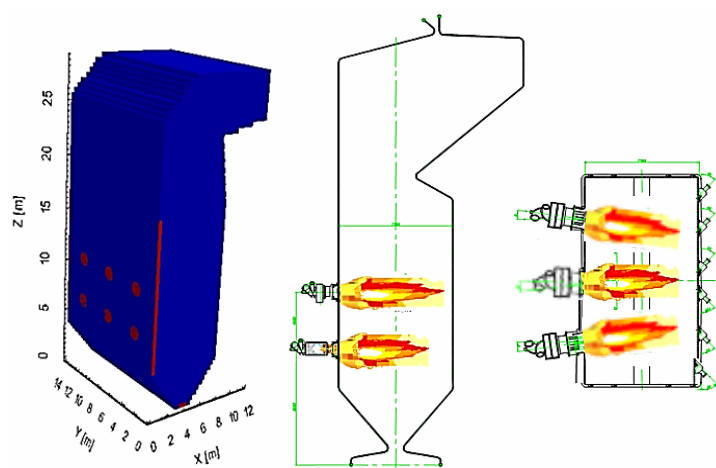
| Шаманың атауы  | Белгіленуі | Өлшемділігі | Мәні            |
|--|------------|-------------|-----------------|
| 1. Отын шығыны   | B          | кг/сағ      | 67 347          |
| 2. Жанарғы арқылы отын шығыны                                  | $B_i$      | кг.сағ      | 5612.25         |
| 3. Отынның жылу бөлгіштік қабілеті                             | $Q_N^P$    | ккал/кг     | 4050            |
| 4. Қазандықтың қуаты   | Q          | kw          | 319196          |
| 5. Отындықтың тереңдігі  | A          | м           | 9,024           |
| 6. Отындықтың ені  | B          | м           | 15,744          |
| 7. Отындықтың биіктігі   | H          | м           | 20,9            |
| 8. Жанарғылар деңгейлерінің саны                               | $n_{яp}$   | дана        | 1               |
| 9. Жанарғылардың саны  | $Z_r$      | дана        | 12              |
| 10. Жанарғының диаметрі  | $D_r$      | м           | 1.05            |
| 11.Аэрокоспаның температурасы                                  | $t_a$      | $^{\circ}C$ | 110             |
| 12.Жанарғылардағы ауаның температурасы                         | $t_b$      | $^{\circ}C$ | 350             |
| 13.Жанарғылардағы ауаның шектен тыс артықшылық коэффициенті    | $\alpha_r$ |             | 1.05            |
| 14.Жанарғының шығысындағы ауаның жылдамдығы                    | $V_r$      | нм/с<br>м/с | 8.531<br>19.468 |
| 15. Жанарғыдағы жылдамдықтың шеңберлік құраушысының жылдамдығы | $V_{\phi}$ | нм/с<br>м/с | 6.8<br>15.518   |

2-кесте – Отынның сипаттамасы

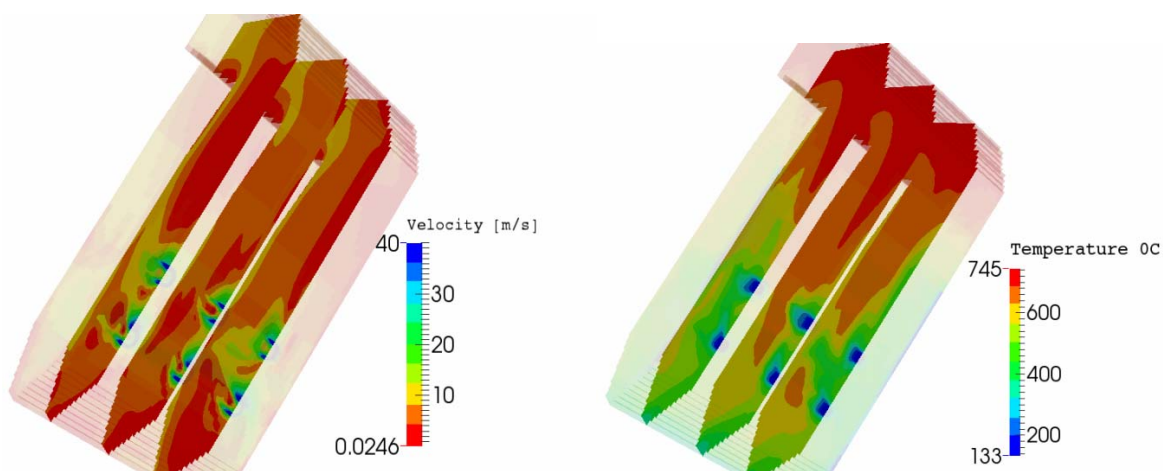
| Отынның құрамы мен сипаттамасы | ЕКІБАСТҰЗ КӨМІРІ |       |       |       |       |       |       |       |                      |
|--------------------------------|------------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|----------------------|
|                                | $W^P$            | $A^P$ | $S^P$ | $C^P$ | $H^P$ | $O^P$ | $N^P$ | $V^P$ | $Q_H^P/10^4$ (kJ/kg) |
| Құрамы(%)                      | 8.0              | 36.8  | 0.8   | 44.2  | 2.9   | 6.5   | 0.8   | 30    | 1.697                |

БК3-420 қазандығының бу шығару қуаты 420 т/сағ-қа тең, осы негізде оның сандық үлгісі есептелінді. Пештің беткі екі жағы екі деңгеймен қамтылған, оның әрқайсысында алты құйынды шаңкөмірлі жанарғылар орналасқан. Қазандықта құрамында 40% күл, ылғалдылығы 25%, ұшпа заттары 24% және ең жоғарғы жану жылуы 16 750 кДж/кг болатын төменгі сұрыпты, күлділігі жоғары Екібастұз көмірі жанады. Отын қалдығының мөлшері  $R90 = 15\%$  тең болды.

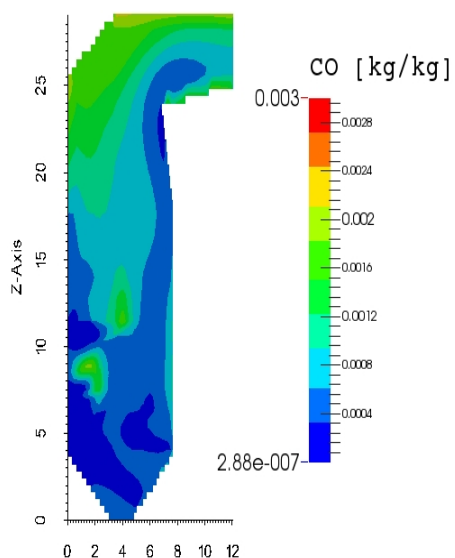
2-суретте көрсетілгендей, Алматы ЖЭС-2 БК3-420 жану қазандығының 6 жанарғысы бар, олар екі деңгейде орналасқан. Жоғарғы деңгей Z өсі бойында 10,75 м-де 3 жанарғы орналасқан, ал төменгі деңгей Z өсі бойында 6,85 м-де 3 жанарғы орналасқан, әр деңгейдегі екі шеткі жанарғы ортадағы жанарғыға  $8^{\circ}$  бұрыш жасай орналасқан. Қазандық бойымен бөлшек ағыны жылдамдығының таралуы Y өсі бойынша жанарғылар  $Y_1=2.85$  м,  $Y_2=7.2$  м,  $Y_3=11.69$  м кесіндісінде



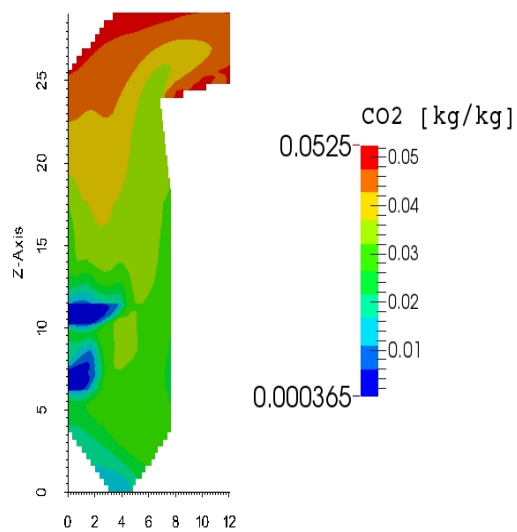
2-сурет – Алматы ЖЭС-2 БКЗ-420 жану қазандығының сұлбасы



3-сурет – БКЗ-420 жану қазандығының  $Y_1=2.85$  m,  $Y_2=7.2$  m,  $Y_3=11.69$  m кесіндісіндегі жылдамдық және температураның таралуы



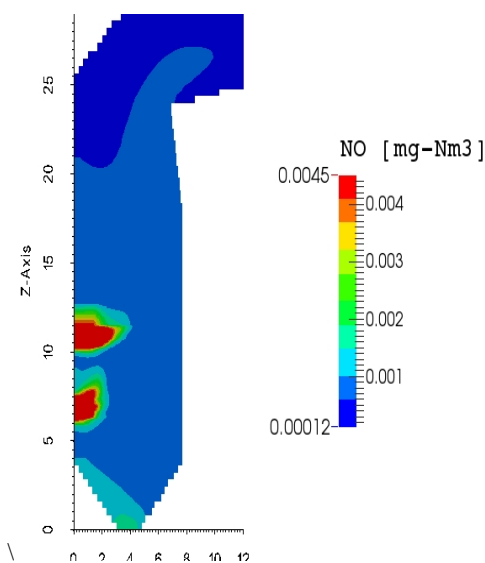
4-сурет – Қазандық бойымен  $Y=7.21$  m кесіндісі бойынша CO концентрациясының таралуы



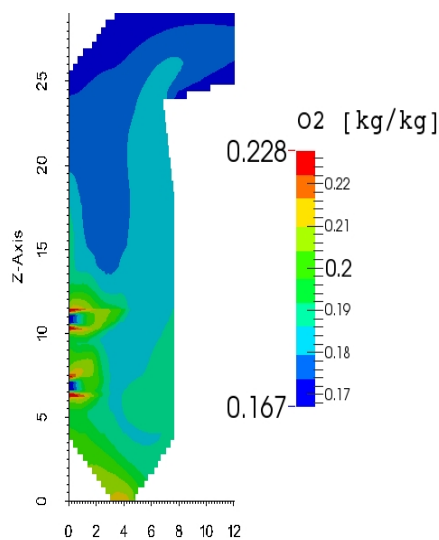
5-сурет – Қазандық бойымен  $Y=7.21$  m кесіндісі бойынша CO<sub>2</sub> концентрациясының таралуы

бейнеленген (3-сурет). Жылдамдықтың ең жоғарғы мәні 40 м/с сәйкес келеді, аталған шама жанарғының кіріс бөлігіне сәйкес. Екі деңгейлі жанарғылардың жоғарғы бөлігіндегі жылдамдық мәні төменгі жақтаудағы жылдамдықпен салыстырғанда жоғары болатындығын аңғаруға болады. Ал қазандық камерасының шығысындағы температура мәні 745 °С құрады. Ең төменгі температура жанарғылардың кіріс бөлігінде 133 °С құрайды.  $Y_1=2.85$  m,  $Y_3=11.69$  m кесіндісіндегі жылудың таралу мөлшері  $Y_2=7.2$  m кесіндісіндегі жылу мәнінен жоғары болады.

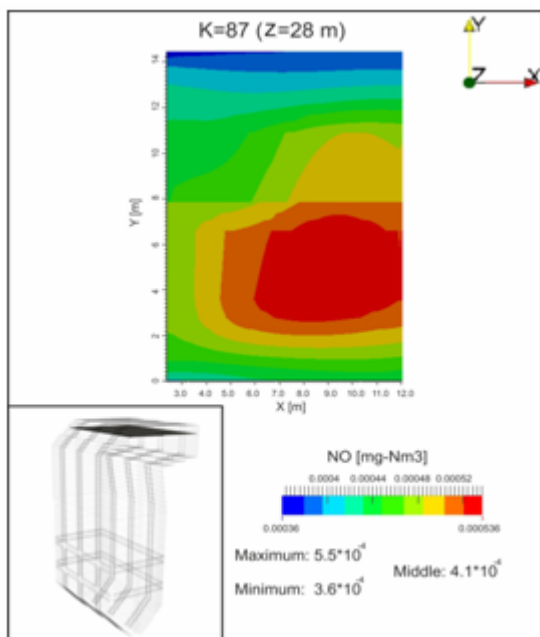
4, 5-суреттерде көрсетілгендей, БКЗ-420-140-7С жану қазандығының бойлық қимасы бойынша  $Y=7.21$ m кесіндісіндегі СО және СО<sub>2</sub> газдарының концентрацияларының таралу графигі алынды. СО газы жанарғы тұсында көп мөлшерде бөлінеді, ал СО<sub>2</sub> газы керісінше аз, мұның себебі – отындықтан кірген отын ірі мөлшерде термохимиялық реакцияға түседі де, СО шала тотықты газ ретінде бөлініп шығады. Ал қазандықтың шығысында СО газымен салыстырғанда СО<sub>2</sub>-нің концентрациясы көп мөлшерде шығады. Қазандық ішінде шала жанған СО газы бірте-бірте жоғары температураның әсерінен СО<sub>2</sub> газына айналады.



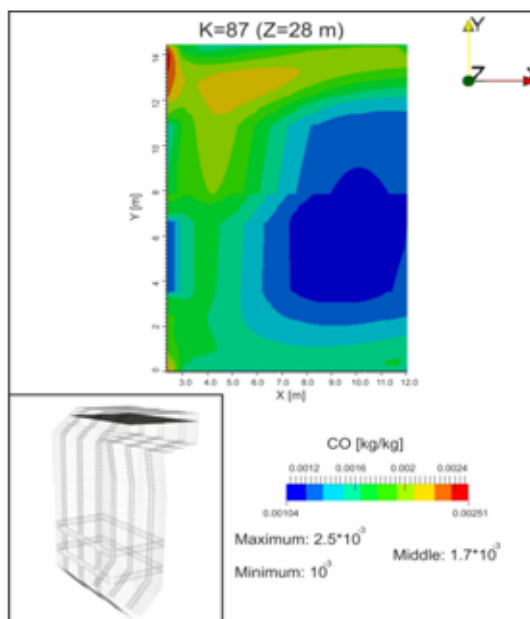
6-сурет – Қазандық бойымен  $Y=7.21$ m кесіндісі бойынша NO газының концентрациясының таралуы



7-сурет – Қазандық бойымен  $Y=7.21$ m кесіндісі бойынша O<sub>2</sub> газының концентрациясының таралуы



8-сурет – БКЗ-420 жану қазандығының шығысындағы NO концентрациясының таралуы



9-сурет – БКЗ-420 жану қазандығының шығысындағы СО<sub>2</sub> концентрациясының таралуы

8, 9-суретте көрсетілгендей, БКЗ-420 жану қазандығының бойлық қимасы бойынша  $Z=28m$  биіктікте CO және NO улы газдарының концентрациясының таралуы бейнеленген. Мұнда NO газының жоғарғы мәні  $5,5 \cdot 10^{-4} \text{ mg/Nm}^3$  құрайды. Ал CO газының ең жоғарғы мәні  $2,5 \cdot 10^{-3} \text{ kg/kg}$ . Осы сатыда зиянды шаңгазды қалдықтардың түзілуі процестерін сипаттайтын технологияларды жасау, олардың мөлшерін азайту бойынша ұсыныстар жасау және көмірді тиімді жағу әдістерін іздеу – зерттеушілердің өзекті мәселесі болып табылады.

#### ӘДЕБИЕТ

1 Асқарова Ә.С., Бөлегенова С.Ә., Максимов В.Ю., Бекмұхамет А., Бекетаева М.Т. Numerical experimenting of burning high-ash content Ekibastuz coal in the real boiler of CHP // Recent Advances in Fluid Mechanics and Heat & Mass Transfer. - Greece, 2013. – S.138-147.

2 Асқарова А., Лавришшева Ye., Ляйтнер Р., Мюллер X., Магда А. Combustion of low-rank coals in furnaces of Kazakhstan Coal-firing Power Plants // VDI Berichte, 2007. - № 1088. -S. 497-502.

3 Асқарова Ә.С., Бөлегенова С.Ә., Максимов В., Бекмұхамет А., Оспанова Ш. Numerical research of aerodynamic characteristics of combustion chamber BKZ-75 mining thermal power station // Journal Procedia Engineering, 2012. - V. 42, №389 (162). - S.1365-1374.

#### REFERENCES

1 Asqarova A.S., Bo'legenova S.A., Maksimov V.Yu., Bekmuhamet A., Beketaeva M.T. Numerical experimenting of burning high-ash content Ekibastuz coal in the real boiler of CHP // Recent Advances in Fluid Mechanics and Heat & Mass Transfer. - Greece, 2013. – S.138-147.

2 Askarova A., Lavrichsheva Ye., Lyaytner R., Myuller H., Magda A. Combustion of low-rank coals in furnaces of Kazakhstan Coal-firing Power Plants // VDI Berichte, 2007. - № 1088. -S. 497-502.

3 Asqarova A.S., Bo'legenova S.A., Maksimov V., Bekmuhamet A., Ospanova Sh. Numerical research of aerodynamic characteristics of combustion chamber BKZ-75 mining thermal power station // Journal Procedia Engineering, 2012. - V. 42, №389 (162). - S.1365-1374.

#### Резюме

*А. С. Асқарова, С. А. Бөлегенова, А. Бекмұхамет, Ш. С. Оспанова, А. А. Ниетпаева*

(Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан)

#### ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА

#### В КАМЕРЕ СГОРАНИЯ КОТЛА БКЗ-420-140-7С С ПОМОЩЬЮ ПРОГРАММНОГО ПАКЕТА FLOREAN

В статье получены результаты численного моделирования процессов тепло- и массопереноса в камере сгорания котла БКЗ-420-140-7С, мощность которого составляет 420 Т/ч, при сжигании в нем Экибастузского угля. Также в работе приведены результаты вычислительных экспериментов: приведены распределения температуры, скорости и концентрации продуктов сгорания (NO, CO<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>). На основании котла расположены 6 горелок, которые в свою очередь располагаются в двух ярусах. В коле сжигается высокозольный Экибастузский уголь, зольность которого составляет 40%, состав летучих 24%, влажность 5%, высокая теплотворная способность 16750 кДж/кг. Дисперсность равна R90 = 15%.

**Ключевые слова:** топочная камера, горелки, пылевидное состояние, зольность, пылегазовые выбросы, оксиды азота и углерода, горение, топливо.

#### Summary

*A. S. Askarova, S. A. Bolegenova, A. Bekmukhamet, Sh. S. Ospanova, A. A. Nietpayeva*

(<sup>al</sup>-Farabi Kazakh national university, Almaty, Kazakhstan)

#### RESEARCH OF HEAT AND MASS TRANSFER PROCESSES IN THE COMBUSTION CHAMBER OF A BOILER BKZ-420-140-7S WITH THE HELP OF PROGRAM PACKAGE FLOREAN

In this paper the results obtained by the numerical method modeling of Ekibastuz coal burning in BKZ-420 combustion chamber of Kazakhstan Power Plant. There are devoted to the numerical simulation of the furnace boiler BKZ-420, its steam generating capacity equal 420 T/h. Boiler has six vortical pulverized coal burners arranged in two levels with three burners on the front wall of the boiler. Burned in the furnace high ash, low-grade coal from Ekibastuz, Its ash content 40%, volatile 24%, humidity 5%, highest calorific value 16750 kJ/kg. Milling dispersity of coal was equal to R90 = 15%.

**Keywords:** combustion chamber, burners, pulverized state, ash, dust and gas emissions, nitrogen and carbon oxides, combustion, fuel.



А. С. АСКАРОВА, С. А. БОЛЕГЕНОВА, М. Т. БЕКЕТАЕВА, Г. К. МУКАШЕВА

(Казахский национальный университет имени аль-Фараби, Алматы, Казахстан)

## АНАЛИЗ ТЕЧЕНИЯ В ЦИРКУЛЯЦИОННОМ КОНТУРЕ ПАРОВОГО КОТЛА МЕТОДОМ ХАРАКТЕРИСТИК ДАВЛЕНИЯ

**Аннотация.** Развитие современной теплоэнергетики характеризуется внедрением в практику мощных энергетических блоков с паровыми котлами большой паропроизводительности. В таких условиях большое значение имеет надежность работы трубных систем. Для инженеров теплоэнергетиков нужно знать законы гидродинамики и теплообмена, методы расчета протекающих процессов парообразования в системе труб, чтобы на этапе проектирования котлов обеспечить его надежную работу. В статье предложен анализ течений в контурах паровых котлов методом характеристик давления.

**Ключевые слова:** массовый поток, паровые котлы, результирующая характеристика, течение, циркуляционный контур.

**Тірек сөздер:** массалық ағын, бу қазандықтары, нәтижелік сипаттама, ағыс, циркуляциялық контур.

**Keywords:** mass flow, steam boilers, resulting characteristics, flow, circulating contour.

Устройство, которое имеет топку для сжигания топлива, и систему поверхностей труб, обогреваемые продуктами сгорания, предназначенное для получения пара с давлением выше атмосферного и используемого вне самого устройства – называются паровым котлом [1]. Процесс образования пара является сложным процессом, реализованным в котле. От процесса парообразования зависит надежность работы котла в целом.

Изучение закономерностей протекания процессов в паровых котлах позволяет поддерживать надежные режимы работы паровых котлов при эксплуатации, которые усложняются с каждым годом привлечением в топливно-энергетический баланс различных топлив с низкосортными углями, часто вызывающих шлакование поверхностей нагрева [2]. При шлаковании поверхностей нагрева возникает неравномерный перенос тепла в трубах, что влечет к дефектам контура труб, и в конце к его разрыву. Таким образом, изучение процесса испарения в контурах паровых котлов при эксплуатационных условиях является актуальной задачей для обеспечения бесперебойной работы установки. Задача изучения гидродинамики паровых котлов состоит в том, чтобы на основе расчетов найти конструктивные решения, которые будут обеспечивать надежность работы всех поверхностей нагрева котла при заданных эксплуатационных тепловых условиях.

В испарителе котла, где фиксированное количество рабочего тела нагревается за счет теплового тока от дымовых газов при сжигании органического топлива, наблюдается повышение температуры. При значении определенного рабочего давления достигается температура кипения (насыщенность) рабочей среды и начинают формироваться пузыри, при постоянной температуре пар будет выходить из поверхности воды. Система получения пара должна обеспечить непрерывный процесс при преобразовании, для этого необходимо регулирование подачи рабочей среды, равное генерируемому пару [3].

Для получения гидродинамических характеристик и массового паросодержания пароводяной смеси в трубах контура котла с естественной циркуляцией требуется сделать анализ циркуляционных контуров парового котла. Для эффективного определения оптимальных (безопасных) значений в работе предложен метод характеристик давления. Метод основывается на графическом представлении разностей давлений и массового расхода в заданных ветвях. Как опускные, так и подъемные ветви могут создаваться соединением индивидуальных параллельно, серийно или комбинированно соединенных труб. В каждом случае нужно найти характеристику результирующей ветви [4].

При параллельном соединении ветвей с опускным течением (рисунок 1, а) или с подъемным течением (рисунок 2, б) результирующая характеристика и рабочая точка будут найдены по условиям:

$$\Delta p_A = \Delta p_1 = \Delta p_2 = \dots = \Delta p_n \quad (1)$$

$$\dot{m}_A = \dot{m}_1 + \dot{m}_2 + \dots + \dot{m}_n \quad (2)$$



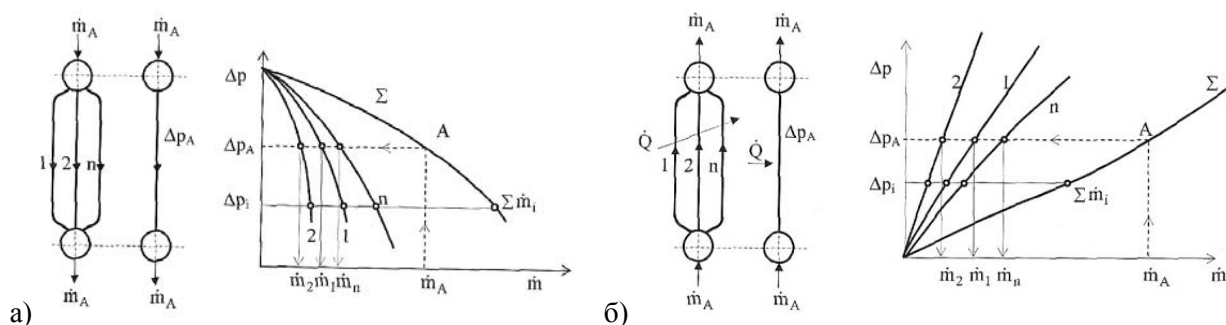


Рисунок 1 – а) Параллельное соединение ветвей с опускным течением рабочей среды;  
 б) Параллельное соединение ветвей с подъемным течением рабочей среды

При серийном соединении ветвей с опускным течением (рисунок 2, а) или с подъемным (рисунок 2, б) течением результирующая характеристика и рабочая точка будут найдены следующими условиями:

$$\Delta p_A = \Delta p_1 + \Delta p_2 + \dots + \Delta p_n \quad (3)$$

$$\dot{m}_A = \dot{m}_1 = \dot{m}_2 = \dots = \dot{m}_n \quad (4)$$

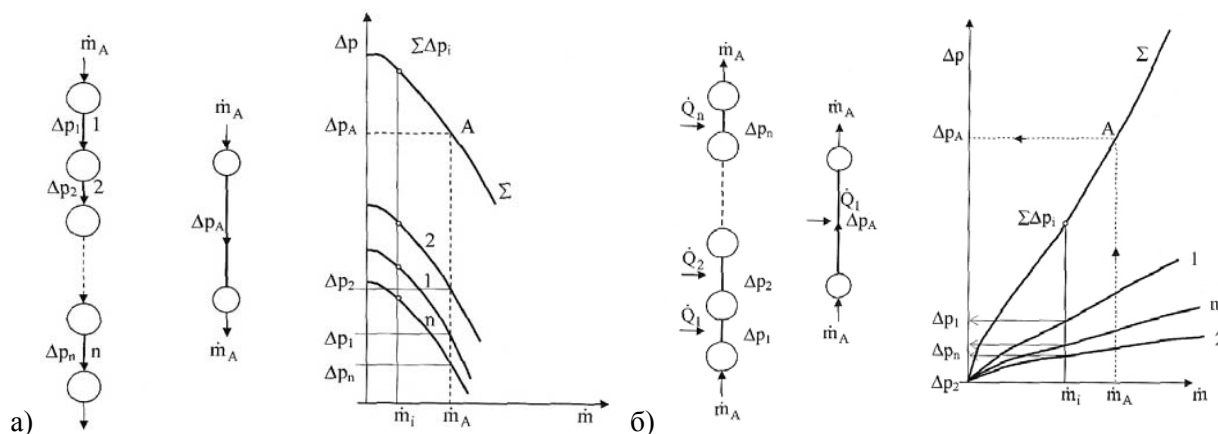


Рисунок 2 – а) Серийное соединение ветвей с опускным течением среды;  
 б) Серийное соединение ветвей с подъемным течением среды

Также ветви могут быть соединены комбинированно, в этом случае результирующая характеристика и рабочая точка будут получены из условий серийного или параллельного соединения той или иной ветви.

При расчете естественной циркуляции для определения результирующей характеристики учитываются определенные условия указанные выше, и по аналитическим выражениям течения в трубах циркуляционного контура можно найти оптимальные условия для эксплуатации котла на этапе проектирования.

С использованием данного метода в данной статье был analyzed простой контур парового котла с естественной циркуляцией (рисунок 3). Начальные условия при рассмотрении стационарного движения потока в контуре циркуляции не задаются. Граничные условия известны из конструктивного выполнения контура циркуляции, из теплового расчета котла, который проводится до расчета контура циркуляции. В современных паровых котлах опускные трубы делаются без обогрева, с хорошей тепловой изоляцией, поэтому их теплообмен с окружающей средой близок к нулю и не учитывается.

В предложенной работе течение является неомогенной пароводяной смесью в области испарительных труб с постоянным потоком массы по диаметру. Входные параметры для расчета представлены в таблице 1.

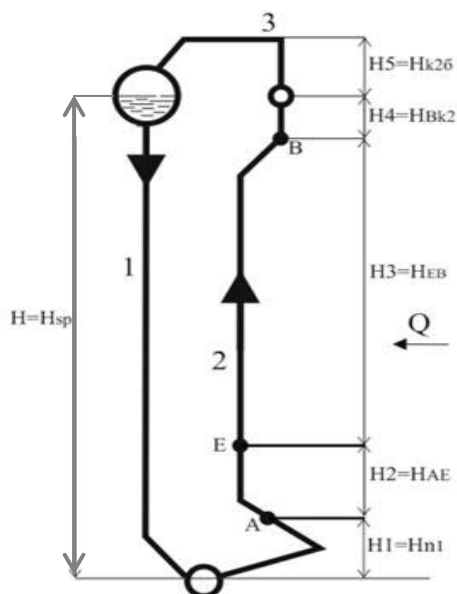


Рисунок 3 – Простой контур парового котла с естественной циркуляцией

Таблица 1 – Входные параметры для расчета

| Заданные входные параметры   | Величина | Размерность       | Источник                 |
|--|----------|-------------------|--------------------------|
| Паропроизводительность парового котла  | 380      | т/ч               | [5]                      |
| Давление в барабане  | 14.7     | МПа               |                          |
| Удельная энтальпия воды  | 1598.3   | кДж/кг            | Данные по IAPWS-IF97 [6] |
| Удельная энтальпия пара  | 2619.5   | кДж/кг            |                          |
| Плотность воды   | 610.687  | кг/м <sup>3</sup> |                          |
| Плотность пара   | 92.764   | кг/м <sup>3</sup> | [5]                      |
| Удельная энтальпия воды из экономайзера $i_e$                                | 1494.7   | кДж/кг            |                          |
| Безразмерный параметр воды из барабана $a$                                   | 0.015    |                   |                          |
| Безразмерный параметр воды для регулирования теплоты в пароперегревателе $e$ | 0.039674 |                   |                          |

Коэффициенты продувки  $a$  и впрыска воды  $e$  являются параметрами барабана. Конструкция и геометрические параметры циркуляционного контура взяты из рекомендованных значений индивидуальных частей циркуляционного контура по [7].

Контур состоит из необогреваемой опускной трубы и обогреваемой в участке  $AB$  подъемной трубы. Расчет перепада давлений течения проводился отдельно для каждого участка контура труб.

Результаты вычислений позволяют продемонстрировать значения гидродинамических характеристик течений в трубах парового котла и величину паросодержания ( $x_2$ ).

На рисунке 4 показана зависимость давления от массового расхода пароводяной смеси. Аппроксимированием была найдена сухость пара в точке  $A$  (пересечение опускной и подъемной ветви), соответствующее  $x_2 = 0.1897$ . Перепад давления в опускной трубе  $\Delta p = 1.9048 \cdot 10^5$  Па, а в подъемной части труб  $\Delta p = 1.9048 \cdot 10^5$  Па, что соответствует условию параллельно соединенной ветви (1), массовый расход смеси  $\dot{m} = 12.3121$  кг/с, кратность циркуляции  $C = 5.2708$ . Предельное значение объемного паросодержания по [8]  $\beta_{lim} = 0.6034$ ; а массовое паросодержание  $x_{min} = 0.1911$ . Из этого следует, что найденная величина паросодержания простого контура соответствует ранее обозначенным условиям [8] и обеспечивает надежную работу всего контура котла.

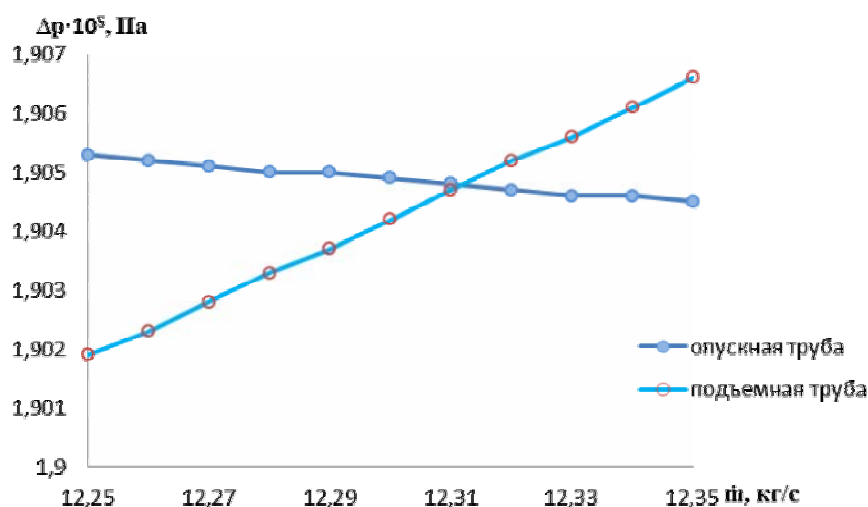


Рисунок 4 – Зависимость перепада давления от массового расхода пароводяной смеси

## ЛИТЕРАТУРА

- 1 Стырикович М.А., Катковская К.Я., Серов Е.П. Котельные агрегаты. Москва: Госэнергоиздат, 1959. 488 стр.
- 2 Askarova A.S., Bolegenova S.A., Bolegenova S.A., Maximov V.Yu., Bekmukhamet A., Beketayeva M.T. Numerical experimenting of combustion in the real boiler of CHP // *International Journal of Mechanics*, ISSN: 1998-4448, Issue 3, Vol. 7, 2013, Pages: 343-352
- 3 Лебедев И.К. Гидродинамика паровых котлов. Москва: Энергоатомиздат, 1987. 240 стр.
- 4 Jirouš F. Aplikovaný přenos tepla a hmoty. *Česká technika - nakladatelství ČVUT*. Praha. 2010. 205 S.
- 5 VDI Warmeatlas 9. Auflage. Berlin: Springer, 2002.
- 6 Revised Release on the IAPWS Industrial Formulation 1997 for the Thermodynamic Properties of Water and Steam. IAPWS. 2007
- 7 О.М. Балдин, В.А. Локшин, Д.Ф. Петерсон и др. Гидравлический расчет котельных агрегатов. Нормативный метод. Москва: Энергия, 1978.
- 8 Steam – its Generation and Use. The Babcock & Wilcox Company. New York. 1992.

## REFERENCES

- 1 Styrikovych M.A., Katkovskaya K.Ya. Serov E.P. Kotelnye agregaty Moskva: Gosenergoizdat, **1959**. 488 str. (in Russ)
- 2 Askarova A.S., Bolegenova S.A., Bolegenova S.A., Maximov V.Yu., Bekmukhamet A., Beketayeva M.T. Numerical experimenting of combustion in the real boiler of CHP. *International Journal of Mechanics*, ISSN: 1998-4448, Issue 3, Volume 7, **2013**, Pages: 343-352.
- 3 Lebedev I.K. Gidrodinamika parovykh kotlov. Moskva: Energoatomizdat, **1987**. 240 str. (in Russ)
- 4 Jirouš F. Aplikovaný přenos tepla a hmoty. *Česká technika - nakladatelství ČVUT*. Praha. **2010**. 205 S.
- 5 VDI Warmeatlas 9. Auflage. Berlin: Springer, **2002**.
- 6 Revised Release on the IAPWS Industrial Formulation 1997 for the Thermodynamic Properties of Water and Steam. IAPWS. **2007**
- 7 Baldin O.M., Lokshin V.A., Peterson D.F. Gidravlicheskiy raschet kotelnykh agregatov. Normativnyi metod. Moskva: Energiya, **1978**.
- 8 Steam – its Generation and Use. The Babcock & Wilcox Company. New York. **1992**.

## Резюме

Ә. С. Асқарова, С. Ә. Бөлегенова, М. Т. Бекетаева, Г. Қ. Мұқашева

(Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Алматы, Қазақстан)

ҚЫСЫМ СИПАТТАМАСЫНЫҢ ӘДІСІ АРҚЫЛЫ  
БУ ҚАЗАНДЫҚТАРЫ КОНТУРЫНДАҒЫ АҒЫСТАРДЫ ТАЛДАУ

Заманауи жылуэнергетиканың дамуы қолданысқа жоғарғы деңгейде бу өндіретін бу қазандықтарының қуатты энергетикалық блоктарын енгізумен сипатталады. Мұндай шарттарда құбыр жүйелерінің сенімделген жұмысы үлкен мәнге ие болып отыр. Қазандықтардың сенімді жұмысын қамтамасыз ету үшін, жылуэнергетика инженерлері гидродинамика және жылуалмасу заңдарын, құбырлар жүйесіндегі бу түзілу процестерінің есептелу әдістерін біліп игеруі тиіс.

Берілген мақалада қысымдар сипаттамасы әдісі бойынша бу қазандықтарының контурларындағы ағыстардың талдауы көрсетілген.

**Тірек сөздер:** массалық ағын, бу қазандықтары, нәтижелік сипаттама, ағыс, циркуляциялық контур.

### Summary

*A. S. Askarova, S. A. Bolegenova, M. T. Beketayeva, G. K. Mukasheva*

(Al-Farabi Kazakh national university, Almaty, Kazakhstan)

#### ANALYS OF FLOWS IN CIRCULATION CIRCUIT OF STEAM BOILERS BY PRESSURE CHARACTERISTICS METHOD

The development of modern power system characterized by conduction into practice the powerful energy blocks with large steam capacity. In such circumstances, has of great importance reliability of pipe systems. So for engineers in thermal engineering needed to know laws of hydrodynamics and heat transfer, methods of calculating the evaporation processes occurring in the piping system at the designing stage of boilers provided their reliable operation. The article offers an analysis of flows in circuit pipes of steam boilers by pressure characteristics.

**Keywords:** mass flow, steam boilers, resulting characteristics, flow, circulating contour.

УДК 536.46:532.517.4

*С. И. ИСАТАЕВ, Г. ТОЛЕУОВ, М. С. ИСАТАЕВ, Н. МАЙМАКОВА, Н. РЫСБАЕВА,  
А. ТУРГАНБАЙ, Д. НУРГАЛИЕВА*

(НИИЭТФ, Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан)

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНЫХ СВОБОДНЫХ СТРУЙ ПРИ НАЛИЧИИ АКУСТИЧЕСКОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ

**Аннотация.** Цель данной работы заключается в экспериментальном исследовании средних динамических характеристик течения в трехмерной струе при наличии акустического воздействия и влияния турбулентных структур на динамику струи. При измерении скорости потока при наличии акустического воздействия нельзя пользоваться трубкой Пито, т.к. статическое давление отлично от атмосферного. Простым и достаточно надежным способом в таком случае является метод встречных трубок Пито. Для  $\lambda=3$  получены распределения скорости и статического давления вдоль оси параллельной короткой стороне прямоугольного сопла при низкочастотном воздействии –  $Sh_a = 0,48$  ( $f_a = 89$  Гц). Дается для сравнения и поле полного давления. Из анализа результатов видно, что резкие немонотонности обнаруживаемые в распределениях полного давления характерны и для профилей скорости, но с той лишь разницей, что полное давление здесь проявляет себя как сумма скоростного напора и разницей статического и атмосферного давлений.

**Ключевые слова:** плоская свободная струя, крупномасштабные вихри, турбулентность, распределение скорости и температуры, дальнобойность.

**Тірек сөздер:** жазық еркін ағынша, ірі масштабты құйындар, турбуленттік, жылдамдықтың және температураның таралуы, алысқа ұру.

**Keywords:** flat free jet, large-scale vortices, turbulence, velocity and temperature, range.

Эксперименты проводились на установке, схематично показанной на рисунке 1. Воздух от вентилятора (1) поступал через виброгасящий переход (2) в успокоительную камеру (3), затем через сетки (4) и (5) истекал из сопла (6) с прямоугольной формой выходного сечения. Корневая часть струи располагалась в рабочей части теневого прибора ИАБ-451, оборудованного так, что можно было наблюдать теневую мгновенную картину течения.

Воздействие на струю осуществлялось с помощью динамика (7) мощностью 50 Вт, размещенного в успокоительной камере фронтально к выходному сечению струи. При подаче на динамик синусоидального сигнала из звукового генератора (10) в выходном сечении струи создаются синусоидальные колебания скорости выбранной частоты.

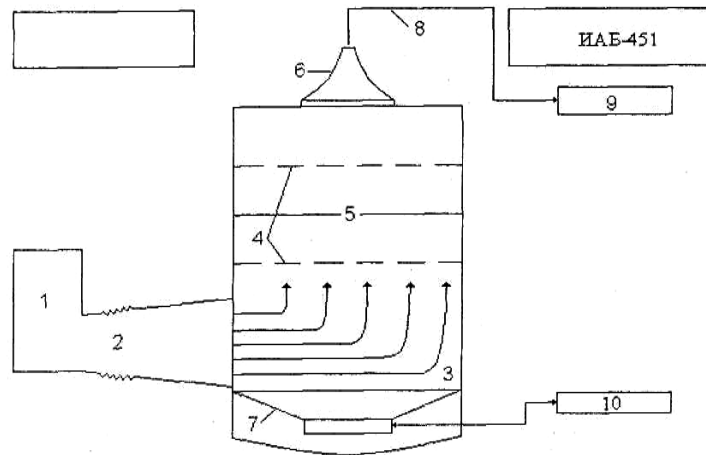


Рисунок 1 – Схема экспериментальной установки:

1 – вентилятор; 2 – виброгасящий переход; 3 – успокоительная камера; 4 – выравнивающие сетки; 5 – нагреваемая сетка; 6 – сопло; 7 – динамик; 8 – трубка Пито; 9 – микроманометр; 10 – звуковой генератор

Для измерения средней скорости и динамического давления применялись трубка Пито (8) и микроманометр (9) марки ММН-240. Перемещение трубки Пито и датчиков по трем осям симметрии сопла осуществлялось с помощью трехмерного координатника.

Для формирования трехмерных струй использовались сменные сопла с различными удлинениями. Удлинением сопла (в дальнейшем оно будет называться параметром соотношения сторон сопла) называют отношение длинной стороны  $a$ , к короткой стороне  $b$  на срезе сопла ( $\lambda = a/b$ ).

Спрофилированные по формуле Витошинского четыре стороны сопла сначала монтировались друг другу специальными зажимами, затем тщательно пропаивались. Прямоугольные сопла имели одинаковую длину 90 мм, со степенями поджатия  $c \approx 10$  ( $c = F_1/F_2$ , где  $F_1$  – площадь входного сечения конфузора;  $F_2$  – площадь выходного сечения конфузора), причем значения площадей среза выхода для всех сопел были примерно одинаковы и равновелики по площади круглому соплу, диаметр которого составлял бы  $d_{кр.} = 22,57$  мм. В соответствии с этим эффективный диаметр каждого прямоугольного сопла  $d_3$  был приблизительно таким же, как диаметр круглого сопла. Здесь  $d_3 = 2\sqrt{ab/\pi}$ .

Основные измерения проведены при скорости истечения на выходе из сопла  $U_0 = 6$  м/с, что соответствовало числу Рейнольдса  $Re \sim 0,97 \cdot 10^4$ , рассчитанного по эффективному диаметру и при параметре удлинения  $\lambda = 3$ .

Воздействия на струю осуществлялись излучателем звука, размещенным в успокоительной камере фронтально к выходному сечению сопла. Опыты проводились при наличии воздействия, соответствующего числу Струхалья:

$$Sh = \frac{f_b \cdot b}{U_0} = \frac{f_a \cdot a}{U_0} = \frac{f_{d_3} \cdot d_3}{U_0} = 0,48, \quad (1)$$

где  $f_b, f_a$  и  $f_{d_3}$  – есть частоты, рассчитанные по короткой и длинной сторонам сопла и по эффективному диаметру этих сопел.

При измерении скорости потока при наличии акустического воздействия нельзя пользоваться трубкой Пито, так как статическое давление отлично от атмосферного. Простым и достаточно надежным способом измерения скоростей и давлений в таком случае является метод встречных трубок Пито. Подробно этот метод описывается в работе\*. Практически измерительный насадок

\* Исатаев С.И., Айнабекова С.С. Исследование пристенной турбулентной струи, распространяющейся вдоль криволинейной поверхности // Проблемы физики газа, плазмы и жидкости. – Алматы: Ғылым, 1998. Т. 2. – С. 37-49.

состоит из двух трубок Пито, укрепленных на общей установке так, чтобы их носики были направлены навстречу друг другу и слегка разведены. При расчетах используются следующие формулы:

$$\frac{\rho U^2}{2} = \xi(km_1 - km_2) \quad (2)$$

$$U = \sqrt{2\xi(km_1 - km_2) / \rho}, \quad (3)$$

а также

$$P_{cm} = km_1 - \frac{\rho U^2}{2} = km_1 - \xi(km_1 - km_2), \quad (4)$$

где  $km_1$  – показание манометра, если трубка Пито направлена навстречу потоку;  $P_{cm}$  – статическое давление в данной точке потока;  $km_2$  – показание манометра, если бы мы повернули трубку Пито по потоку и установили ее так, чтобы носик ее находился в той же точке, что и первая трубка.

Коэффициент  $\xi$  – определяется при тарировке насадка в аэродинамической трубе. Экспериментально найденное его значение –  $\xi = 0,87$ .

Измерение показали, что искусственные возмущения, частота которых совпадает с характерной частотой или близка к ней ( $Sh_a \approx 0,42$ ), генерируют резкие немонотонности в распределениях полного давления, сохраняющиеся на больших расстояниях вдоль потока. На рисунке 2 приведено несколько распределений, иллюстрирующих указанное явление для  $\lambda = 3$ .

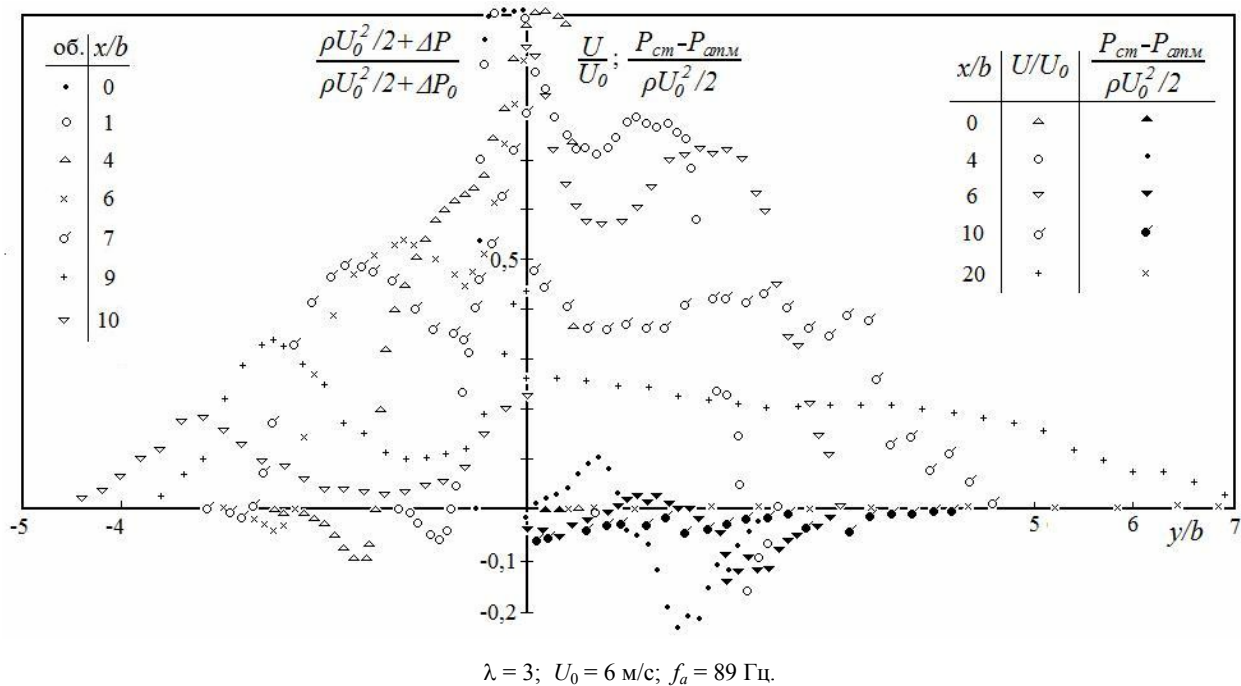


Рисунок 2 – Безразмерные профили скорости, полного и статического давлений в плоскости поперечного сечения трехмерной струи

Полное давление в данном случае измерялось с помощью трубки Пито. Известно, что если находящуюся в воздушном потоке такую трубку соединить с резервуаром манометра, оставив резервуар манометра открытым, то высота столбика жидкости в манометре уравнивает разность полного и атмосферного давлений. С наложением на струю внешнего воздействия в потоке возникает статическое давление, отличное от атмосферного. Тогда с учетом этого, вышеупомянутая разность давлений выражается следующей формулой

$$km = \frac{\rho U^2}{2} + P_{cm} - P_{атм} = \frac{\rho U^2}{2} + \Delta P, \quad (5)$$

где  $k$  – постоянная манометра;  $m$  – высота столбика жидкости в манометре;  $P_{ст}$  – статическое давление;  $\Delta P$  и  $\frac{\rho U^2}{2}$  разность статического и атмосферного давлений и скоростной напор в фиксированной точке потока. На рисунке 2 в ординате указано отношение полного давления в таких точках к полному давлению на срезе сопла.

Дальше, как показано на рисунке 2, по координате  $y$  начиная с калибра  $x/b$ , равном 1 и до калибра  $x/b$ , равном 7, в распределениях полного давления наблюдается отрицательное ее значение. Это, по-видимому, связано с тем, что возникаемое в потоке некоторое разрежение приводит к тому, что, в конечном счете, полное давление становится меньше атмосферного. Такое явление наблюдается на очень близком расстоянии от среза сопла и по координате  $z$ .

Поле скорости и давлений потока измерялись по методу встречных трубок Пито. На рисунке 2 в качестве примера ( $\lambda=3$ ) показано распределение скорости и статического давления вдоль оси параллельной короткой ( $y$ ) стороне прямоугольного сопла при низкочастотном воздействии –  $Sh_a = 0,48$  ( $f_a = 89$  Гц). Там же дается для сравнения и поле полного давления.

Как видно из рисунка, резкие немонотонности обнаруживаемые в распределениях полного давления характерны и для профилей скорости, но с той лишь разницей, что полное давление здесь проявляет себя как сумма скоростного напора и разницей статического и атмосферного давлений ( $\Delta P$ ). В распределении скорости, для калибра  $x/b$ , равном 4, наблюдается отрицательное ее значение. Это, видимо, связано с тем, что существующий в слое смешения крупномасштабный вихрь пробуксовывая в пространстве буквально «заставляет» течь поток в обратном направлении. Появление немонотонностей в распределениях полного давления и скорости, а также изменение статического давления, как в сторону увеличения, так и в сторону уменьшения от атмосферного также связаны существованием крупномасштабных вихрей и дальнейшей их динамикой.

#### REFERENCES

Isatayev S. I. Aynabekova S. S. Research of the wall turbulent stream extending along a curvilinear surface. The Problem of physics of gas, plasma and liquid. – Alma-Ata: Gylym. – 1998, T. 2. – P. 37-49 (in Russ.).

#### Резюме

*С. И. Исатаев, Ф. Төлеуов, М. С. Исатаев, Н. Маймақова,  
Н. Рысбаева, А. Тұрғанбай, Д. Нұрғалиева*

(ЭЖТФҒЗИ, әл-Фараби атындағы ҚазҰУ, Алматы, Қазақстан)

#### АКУСТИКАЛЫҚ ӘСЕР БАР КЕЗДЕГІ ТУРБУЛЕНТТІК ЕРКІН АҒЫНШАНЫ ЭКСПЕРИМЕНТТІК ЗЕРТТЕУ

Берілген жұмыстың максаты сыртқы әсер бар кездегі үшөлшемді ағыншаның орташа динамикалық сипаттамаларын эксперименттік зерттеу және турбуленттік құрылымдардың ағыншаның динамикасына әсерінің рөлін түсіндіру болып табылады. Акустикалық әсер бар кездегі ағынның жылдамдығын өлшеуді Пито түтікшесімен жүргізуге болмайды, өйткені статикалық қысым атмосфералықтан өзгеше. Бұл жағдайда қарапайым және жеткілікті тәсіл – Питоның қарама-қарсы түтікшелер тәсілі.  $\lambda=3$  соплосы үшін  $Sh_a = 0,48$  ( $f_a = 89$  Гц) төменгі жиілікті әсер ету кезінде тікбұрышты соплоның қысқа жағына параллель өс бойындағы жылдамдықтың және статикалық қысымның таралулары алынды. Толық қысымның өрісі де салыстыру үшін берілген. Талдаудан жылдамдықтың профилінде және толық қысымның профилінде кілт монотонды емес екенін көруге болады. Толық қысым бұл жерде жылдамдықтың қарқыны мен статикалық және атмосфералық қысымдардың айырымының қосындысы ретінде алынған.

**Тірек сөздер:** жазық еркін ағынша, ірі масштабты құйындар, турбуленттік, жылдамдықтың және температураның таралуы, алысқа ұру.

### Summary

*S. Isatayev, G. Toleuov, M. Isatayev, N. Maymakova,  
N. Rysbaeva, A. Turganbay, D. Nurgalieva*

(Al-Farabi Kazakh national university, Almaty, Kazakhstan)

#### EXPERIMENTAL STUDY OF TURBULENT JETS IN THE PRESENCE OF FREE SOUND EFFECTS

The aim of this work is the experimental investigation of dynamic characteristics of the secondary flow in a three-dimensional jet in the presence of acoustic impact and influence of the turbulent structures on the dynamics of the jet. When measuring the flow rate in the presence of acoustic impact is impossible to use a Pitot tube, as static pressure different from atmospheric. Simple and fairly reliable method in this case is the method of colliding Pitot tubes.  $\lambda = 3$  for the distributions of speed and static pressure along the axis parallel to the short side of the rectangular nozzle at low frequency impact –  $Sh_a = 0,48$  ( $f_a = 89$  Hz). Given for comparison and the total pressure field. From the analysis results show that the sharp nonmonotonocities found in the distributions of the total pressure characteristic for the velocity profiles, but with the difference that here the total pressure manifests itself as the sum of the dynamic pressure and the difference of static and atmospheric pressure.

**Keywords:** flat free jet, large-scale vortices, turbulence, velocity and temperature, range.

УДК 502+504+349.6

*H. P. МАЖРЕНОВА, А. О. НҮҒЫМАНОВА*

(Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан)

## НОРМИРОВАНИЕ КАЧЕСТВА ВОЗДУШНОГО БАССЕЙНА Г. АЛМАТЫ И ОЦЕНКА КОМПЛЕКСНОГО ПОКАЗАТЕЛЯ УРОВНЯ ЗАГРЯЗНЕННОСТИ

**Аннотация.** Экологическое нормирование является одним из элементов механизма повышения эффективности природопользования, а также инструментом обеспечения нормативного качества окружающей среды. К числу основных экологических нормативов, устанавливаемых для хозяйствующего субъекта, следует отнести: нормативы предельно допустимых выбросов загрязняющих веществ (ПДВ) и предельно допустимые концентрации загрязняющих веществ (ПДК) в приземном слое атмосферы. В данной статье по программе «Эра-Воздух» проведены расчеты максимально-разовых выбросов и приземные концентрации парниковых газов ТЭЦ-2 г. Алматы, которая сжигает высокозольный экибастузский уголь. Предложен способ снижения антропогенного загрязнения воздушного бассейна г. Алматы путем направленной модификации физико-химических и теплофизических свойств топлива.

**Ключевые слова:** оценка воздействия на окружающую среду, приземные концентрации загрязняющих веществ, программа «Эра-Воздух», электронно-лучевые технологии.

**Тірек сөздер:** қоршаған ортаға әсерді бағалау, ластаушы заттардың жер бетіне жақын ауадағы концентрациясы, «Эра-Ауа» бағдарламасы, электрондық-сәулелендіру технологиялары.

**Keywords:** assessment of the impact on the environment, concentrations of pollutants, program «Era-Air», electron-beam technologies.

Качество атмосферного воздуха – совокупность свойств атмосферы которая определяет степень воздействия физических, химических, биологических, факторов на людей животных и растительный мир, а также на строение, конструкции, материалы и окружающую среду в целом. На качество атмосферного воздуха устанавливают нормативы для селитебной и производственных зон (ГОСТ 17.2.1.03-84. Охрана природы, атмосфера: термины и определения). Различают ПДК<sub>рз</sub>, (предельно-допустимая концентрация рабочей зоны), ПДК<sub>мр</sub> (предельно-допустимая концентрация максимально-разовая), ПДК<sub>сс</sub> (предельно-допустимая концентрация среднесуточная). Наиболее



распространен в настоящее время и рекомендован методической документацией Министерством охраны окружающей среды РК комплексный индекс загрязнения атмосферы. Его рассчитывают как сумму нормированных по ПДК<sub>СС</sub> и приведенных к SO<sub>2</sub> концентраций средних содержаний различных веществ.

$$Y_n = \sum_{i=1}^n Y_i = \sum \left( \frac{Q_i}{\text{ПДК}_{\text{cci}}} \right)^{C_i} \quad (1)$$

для SO<sub>2</sub> C<sub>i</sub>=1, где C<sub>i</sub> – безразмерная константа i-го вещества, приведенная концентрации SO<sub>2</sub> и зависящая от класса опасности.

Для оценки степени загрязнения атмосферы, загрязнения населенных пунктов рассчитывают комплексный показатель для одинакового количества загрязнителей (для 5-ти наиболее вредных веществ, присутствующих в воздухе).

Экологическое нормирование является одним из элементов механизма повышения эффективности природопользования, а также инструментом обеспечения нормативного качества окружающей среды. К числу основных экологических нормативов, устанавливаемых для хозяйствующего субъекта, следует отнести: нормативы предельно допустимых выбросов загрязняющих веществ (ПДВ); нормативы допустимых сбросов загрязняющих веществ поверхностные и подземные водные объекты, и на рельеф местности; нормативы образования отходов и лимиты на их размещения [1].

Максимально возможный объем выброса конкретного загрязняющего вещества в единицу времени задается нормативом предельно допустимого выброса (ПДВ). Значение ПДВ понадобятся для оценки превышения фактических (прогнозируемых) выбросов над нормативными, расчет о платежей за загрязнение атмосферы, анализа эколого-экономической эффективности предложенных атмосферозащитных мероприятий. При установлении норматива ПДВ для конкретного предприятия следует учитывать физико-географические и климатические особенности местности; расположение промышленных площадок; расположение участков существующей жилой застройки, зон отдыха города; значения фоновых концентраций загрязняющих веществ в атмосферном воздухе.

Современная программа «Эра-Воздух» позволяет рассчитывать ПДВ для предприятий с учетом параметров сжигаемого топлива и вышеназванных физико-географических и климатических особенностей местности. Критерий качества атмосферного воздуха, используемый при установлении норматива ПДВ в атмосферу, задает обязательное соотношение между приземными концентрациями загрязняющих веществ с учетом фона и предельно допустимыми концентрациями.

Как известно загрязнение воздуха в г. Алматы является острой экологической проблемой, которая осложняется физико-географическими и природно-климатическими условиями. Для оценки загрязнения воздушного бассейна города были проанализированы расчетные данные за содержанием вредных веществ в атмосфере города. Расчеты за загрязнением атмосферного воздуха в г. Алматы проводились по 5-ти видам загрязняющих веществ.

В качестве общего и информативного показателя загрязнения воздуха является КИЗА – комплексный показатель среднегодового загрязнения атмосферы. Его количественное ранжирование по классу состояния атмосферы приведена в таблице 1.

Таблица 1 – Критерии оценки состояния загрязнения атмосферы по комплексному индексу (КИЗА)

| Показатели                 | Классы экологического состояния атмосферы |           |             |              |
|----------------------------|---|-----------|-------------|--------------|
|                            | Нормы (Н)                                 | Риска (Р) | Кризиса (К) | Бедствия (Б) |
| Уровни загрязнения воздуха | < 5                                       | 5-8       | 8-15        | >15          |

По программе «Эра-Воздух» проведены расчеты максимально-разовых выбросов и приземной концентрации для предприятия ТЭЦ-2 г. Алматы, которая сжигает высокозольный экибастузский уголь. Установленная электрическая мощность станции ТЭЦ-2 – 510 МВт, тепловая мощность – 1176 Гкал/ч.

Основные характеристики сжигаемого на ТЭЦ-2 экибастузского каменного угля приведены в таблице 2.

Таблица 2 – Основные характеристики сжигаемого на ТЭЦ-2 экибастузского каменного угля

| Топл.    | Влажн.,<br>W <sub>p</sub> % | Летуч. в-<br>а, V <sub>daf</sub> % | Сера,<br>S <sub>d</sub> % | Зольн.,<br>A <sub>d</sub> % | Углер.,<br>C <sub>daf</sub> % | Водород,<br>H <sub>daf</sub> % | Азот,<br>N <sub>daf</sub> % | Кисл.,<br>O <sub>dafid</sub> % | Тепл сгор, Q <sub>p</sub><br>МДж/кг |
|----------|-----------------------------|------------------------------------|---------------------------|-----------------------------|-------------------------------|--------------------------------|-----------------------------|--------------------------------|-------------------------------------|
| Необлуч. | 8,43                        | 28                                 | 0,7                       | 43                          | 43,3                          | 2,64                           | 0,79                        | 6,07                           | 16,83                               |
| Облуч.   | 6,41                        | 26                                 | 0,5                       | 39                          | 45                            | 3,1                            | 0,7                         | 7,2                            | 16,5                                |

С использованием программы в работе были рассчитаны максимально разовые выбросы золы, оксидов серы, углерода, азота, образующиеся при сжигании экибастузского угля, характеристики, которого приведены выше, с высотой дымовой трубы 120 метров [2].

Рассчитанный по формуле для золы:

$$M_{тз}(G_{тз}) = \sum_{i=1}^m 0,01 V_i * \left[ (\alpha_{yh} * A) + q_{yh} \left( \frac{q_h}{32,7} \right) \right] * (1 - \eta_i^{зз}) \quad (2)$$

Рассчитанный по формуле для оксида серы:

$$M_{sox}(G_{sox}) = \sum_{i=1}^m 0,02 V_i * S(1 - \eta')(1 - \eta'') \quad (3)$$

Рассчитанный по формуле для оксида углерода:

$$M_{CO}(G_{CO}) = \sum_{i=1}^m 0,01 * C_{CO}^* * V_i * (1 - q_i^{max}/100), \quad (4)$$

Рассчитанный по формуле для оксида азота:

$$M_{NOx}(G_{NOx}) = \sum_{i=1}^m 0,34 * 10^{-4} * \psi * V_i * Q_{н} * (1 - q_{max}/100) * (1 - \varepsilon_{11} * r_i) * \beta_i * \beta_{21} * \beta_{31} * \varepsilon_2 \quad (5)$$

Результаты расчетов приведены в таблице 3.

Согласно проведенным расчетам, при сжигании высокзолного угля, количество максимально разовых выбросов от точечного источника в 10 раз превышают максимально разовые концентрации, следовательно, среднесуточные концентрации тоже будут значительно превышать ПДК.

Учитывая неблагоприятные местные климатические условия, способствующие накоплению вредных веществ в атмосфере города, в работе рассчитаны приземные концентрации золы и диоксида серы, с учетом степени улавливания электрофильтров 93%, максимальный расход топлива составил 400 т/ч.

Рассчитанная по формуле для золы:

$$C_{тз} = \frac{AMFm\eta}{H^2 \sqrt[3]{V_1 \Delta T}} \quad (6)$$

максимальная приземная концентрация по золе составляет 1,1 мг/м<sup>3</sup>

Для диоксида серы:

$$C_{тSO_2} = \frac{AMFm\eta}{H^2 \sqrt[3]{V_1 \Delta T}} \quad (7)$$

максимальная приземная концентрация по диоксиду серы составляет 0,6 мг/м<sup>3</sup>.

Как видно из расчетов максимальная приземная концентрация парниковых газов их превышает среднесуточную концентрацию.

Установлено, что при сжигании экибастузского угля в атмосферу выбрасывается большое количество загрязняющих веществ, концентрация которых превышает максимально разовые и среднесуточные концентрации примесей, в среднем, в 2 раза допустимые значения ПДК. Это приводит к увеличению комплексного индекса загрязнения атмосферного воздуха г. Алматы, который превышает официально известный индекс ИЗА5 равен 13,8. По норме КИЗА должен быть не более 5. Рассчитанный показатель свидетельствует о превышении комплексного загрязнения воздушного бассейна г. Алматы в 2-3 раза, что видно из таблицы 1.

В этой связи в нашей работе предложен новый способ снижения выбросов парниковых газов в атмосферный воздух. На практике широко применяется различные способы утилизации парниковых газов содержащихся в выбросах предприятий. Однако может быть целесообразным снижению выбросов за счет повышения качества сжигаемого топлива, увеличение эффективности процесса его сжигания. Для модифицирования качества экибастузского угля в нашей работе

проведены исследования по влиянию электронно-лучевой обработки на физико-химические свойства угля, повышение эффективности его сжигания с целью снижения выбросов.

Нами изучено воздействие пучка ускоренных электронов на изменение структуры угля. Опыты по радиационной обработке угля осуществляли на электронном ускорителе ИЛУ-8. Ускоритель генерировал электроны с энергией 1,3 МэВ, мощность дозы варьировали от 0,19 до 0,33 Мрад/с, общую дозу поглощения – от 10 до 200 Мрад. Температуру угольного слоя толщиной 7 мм контролировали с помощью термопары и поддерживали в пределах 60-70 и 250-260 °С.

Предварительная электронно-лучевая обработка угля приводит к снижению выбросов в атмосферу, уменьшает количество золошлаков и снижает максимально-разовые выбросы (таблица 2, 3) как минимум от 0,6 до 9% для разных парниковых газов.

Результаты расчета максимально-разовых выбросов (по программе «Эра») приведены в таблице 3.

Таблица 3 – Результаты расчета максимально-разовых выбросов (по программе «Эра»)

| Топливо  | Максимально-разовые выбросы, г/с |                      |                   |                          |
|----------|----------------------------------|----------------------|-------------------|--------------------------|
|          | золы $M_{ТВ}$                    | диоксида серы $SO_2$ | оксида азота $NO$ | оксида углерода $M_{CO}$ |
| Необлуч. | 57,91                            | 12,6                 | 3                 | 16                       |
| Облуч.   | 52,6                             | 9                    | 3,08              | 15                       |

Таким образом, в настоящей работе впервые использована программа «Эра-Воздух» для комплексной оценки состояния атмосферного воздуха г.Алматы и получены результаты по количественной оценке вклада выбросов ТЭЦ-2 в загрязнение атмосферного воздуха города, сжигающей высокозольный экибастузский уголь, параметры (зольность, влажность, содержание серы и др.) которого определены экспериментальным путем по соответствующим ГОСТам.

Впервые предложено использование электронно-лучевой обработки экибастузского угля с целью снижения выбросов парниковых газов, образующихся при его сжигании [3]. Определены структурные изменения, происходящие в угле при его облучении. Определены оптимальные условия облучения угля: доза, мощность дозы, температура облучения.

Электронно-лучевая обработка является экологически чистым безреагентным способом управления качеством сжигаемого топлива. Для получения значимого технологического эффекта необходимо обработка дозами до 50 Мрад. Данные дозы могут быть набраны за 4-5 секунд. Экологическая чистота электронно-лучевой обработки обусловлена также тем, что облученный уголь не обладает наведенной радиоактивностью, т.к. энергия ускоренных электронов в десятки раз ниже энергии электронов провоцирующих протекания ядерно-химического превращения в облучаемом материале. При воздействии электронов данной энергии имеют место процессы, связанные с возбуждением валентных электронов и при этом могут реализовываться необычные валентные состояния, образовываться химически активные частицы, ионы и другие.

Таким образом электронно-лучевой способ позволяет изменять процессы горения угля, прошедших предварительную электронно-лучевую обработку. Учитывая высокую производительность современных ускорителей электронов предварительные расчеты показывают экономическую целесообразность применения электронно-лучевой обработки угля на практике.

Казахстаном в 1997 году подписан Киотский протокол, целью которого является количественные ограничения парниковых газов. В 2001 году Казахстан получил статус «стороны приложения 1 Киотского протокола, после ратификации Киотского протокола». Кроме неоспоримого экологического эффекта ратификация Киотского протокола открывает для нашей страны перспективы по привлечению международных инвестиций, участию в проектах совместного осуществления процессов «чистого развития» в роли инвестора с возможностью вкладывать активы в экономику других стран, торговать квотами на выбросы парниковых газов.

В связи с вышеизложенным, полученные в данной работе результаты могут способствовать решению проблем, связанных с выполнением Казахстана обязательств по снижению уровня загрязнения атмосферного воздуха, развития зеленой экономики.

Для широкого внедрения предлагаемого способа направленного модифицирования свойств топлива, повышения качества окружающей природной среды необходимо в дальнейшем проведение опытно-промышленных испытаний электронно-лучевого метода.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Зыков В.Н., Чернышов В.И. Введение в экологическую метрологию и экологическое нормирование // Метод пособие. – М.: РУДН, 2003. – С. 24.
- 2 Природопользование. Охрана окружающей среды и экономика // Теория и практикум. Учебное пособие под редакцией Хаустова А.П. – М.: РУДН, 2009. – С. 613.
- 3 Мажренова Н.Р., Руденко Н.В., Медеуов Ч.К., Кожаметов С.М. Основы комплексной переработки минерального сырья с использованием радиационных процессов // Алматы: КазГУ, 1995. - С. 163.
- 4 Сборник методик по расчету выбросов вредных веществ в атмосферу различными производствами // Алматы, 1996. - С. 15.
- 5 Аскарова А.С., Мажренова Н.Р. Экологические проблемы топливно-энергетической отрасли Казахстана и нетрадиционные пути их решения // Алматы: Казак университети, 1997. - С. 202.
- 6 Шпирт М.Я. и др. Рациональное использование отходов угледобычи и обогащения угля – М.: Недра 1990. - С. 224.
- 7 Бабий В.И., Куваев Ю.Ф. Горение угольной пыли и расчет пылеугольного факела. – М.: Энергоатомиздат, 1986. – С. 208.

REFERENCES

- 1 V.Zykov, VI Chernyshev Introduction to environmental metrology and environmental regulation // Method Manual. - Moscow: People's Friendship University, 2003, p.24
- 2 Natural resources. Protection of the environment and the economy // Theory and a workshop . Textbook edited Khaustova AP - Moscow: People's Friendship University, 2009 . - P. 613
- 3 Mazhrenova NP, Rudenko NB, Medeuov Ch.K. , Kozhahmetov SM Fundamentals of complex processing of mineral raw materials using radiative processes // Almaty: Kazakh State University, 1995. - P. 163
- 4 Collection methods for the calculation of emissions of harmful substances into the atmosphere by various industries // Almaty, 1996 . - P. 15
- 5 Askarova AS, Mazhrenova NR Ecological problems of the energy industry of Kazakhstan and innovative solutions // Almaty: Kazakh University, 1997 . - P. 202
- 6 Shpirt MJ Rational use and other wastes from coal mining and coal preparation - M : Nedra 1990. - p.224
- 7 Babi VI, T-shirt with YF Combustion of pulverized coal and coal-dust flame calculation. - M Energoatomizdat, 1986. - P.208.

Резюме

*Н. Р. Мажренова, А. О. Нұғыманова*

(әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Алматы, Қазақстан)

АЛМАТЫ ҚАЛАСЫ АУАСЫНЫҢ САПАСЫН НОРМАЛАУ ЖӘНЕ  
ОНЫҢ ЛАСТАНУ ДЕҢГЕЙІН КЕШЕНДІ КӨРСЕТКІШ АРҚЫЛЫ БАҒАЛАУ

Экологиялық нормалау табиғатты пайдаланудың тиімді механизмі болып табылады және қоршаған ортаның сапасын бағалау әдісіменесіне жатады. Кәсіпорындардың қоршаған ортаны ластануына шектеу қоятын экологиялық нормативтерге келесі көрсеткіштер жатады: ластанушы заттардың қоршаған ортаға тасталу шекті концентрациясының нормативы және жер бетіне жақын қабаттағы ауадағы ластанушы заттардың қоршаған ортаға тасталу шекті концентрациясы. Бұл мақалада «Эра-Ауа» бағдарламасын пайдалану арқылы Алматы қаласы ауасына, ЖЭС-2 Екібастұз көп күлді көмірін жаққанда, бір мезгілде тастайтын ластанушы заттардың максималды мөлшері және жер бетіне жақын қабаттағы парникті газдардың концентрациясы есептелді. Көмірдің физика-химиялық және жылуфизикалық қасиеттерін керекті бағытта түрлендіру арқылы Алматы қаласы ауасының антропогендік ластануын азайту әдісі ұсынылды.

**Тірек сөздер:** қоршаған ортаға әсерді бағалау, ластанушы заттардың жер бетіне жақын ауадағы концентрациясы, «Эра-Ауа» бағдарламасы, электрондық-сәулелендіру технологиялары.

Summary

*N. R. Mazhrenova, A. O. Nugymanova*

(Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan)

QUALITY STANDARDS ALMATY AIR AND COMPREHENSIVE ASSESSMENT POLLUTION RATE

Environmental regulation is part of the mechanism to increase the efficiency of resource management and regulatory tool to ensure the quality of the environment. The main environmental standards established for the

economic entity include: standards of maximum permissible emissions (MPE ) and the maximum allowable concentration of pollutants (MPC) in the atmospheric boundary layer . In this article, under the «Era- Air» calculated the maximum single – emission and surface concentrations of greenhouse gases CHP-2, Almaty, that burns high-ash Ekibastuz coal. We propose a method for reducing anthropogenic air pollution in Almaty by targeted modification of the physico-chemical and thermal properties of the fuel.

**Keywords:** assessment of the impact on the environment, concentrations of pollutants, program «Era-Air», electron-beam technologies.

УДК 621.548

*Р. К. МАНАТБАЕВ, А. К. ТУЛЕПБЕРГЕНОВ, А. М. САТЫМБЕКОВ,  
К. Е. ШЕРНИЯЗОВ, Ж. И. УЗАКОВА*

(Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан)

## ОБ ОДНОМ СТАЦИОНАРНОМ 2-D МОДЕЛЕ ВЕТРОТУРБИНЫ ДАРЬЕ

**Аннотация.** Ветроурубина карусельного типа Дарье относится к виду вертикально-осевой ветроурубины, которая работает за счет действия подъемной силы на профиль рабочей лопасти [1-3]. В этой работе математическая модель взаимодействия вращающейся ветроурубины «Дарье» с угловой скоростью  $\omega$  со стационарным воздушным потоком описывается стационарными уравнениями Навье-Стокса и неразрывности.

Уравнения Навье-Стокса и неразрывности с граничными условиями сначала приводятся к виду  $\psi$ - $\omega$  и методом продольно-поперечной прогонки определяется  $\omega$ , а затем  $\psi$ . Для проведения расчетов рассмотренным этим методом была разработана компьютерная программа на языке Фортран и реализована на компьютере. С помощью этой программы были проведены численные расчеты.

В конце статьи приведены некоторые результаты полученного из численного расчета, которые хорошо описывают физику явления. Полученные результаты будут полезны инженерам и проектировщикам при проектировании и изготовлении ВЭУ карусельного типа с высокими технико-экономическими показателями.

**Ключевые слова:** Дарье, вертикально-осевой, математическая модель, численный расчет, поле скоростей, аппроксимация, линии тока.

**Тірек сөздер:** Дарье, вертикаль-ості, математикалық үлгі, сандық есептеу, жылдамдық өрісі, аппроксимация, ағын сызығы.

**Keywords:** Darrieus, vertical axis, mathematical models, numerical calculations, velocity field, approximation, streamlines.

В этой работе рассматриваем разработку математической модели для исследования взаимодействия ветроурубины карусельного типа «Дарье» со стационарным воздушным потоком [1-4]. Систему координат представим (xOy) перпендикулярной к вращающейся с постоянной скоростью  $\omega$  оси (вала) турбины. Вращение турбины рассматриваем установившейся. Рабочая лопасть создает возмущение на стационарный воздушный поток, и эти возмущения в уравнении движения представляются, как источники объемных сил [5-7].

Целью данной работы является рассмотрение теоретического 2D моделирования работы ветроурубины карусельного типа, которая дает возможность определить оптимальные параметры турбины (см. рисунок 1).

Математическая модель воздействия стационарного воздушного потока со скоростью «u» на вращающуюся ветроурубину «Дарье» (радиусом  $r_0$ ) с угловой скоростью  $\omega$  (эта показана на рисунке 2 – принципиальная схема) описывается стационарными уравнениями Навье-Стокса и неразрывности, и имеет следующий вид:

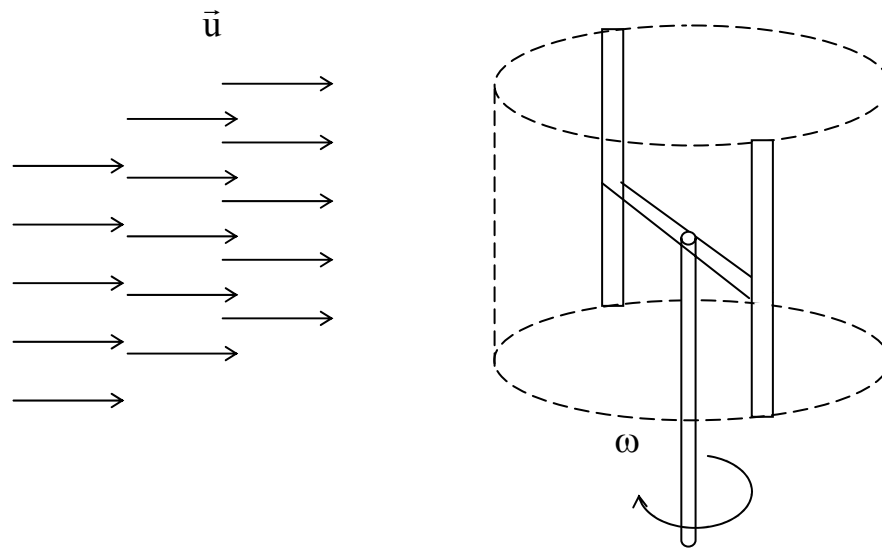


Рисунок 1

$$\begin{cases} u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{\text{Re}} \left( \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) + \frac{1}{\rho} R_x, \\ u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{1}{\text{Re}} \left( \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) + \frac{1}{\rho} R_y, \\ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \end{cases} \quad (1)$$

С граничными условиями,

$$\begin{aligned} u(x,0)=u(x,1)=u(0,y)=u_\infty, \quad \frac{\partial u(1,y)}{\partial x} = 0; \\ v(x,0)=v(x,1)=v(0,y)=0, \quad \frac{\partial v(1,y)}{\partial x} = 0. \end{aligned} \quad (1')$$

В качестве аэродинамических сил сопротивления ветровому потоку берутся проекции осредненных сил сопротивления и подъемной силы лопасти (в обратном направлении) на оси  $Ox$  и  $Oy$  в виде сосредоточенных источников  $R_x, R_y$  и входят в правую часть уравнений движения [4-8].

Для определения этих массовых сил сначала определяется угол атаки  $\alpha$  и скорость атаки  $\vec{W}$ , а коэффициенты подъемной силы и сил сопротивления зависит только от угла атаки.

$$\begin{aligned} |\vec{W}| &= \sqrt{(u \sin \theta + v \cos \theta)^2 + (r_0 \omega + u \cos \theta + v \sin \theta)^2}, \\ \text{tg} \alpha &= \frac{u \sin \theta + v \cos \theta}{r_0 \omega + u \cos \theta + v \sin \theta}. \end{aligned} \quad (2)$$

Вводя локальное число быстроходности  $Z = \frac{r_0 \omega}{u_\infty}$ , получим,

$$\alpha = \text{arctg} \left( \frac{u \sin \theta + v \cos \theta}{Z + u \cos \theta + v \sin \theta} \right). \quad (3)$$

Для определения аэродинамических сил введем единичные векторы:  $\vec{e}_w$  – единичный вектор сопротивления, направленный вдоль вектора относительной скорости и  $\vec{e}_L$  – единичный вектор подъемной силы направленный перпендикулярно ему.

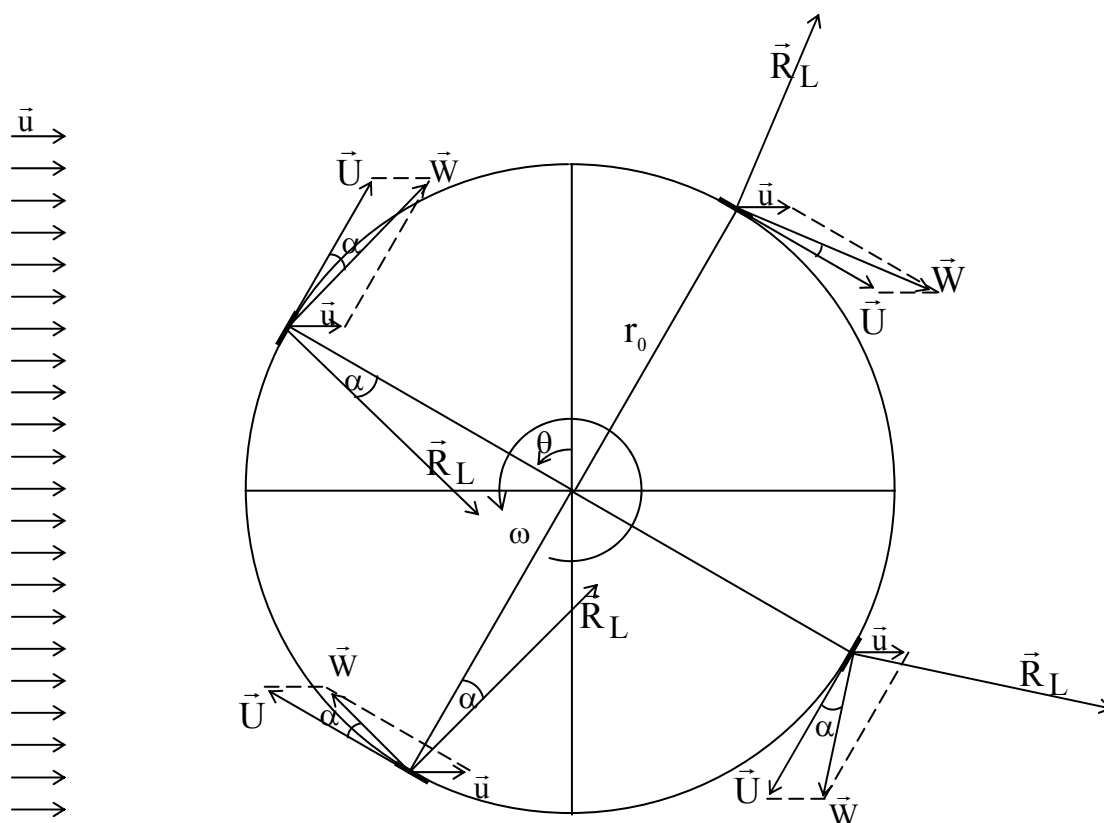


Рисунок 2

Элементарные составляющие аэродинамических сил:

а) подъемная сила профиля:

$$\vec{R}_L = C_L(\alpha) \rho \frac{W^2}{2} h \vec{e}_L, \quad (4)$$

где,  $C_L(\alpha)$  – коэффициент подъемной силы,  $h$  – длина хорды профиля,

б) сила сопротивления

$$\vec{R}_D = C_D(\alpha) \rho \frac{W^2}{2} h \vec{e}_w, \quad (5)$$

Коэффициенты  $C_L(\alpha)$ ,  $C_D(\alpha)$  как формулы угла атаки, являются результатами продувок используемого профиля для значений  $\alpha$  в интервале  $0-360^\circ$ . При значениях параметра  $Z = \frac{r_0 \omega}{u_\infty} = \frac{U}{u_\infty} > 5$ ,

угол атаки  $\alpha$  во всем интервале  $0^\circ \leq \theta < 360^\circ$  становится менее  $13^\circ$ , что отвечает уже условиям эффективного действия подъемной силы во всей ометаемой лопастями площади [1-3].

Запишем выражения для вращающего момента турбины

$$M = \frac{nh r_0 H}{\pi} \int_0^\pi \rho \frac{W^2}{2} (C_L(\alpha) \sin \alpha - C_D(\alpha) \cos \alpha) d\theta, \quad (6)$$

где,  $n$  – число лопастей ротора,  $H$  – длина рабочей лопасти.

Теперь применяем следующие преобразования в формуле (1) для перехода к виду переменных  $(\psi-\omega)$ ,

$$u = \frac{\partial \psi}{\partial y}, \quad v = -\frac{\partial \psi}{\partial x}, \quad \omega = \frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial x} \quad (7)$$

формула (1) приводится к виду в переменных функция тока и завихренность  $(\psi-\omega)$ ,

$$\begin{cases} L_1\omega + L_2\omega = \frac{\partial R_x}{\partial y} - \frac{\partial R_y}{\partial x} \\ \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} = \omega \end{cases} \quad (8)$$

здесь,  $L_1, L_2$  – дифференциальные операторы, или подробно,

$$L_1(\cdot) = \frac{\partial}{\partial x}(\mathbf{u}(\cdot)) - \frac{1}{\text{Re}} \frac{\partial^2(\cdot)}{\partial x^2}, \quad L_2(\cdot) = \frac{\partial}{\partial y}(\mathbf{v}(\cdot)) - \frac{1}{\text{Re}} \frac{\partial^2(\cdot)}{\partial y^2}$$

или более подробно,

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial x} \left( \omega \frac{\partial \psi}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \omega \left( -\frac{\partial \psi}{\partial x} \right) \right) = \frac{1}{\text{Re}} \left( \frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial y^2} \right) + \frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial R_y}{\partial x} - \frac{\partial R_x}{\partial y} \right), \\ \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = \omega. \end{cases} \quad (9)$$

Конвективных членов формулы (9) напомним в следующем разностном виде

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[ \omega \frac{\partial \psi}{\partial y} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[ \omega \left( -\frac{\partial \psi}{\partial x} \right) \right] = \frac{\left[ \omega \frac{\partial \psi}{\partial y} \right]_{i+\frac{1}{2}j} - \left[ \omega \frac{\partial \psi}{\partial y} \right]_{i-\frac{1}{2}j} + \left[ \omega \left( -\frac{\partial \psi}{\partial x} \right) \right]_{ij+\frac{1}{2}} - \left[ \omega \left( -\frac{\partial \psi}{\partial x} \right) \right]_{ij-\frac{1}{2}}}{x_{i+\frac{1}{2}} - x_{i-\frac{1}{2}} + y_{j+\frac{1}{2}} - y_{j-\frac{1}{2}}};$$

Далее конвективные члены аппроксимируются по схеме против потока второго рода, а вязкие члены с центральной разностью,

Второе уравнение из формулы (9) аппроксимируется центральной разностью,

$$\left( \frac{2}{x_{i+1} - x_{i-1}} \frac{\psi_{i+1j} - \psi_{ij}}{x_{i+1} - x_i} - \frac{2}{x_{i+1} - x_{i-1}} \frac{\psi_{ij} - \psi_{i-1j}}{x_i - x_{i-1}} \right) + \left( \frac{2}{y_{j+1} - y_{j-1}} \frac{\psi_{ij+1} - \psi_{ij}}{y_{j+1} - y_j} - \frac{2}{y_{j+1} - y_{j-1}} \frac{\psi_{ij} - \psi_{ij-1}}{y_j - y_{j-1}} \right) = \omega.$$

следует кратко написать в виде,

$$A_i \psi_{i+1j} + B_i \psi_{i-1j} + C_{ij} \psi_{ij} + D_j \psi_{ij+1} + E_j \psi_{ij-1} - \omega_{ij} = 0 \quad (10)$$

Первое уравнение из формулы (8) аппроксимировав по схеме против потока второго рода, расщепляется по направлениям,

$$\begin{cases} \frac{\omega_{ij}^{n+1/2} - \omega_{ij}^n}{\Delta t/2} + L_1 \omega_{ij}^{n+1/2} + L_2 \omega_{ij}^n = f_{ij}^n, \\ \frac{\omega_{ij}^{n+1} - \omega_{ij}^{n+1/2}}{\Delta t/2} + L_1 \omega_{ij}^{n+1/2} + L_2 \omega_{ij}^{n+1} = f_{ij}^{n+1/2} \end{cases} \quad (11)$$

Формула (11) записывается в таком виде

$$\begin{cases} \left( I_1 + \frac{\Delta t}{2} L_1 \right) \omega_{ij}^{n+1/2} = \left( I_1 - \frac{\Delta t}{2} L_2 \right) \omega_{ij}^n + \frac{\Delta t}{2} f_{ij}^n, \\ \left( I_1 + \frac{\Delta t}{2} L_2 \right) \omega_{ij}^{n+1} = \left( I_1 - \frac{\Delta t}{2} L_1 \right) \omega_{ij}^{n+1/2} + \frac{\Delta t}{2} f_{ij}^{n+1/2} \end{cases} \quad (12)$$

Формулу (10) пишем

$$\psi_{ij}^{n+1} - \psi_{ij}^n = \beta' (A_i \psi_{i+1j} + B_i \psi_{i-1j} + C_{ij} \psi_{ij} + D_j \psi_{ij+1} + E_j \psi_{ij-1} - \omega_{ij}) \quad (13)$$

Из первого уравнения формулы (12) продольной прогонкой вычисляется промежуточный  $\omega_{ij}^{n+1/2}$ , а из второго –  $\omega_{ij}^{n+1}$ . Потом уже из определенного  $\omega_{ij}^{n+1}$  по формуле (13) вычисляется  $\psi_{ij}^{n+1}$



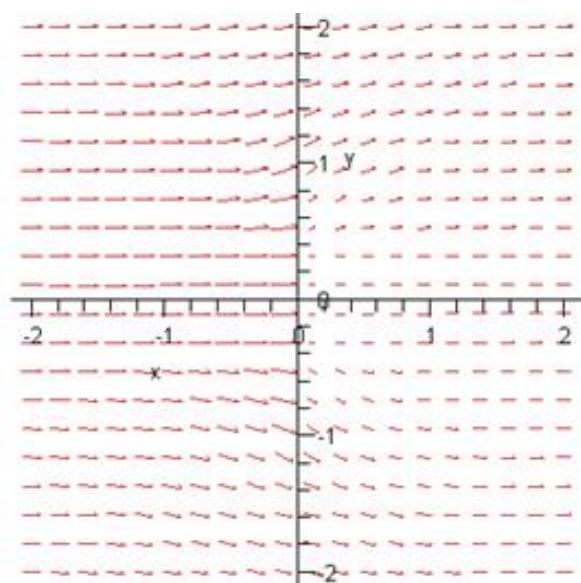


Рисунок 3

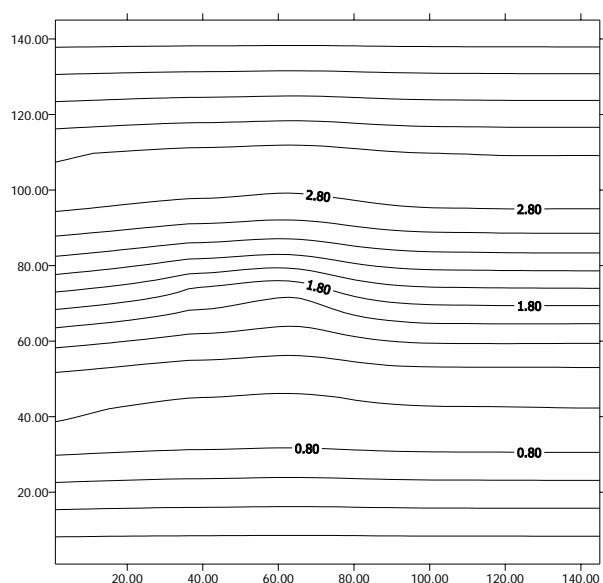


Рисунок 4

по методу верхней релаксации. На рисунке 3 показано график поля скоростей полученный без учета вязких членов в уравнении Навье-Стокса, а на рисунке 4 с учетом вязких членов.

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1 Турян К. Дж., Стрикленд Дж., Х., Бэрг Д.Э. Мощность ветроэлектрических агрегатов с вертикальной осью вращения //Аэрокосмическая техника. – 1988. – № 8. – С. 105-121.
- 2 Ganesh Rajagopalan R. and Jerome B. Fanucci Finite Difference Model for Vertical Axis Wind Turbines // J. Propulsion. – 1985. – Vol. 1, № 6. – P. 432-436.
- 3 Ершина А.К., Ершин Ш.А., Жапбасбаев У.К. Основы теории ветротурбины Дарье. – Алматы, 2001. – 104 с.
- 4 Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. – М.: Наука. 1987. – 840с.
- 5 Jon Paraschivoiu and Philippe Desy. Aerodynamics of Small – Scale Vertical – Axis Wind Turbines //J. Propulsion. – 1986. – Vol. 2, № 3. – P. 282-288.
- 6 Brochier G., P. Fraunie, and Bequier C. Water Channel Experiments of Dynamic Stall on Darrieus Wind Turbine Blades // J. Propulsion. – 1986. – Vol. 2, №5. – P. 445-449.
- 7 Satymbekov A.M., Tulepbergenov A.K., Ualiev Zh.R. Numerical modeling of modern wind turbines (carousel type) // V World Congress Engineering and Technology – WCET-2012, Kazakhstan, Almaty. 2012. – p.294-296.
- 8 Tulepbergenov A.K., Sherniazov K.E. The Vortex Model of the Windturbine Darrie // IV Congress of the Turkic World Mathematical Society. – Azerbaijan, Baku, 2011. – p.475.

#### REFERENCES

- 1 Twryan K. Dj., Stri"kle'nd Dj., H., Be'rg D.E'. Moshhnost# vetroe'lektri"cheski" h agregatov s verti"kal#noy os#y vrashheni"ya //Ae'rokosmi"cheskaya tehni"ka. – 1988. – № 8. – S. 105-121.
- 2 Ganesh Rajagopalan R. and Jerome B. Fanucci Finite Difference Model for Vertical Axis Wind Turbines // J. Propulsion. – 1985. – Vol. 1, № 6. – P. 432-436.
- 3 Ershi"na A.K., Ershi"n Sh.A., Japbasbaev W.K. Osnovi' teori"i" vetrotrwbi"ni' Dar#e. – Almati', 2001. – 104 s.
- 4 Loycyanski"y L.G. Mehani"ka ji"dkosti" i" gaza. – M.: Nawka. 1987. – 840s.
- 5 Jon Paraschivoiu and Philippe Desy. Aerodynamics of Small – Scale Vertical – Axis Wind Turbines //J. Propulsion. – 1986. – Vol. 2, № 3. – P. 282-288.
- 6 Brochier G., P. Fraunie, and Bequier C. Water Channel Experiments of Dynamic Stall on Darrieus Wind Turbine Blades //J. Propulsion. – 1986. – Vol. 2, №5. – P. 445-449.
- 7 Satymbekov A.M., Tulepbergenov A.K., Ualiev Zh.R. Numerical modeling of modern wind turbines (carousel type) //V World Congress Engineering and Technology – WSET-2012, Kazakhstan, Almaty. 2012. – p.294-296.
- 8 Tulepbergenov A.K., Sherniazov K.E. The Vortex Model of the Windturbine Darrie // IV Congress of the Turkic World Mathematical Society. – Azerbaijan, Baku, 2011. – p.475.

## Резюме

*Р. К. Манатбаев, А. К. Төлепбергенов, А. М. Сатымбеков,  
К. Е. Шерниязов, Ж. И. Ұзақова*

(Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Алматы, Қазақстан)

### ДАРЬЕ ЖЕЛ ТУРБИНАСЫНЫҢ ОРНЫҚТАЛҒАН 2-D ҮЛГІСІ ТУРАЛЫ

Карусель типтес Дарье жел турбинасы, жұмысшы қалақшасының профиліне әсер ететін көтеру күшінің арқасында жұмыс істейтін вертикаль-өсті жел турбиналар түріне жатады [1-3]. Бұл жұмыста  $\omega$  бұрыштық жылдамдықпен айналып тұрған «Дарье» жел турбинасының орнықталған ауа ағынымен өзара әсерлесуінің математикалық үлгісі үздіксіздік және Навье-Стокстың орнықталған теңдеулерімен жазылады.

Үздіксіздік пен Навье-Стокстың теңдеулері және олардың шекаралық шарттары алдымен  $\psi$ - $\omega$  айнымалылары түрінде жазылады да, тік-көлденең қуалау әдісі бойынша  $\omega$ , ал содан соң  $\psi$  айнымалылары анықталады. Осы қарастырылған сандық әдістер бойынша есептеулер жүргізу үшін Фортран тілінде компьютерлік бағдарламасы құрылып, компьютерде өңделді. Осы бағдарламаның көмегімен сандық есептеулер жүргізілді.

Мақаланың соңында сандық есептеулерден алынған нәтижелері график түрінде келтірілген, олар мәселенің физикалық құбылысына сәйкес келеді. Алынған нәтижелердің тұжырымдары техника-экономикалық көрсеткіші жоғары карусель типтес жел турбиналарын жобалау және жасау кезінде инженерлерге және жобалаушыларға пайдасы бар деп білеміз.

**Тірек сөздер:** Дарье, вертикаль-өсті, математикалық үлгі, сандық есептеу, жылдамдық өрісі, аппроксимация, ағын сызығы.

## Summary

*R. K. Manatbayev, A. K. Tulepbergnov, A. M. Satimbekov,  
K. E. Sherniyazov, Zh. I. Uzakova*

(Al-Farabi Kazakh national university, Almaty, Kazakhstan)

### ABOUT ONE STATIONARY 2-D MODEL OF THE WIND TURBINE OF DARRIEUS

The wind turbine of rotary type to Darya belongs to a type of the vertically axial wind turbine which works due to action of carrying power for a profile of the working blade [1-3]. In this work the mathematical model of interaction of the rotating wind turbine to «Darya» with an angular speed of  $w$  with a stationary air stream is described by Navier-Stokes's stationary equations and continuity equations.

Navier-Stokes's equation and continuity with boundary conditions at first it is led to a type of  $y$ - $w$ , and  $w$  is defined by a method of longitudinally cross pro-race, and then  $y$ . The computer program was developed for carrying out calculations by considered this method in the Fortran language and realized on the computer. By means of this program numerical calculations were carried out.

At the end of article some results received of numerical calculation which well describes physics of the phenomenon are given. The received results will be useful to engineers and designers at design and production of WET of rotary type with high technical and economic rates.

**Keywords:** Darrieus, vertical axis, mathematical models, numerical calculations, velocity field, approximation, streamlines.

Б. Т. ЕЛУБАЕВА, Р. К. МАНАТБАЕВ, А. К. ТУЛЕПБЕРГЕНОВ, Ж. Р. УАЛИЕВ

(Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан)

## О НЕСТАЦИОНАРНОМ РЕЖИМЕ РАБОТЫ ВЕТРОТУРБИНЫ ДАРЬЕ

**Аннотация.** Ветроэнергетика рассматривается не только как экологически «чистый» источник энергии. Ветроэнергетика также поддерживает социально-экономическое развитие, энергетическую безопасность и снижает зависимость электроэнергетики от цен на топливо. Республика Казахстан по своему географическому положению находится в ветровом поясе северного полушария и на значительной части территории Казахстана наблюдаются достаточно сильные воздушные течения, преимущественно Северо-восточного, Юго-западного направлений. В ряде районов Казахстана среднегодовая скорость ветра составляет более 6 м/с, что делает эти районы привлекательными для развития ветроэнергетики. В этой связи Казахстан рассматривается как одна из наиболее подходящих стран мира для использования ветроэнергетики. Энергию ветра с помощью ветроэнергетических установок преобразуют в электрическую, тепловую и т.д. (подъем воды, мол зерна). В этой работе рассматривается разработка математической модели ветротурбины карусельного типа и ее численная реализация. В конце статьи приведены некоторые результаты полученного из численного расчета, которые хорошо описывают физику явления.

**Ключевые слова:** ветротурбина, карусельный тип, угол атаки, скорость атаки, угловая скорость, аэродинамические силы, момент, инерция.

**Тірек сөздер:** жел турбина, карусель типтес, ұру бұрышы, ұру жылдамдығы, бұрыштық жылдамдық, аэродинамикалық күштер, момент, инерция.

**Keywords:** wind turbine, carusel type, angle of attack, velocity of attack, angular velocity, the aerodynamic forces, momeht, inertia.

Республика Казахстан обладает огромными ветровыми ресурсами. По своему географическому положению Казахстан находится в ветровом поясе северного полушария и на значительной части территории наблюдаются достаточно сильные воздушные течения, преимущественно Северо-восточного, Юго-западного направлений. Почти на 50% процентах территории Казахстана среднегодовая скорость ветра достигает 4-5 м/с метров, что, учитывая размеры страны (более 2,72 млн км<sup>2</sup>), предопределяет наличие огромного ветроэнергетического потенциала. В ряде районов Казахстана среднегодовая скорость ветра достигает 6м/с и выше, что делает эти районы перспективными для использования ветроэнергетики. Экономический потенциал использования ветроэнергетики будет определяться соотношением стоимости электроэнергии ветростанций и традиционных источников энергии с учетом транспортной составляющей, а также учета экологического эффекта от сокращения загрязнения окружающей среды при замещении мощностей угольных электростанций. По ряду проведенных расчетов установленная мощность ветроэлектростанций может составить порядка 2000 МВт к 2024 г.

В этой статье рассматриваем взаимодействия ветротурбины Дарье со стационарным воздушным потоком [1-4]. На рисунке 1 схематически показано четыре наиболее важных положения рабочей лопасти при вращении с постоянной угловой скоростью  $\omega$ .

Угол  $\theta \in [0, 2\pi]$  отсчитывается от координаты  $x$  как от нулевого положения маха. Таким образом, угол  $\theta$  определяет положение рабочей лопасти и действующие на нее силы вдоль окружности описываемой рабочими лопастями при вращении турбины.

Как видно из рисунка 1 в точках А и С угол атаки ( $\alpha$ ) равен нулю ввиду параллельности вектора скорости ветра  $\vec{V}$  и вектора линейной скорости вращения турбины  $\vec{U}$ . По мере продвижения рабочей лопасти от точки А до точки В возрастает угол атаки до максимального своего значения. Соответственно, изменяется величина и направления скорости атаки воздушной среды при движении в ней рабочей лопасти. Затем при перемещении лопасти от точки В к точке С угол атаки и скорость атаки убывает и величина подъемной силы  $\vec{R}_L$  равняется нулю в точке С. Аналогичная

ситуация имеет место при продвижении рабочей лопасти по нижней части окружности с максимальными значениями угла и скорости атаки в точке Д.

Вектор скорости атаки запишется в виде суммы вектора индуктивной скорости ветра  $\vec{V}$  и вектора линейной скорости движения рабочей лопасти  $\vec{U}$  с обратным знаком

$$\vec{W} = V \sin \theta \vec{e}_1 + (\omega r_0 + V \cos \theta) \vec{e}_e, \quad (1)$$

где  $\omega$  – угловая скорость вращения турбины,  $r_0$  – длина маха Н-ротора,  $V$  – индуктивная скорость ветра. Ниже будет показана как определяется ее величина.

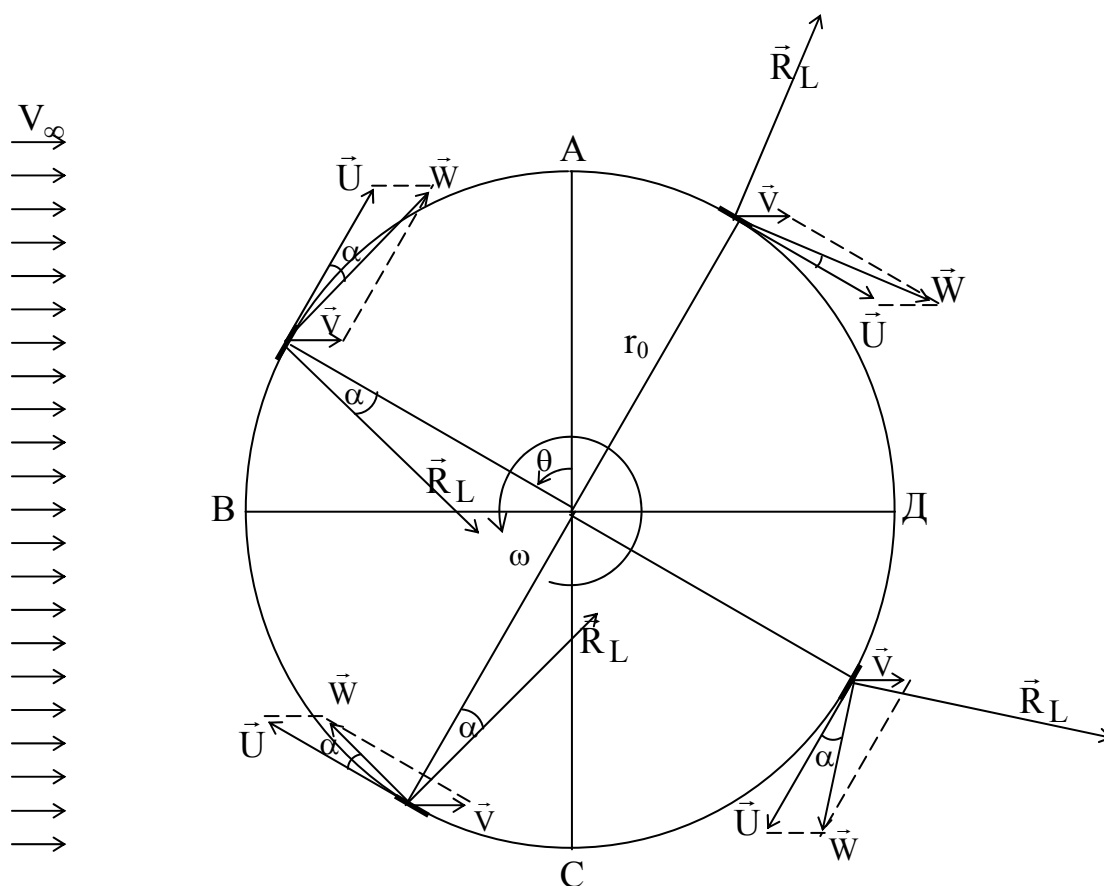


Рисунок 1 – Схема вращающейся против часовой стрелки одной из рабочих лопастей ветротурбины

Угол атаки выражается следующей формулой

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{(\vec{W}, \vec{e}_1)}{(\vec{W}, \vec{e}_e)} = \frac{V \sin \theta}{V \cos \theta + r_0 \omega} \quad \text{или} \quad \alpha = \operatorname{arctg} \left( \frac{V \sin \theta}{V \cos \theta + r_0 \omega} \right) \quad (2)$$

Вводя параметра быстроходности  $Z = \frac{r_0 \omega}{V}$ , получим

$$\alpha = \operatorname{arctg} \left( \frac{\sin \theta}{\cos \theta + Z} \right) \quad (3)$$

Характер поведения угла атаки различен при  $Z > 1$ .

а) подъемная сила профиля рабочей лопасти

$$\vec{R}_L = C_L(\alpha) \rho \frac{W^2}{2} h dz \vec{e}_L, \quad (4)$$

где  $C_L(\alpha)$  – коэффициент подъемной силы,  $h$  – длина хорды профиля,  $dz$  – элемент лопасти по высоте,  $\vec{e}_L$  – единичный вектор по направлению подъемной силы крыла,

б) сила сопротивления

$$\vec{R}_D = C_D(\alpha)\rho \frac{W^2}{2} h dz \vec{e}_w, \quad (5)$$

где коэффициент  $C_D(\alpha)$  известная функция от угла атаки,  $\vec{e}_w$  – единичный вектор силы сопротивления.

Коэффициенты  $C_D(\alpha)$ ,  $C_L(\alpha)$  могут быть представлены формулами связанными с углом атаки и определяются экспериментально.

Запишем элементарный момент аэродинамических сил, действующий на элемент лопасти  $dz$  при изменении  $\theta \in [0, 2\pi]$  равен

$$dM = r_0 \left[ (\vec{R}_D, \vec{e}_\theta) + (\vec{R}_L, \vec{e}_\theta) \right] = \rho \frac{W^2}{2} h dz r_0 \left[ C_D \cos(\alpha) + C_L \sin(\alpha) \right], \quad (6)$$

где  $z$  – третья ось ортогональной декартовой системы координат. Рабочие лопасти Н-ротора расположены параллельно третьей оси  $z$ .

Значение  $W^2$  получим, используя формулу (2)

$$W^2 = (\vec{W})^2 = V^2 \sin^2 \theta + (\omega r_0 + V \cos \theta)^2 \quad (7)$$

Осредненное значение силы  $\vec{R}_x(\theta)$ , действующий на элемент, равна

$$\vec{R}_x(\theta) = R'(\theta) dx \quad \text{здесь } dx = r_0 \sin \theta d\theta; \quad (8)$$

где определяется по формуле (9'), или более подробно

$$R_x = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \vec{R}_x d\theta \quad (9)$$

$$R_x = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \vec{R}_x d\theta = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \rho \frac{W^2}{2} \frac{hB(\theta)}{r_0 \sin(\theta)} d\theta = \frac{\rho h}{4\pi r_0} \int_0^{2\pi} \frac{W^2 B(\theta)}{\sin(\theta)} d\theta \quad (10)$$

здесь выражение (8) используется для  $R_x$  и  $B(\theta) = C_L \sin(\theta - \alpha) - C_D \cos(\theta - \alpha)$ .

Воспользовавшись определением коэффициента  $C_P$  из (2'), справедливы для  $0 < \theta < \pi$ , можно записать

$$C_P = \frac{R_x}{\frac{1}{2} \rho V^2 S} = \frac{h}{2\pi r_0} \int_0^{2\pi} \left( \frac{W}{V} \right)^2 \frac{B(\theta)}{\sin(\theta)} d\theta \quad (11)$$

Выберем в ветровом потоке трубку тока, взаимодействующую с движущейся по окружности АВСД (рисунок 1) рабочей лопасти. Естественно, величина трубки тока в этом случае связана с положением лопасти в пространстве при круговом ее движении или, иначе говоря, установим связь индуктивной скорости с параметром  $C_P$

$$\frac{V}{V_\infty} = \frac{1}{1 + \frac{C_P}{4}}. \quad (12)$$

Учитывая формулу (11) после простых преобразований из (12) найдем выражение для индуктивной скорости через аэродинамические характеристики ветроагрегата

$$\frac{V}{V_\infty} = \frac{1}{1 + \frac{h}{8\pi r_0} \int_0^{2\pi} \left( \frac{W}{V} \right)^2 \frac{B(\theta)}{\sin(\theta)} d\theta}. \quad (12')$$

Формула (12') в сочетании с (1) и (2) дает итерационный алгоритм для определения индуктивной скорости  $V$  в наветренной части ротора Дарье, в рассматриваемом случае, когда турбина в целом обхватывается одной трубкой, т.е. однотрубчатая модель.

Для проведения расчетов рассмотренным выше методом была разработана итерационная программа на языке Фортран и реализована на компьютере. При этом, как нам представляется в

процесс итерации лучше включить зависимости коэффициентов подъемной силы ( $C_L$ ) и силы сопротивления ( $C_D$ ) от непосредственного угла атаки записанных в виде формул. Результаты обработки данных коэффициентов подъемной силы ( $C_L$ ) и силы сопротивления ( $C_D$ ) для крылового профиля NASA-0021 приведены на рисунке 2. На рисунке 2 сплошные линии построены по приближенным формулам, которые имеют вид

$$C_L = -0,00011 \cdot \alpha^3 + 0,0023 \cdot \alpha^2 + 0,0633 \cdot \alpha \quad (13)$$

$$C_D = 0,0005 \cdot \alpha^2 - 0,002 \cdot \alpha + 0,0129 \quad (14)$$

Ромб, квадрат – экспериментальные данные, взятые из [2] для профиля NASA-0021

Как видно, из рисунка 2 экспериментальные данные NASA достаточно хорошо согласуются формулами (13) и (14).

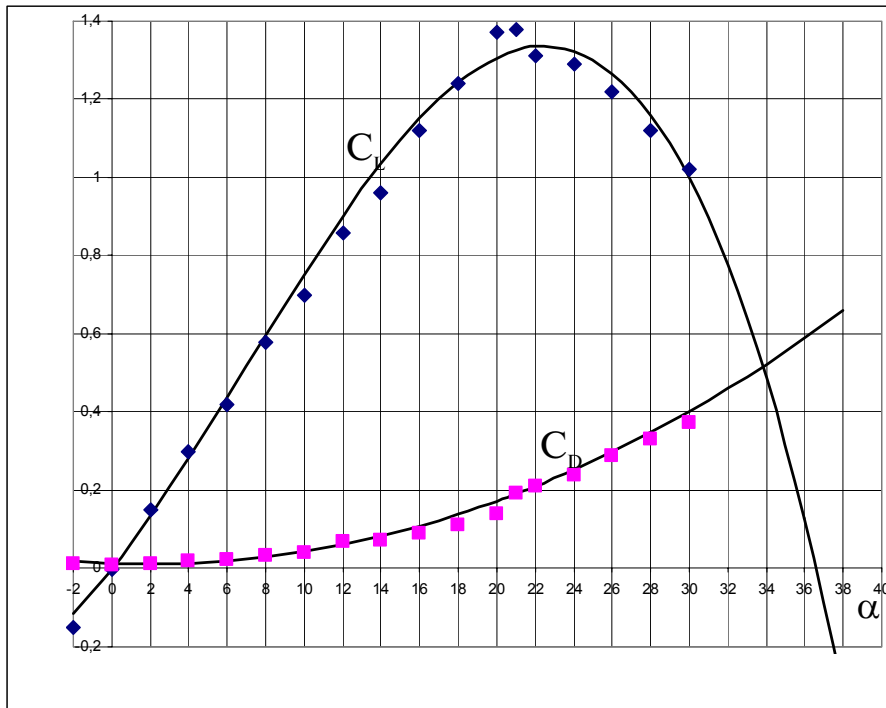


Рисунок 2 – Коэффициенты подъемной силы  $C_L$  и силы сопротивления  $C_D$  для симметричного профиля NASA-0021

Запишем выражения для вращающего момента турбины для наветренную часть ветроколеса при  $\theta \in [0, \pi]$  случая

$$M_1 = \frac{nr_0 H}{\pi} \int_0^\pi \rho \frac{W^2}{2} (C_L(\alpha) \sin \alpha - C_D(\alpha) \cos \alpha) d\theta, \quad (15)$$

где  $n$  – число лопастей ротора,  $H$  – длина рабочей лопасти.

Аналогично и в подветренной стороне при изменении  $\theta \in [\pi, 2\pi]$ , выражения для вращающего момента турбины запишется в виде

$$M_2 = \frac{Nhr_0 H}{\pi} \int_\pi^{2\pi} \rho \frac{W'^2}{2} (C_L(\alpha') \sin \alpha' - C_D(\alpha') \cos \alpha') d\theta \quad (16)$$

где  $W'$  – скорость атаки на профиле рабочей лопасти в подветренной части ветротурбины.

Запишем выражения для вращающего момента

$$M = \frac{Nhr_0 H}{\pi} \int_0^{2\pi} \rho \frac{W^2}{2} (C_L \sin \alpha - C_D \cos \alpha) d\theta. \quad (17)$$

В формуле (17)  $N$  – число лопастей ротора,  $H$  – высота ротора.

В теоретических подходах к расчёту аэродинамики ветротурбин наибольшее развитие получили представления о взаимодействии трубки тока с вращающимся ветроколесом как активным проницаемым диском. Здесь получены все основные результаты: крутящий момент, связь мощности машины с энергией ветра, коэффициент использования энергии ветра и другие характеристики.

Для определения угловой скорости вращения ротора Дарье, при воздействии ветрового потока применяем теорему об изменении кинетического момента механической системы [2,5,6]. Эта выражения в конечной форме имеет вид

$$\frac{dL_z}{dt} = M_{\text{турб}} + \sum M_i, \quad (18)$$

где  $L_z$  – кинетический момент ветротурбины, состоящей в данном случае из вала, маха и рабочей лопасти относительно оси  $z$ .  $M_{\text{турб}}$  – вращательный момент, создаваемый рабочими лопастями турбины, который определялся во втором разделе данной работы,  $M_i$  – момент различных сил сопротивления.

Для турбины Дарье с двумя прямыми лопастями имеем

$$I = \frac{2}{3} r_0^2 m_m + r_0^2 m_l + r_b^2 m_b, \quad (19)$$

где  $r_0$  – расстояние от оси вращения до лопастей (оно практически равно длине махов),  $r_b$  – радиус вала, передающего вращение генератору электрического тока,  $m_m$ ,  $m_l$ ,  $m_b$  – соответственно массы махов, лопастей, вала вращения.

Разность времени выразим

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = \frac{d\theta}{dt}, \quad (20)$$

где  $d\theta$  – соответствует, углу поворота рабочей лопасти относительно оси  $z$  за промежуток времени  $dt$ ;  $T$  – затраченное время за один оборот турбины.

Отсюда следует написать

$$dt = \frac{T}{2\pi} d\theta = \frac{1}{\omega} d\theta, \quad (21)$$

В формулу (18) подставив (20) получим

$$\omega \frac{dL_z}{d\theta} = M_{\text{турб}} + \sum M_i, \quad (22)$$

Угловая скорость вращения турбины при воздействии жидкости поступающей из гидронасоса и меняющейся в зависимости от работы дросселя

$$I\omega \frac{d\omega}{d\theta} = M_{\text{турб}} + \sum M_i, \quad (22')$$

Формулу (22') напишем в разностном виде

$$I\omega \frac{\omega^{n+1} - \omega^n}{\theta^{n+1} - \theta^n} = M_{\text{турб}} + \sum M_i, \quad (23)$$

где  $M_{\text{турб}} = (R_L \sin \alpha - R_D \cos \alpha) r_0$

$$\omega^{n+1} = \omega^n + \frac{(R_L \sin \alpha - R_D \cos \alpha) r_0 + \sum M_i (\theta^{n+1} - \theta^n)}{I\omega^n}, \quad (23')$$

где  $\omega^{n+1}$  и  $\omega^n$  – соответственно, угловые скорости турбины в момент времени  $t^{n+1}$  и  $t^n$ . Таким образом, определения угловой скорости  $\omega$  будет продолжаться, пока не сойдется к своему единственному значению (см. рисунки 3, 4).

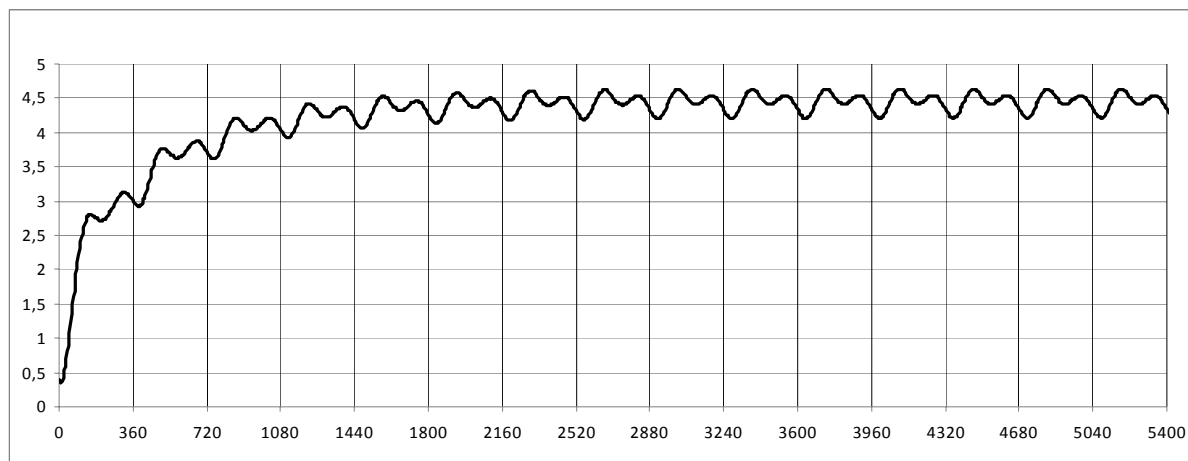


Рисунок 3 – График зависимости угловой скорости от положения движущейся рабочей лопасти при относительно малой величине  $I = 0,5$  и без учета сопротивления на турбину

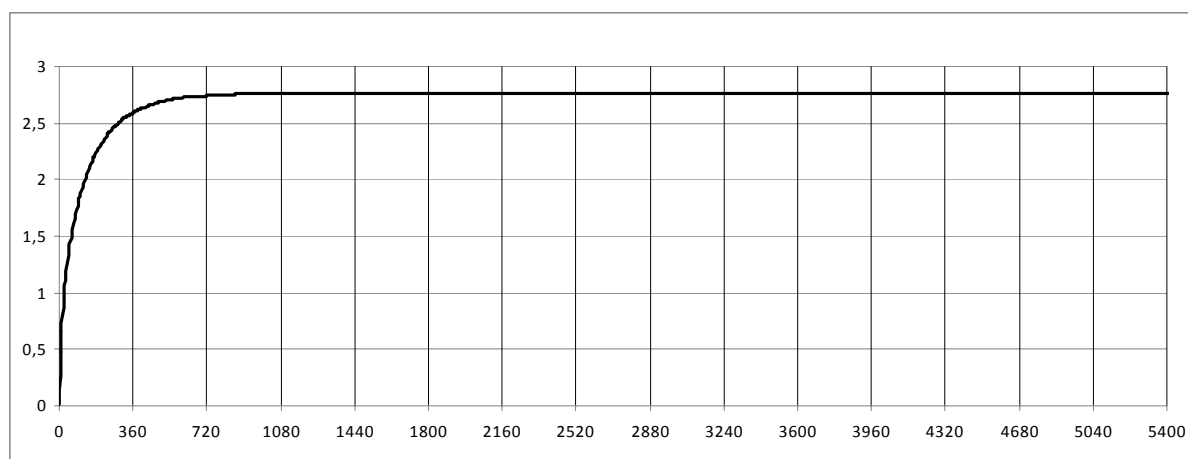


Рисунок 4 – График зависимости угловой скорости от положения движущейся рабочей лопасти при  $I = 0,5$  и с учетом сопротивления на турбину 10%

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1 Турян К. Дж., Стрикленд Дж., Х., Бэрг Д.Э. Мощность ветроэлектрических агрегатов с вертикальной осью вращения //Аэрокосмическая техника – 1988. – № 8. – С. 105-121.
- 2 Ершина А.К., Ершин Ш.А., Жапбасбаев У.К. Основы теории ветротурбины Дарье. – Алматы, 2001. – 104 с.
- 3 Ершин Ш.А., Тулепбергенов А.К. Об одной нелинейной задаче ветротурбины карусельного типа" // Материалы Международной конференций: Хаос и структуры в нелинейных системах. Теория и эксперимент. – Караганда, 1997. – С. 86–92.
- 4 Ершина А.К., Ершин Ш.А., Гуль В.И., Тулепбергенов А.К. Экспериментальное исследование поле течения стационарного воздушного потока при работе четырехлопастной турбины "Дарье". //Известия МН-АН РК: Серия физико-математическая. – 2000. – № 3(211). – С. 72-78.
- 5 Тулепбергенов А.К. Об одной нестационарной задаче ветротурбины «Дарье» // Вычислительные технологии, Региональный вестник Востока (совместный выпуск). – Новосибирск-Алматы-Усть-Каменогорск, 2003. – Т.8 – Ч.3, №3(19). – С.187-191.
- 6 Shahbaz Yerishin, Ainakul Yerishina, Manatbayev Rustem, Asylbek Tulepbergenov. Bi-Darrie windturbine // ASME-ATI-UIT 2010: Conference on Thermal and Environmental Issues in Energy Systems. – Sorrento, Italy, 2010. – P. 615-619.

#### REFERENCES

- 1 Twryan K. Dj., Stri"kle'nd Dj., H., Be'rg D.E'. Moshnost# vetroe'lektri"cheski" h agregatov s verti"kal#noy os#yu vrashheni"ya //Ae'rokosmi"cheskaya tehni"ka – 1988. – № 8. – S. 105-121.
- 2 Ershi"na A.K., Ershi"n Sh.A., Japbasbaev W.K. Osnovi' teori"i" vetrotwrbi"ni' Dar#e. – Almati', 2001. – 104 s.
- 3 Ershi"n Sh.A., Twlepbergenov A.K. Ob odnoy neli"neynoy zadache vetrotwrbi"ni' karwsel#nogo ti"pa" //Materi"ali' Mejdwnarodnoy konferenci"y: Haos i" strwktwri' v neli"neyni'h si"stemah. Teori"ya i" e'ksperi"ment. – Karaganda, 1997. – S. 86–92.



4 Ershi"na A.K., Ershi"n Sh.A., Gwl# V.I.", Twlepbergenov A.K. E'ksperi"mental#noe i"ssledovani"e pole techeni"ya staci"onarного vozdwnhного potoka pri" rabote cheti'rehlopastnoy twrbi"ni' "Dar#e". //I"zvesti"ya MN-AN RK: Seri"ya fi"zi"ko-matemati"cheskaya. – 2000. – № 3(211). – S. 72-78.

5 Twlepbergenov A.K. Ob odnoy nestaci"onarной zadache vetrtrwbi"ni' «Dar#e» // Vi"chi"slit"el#ni'e tehnologi"i", Regi"onal#ni'y vestni"k Vostoka (sovmestni'y vi'pwsk). – Novosi"bi"rsk-Almati'-Wst#-Kamenogorsk, 2003. – T.8 – Ch.3, №3(19). – S.187-191.

6 Shahbaz Yershin, Ainakul Yershina, Manatbayev Rustem, Asylbek Tulepbergenov. Vi-Darrie windturbine //ASME-ATI-UIT 2010: Conference on Thermal and Environmental Issues in Energy Systems. – Sorrento, Italw, 2010. – P. 615-619.

### Резюме

*Б. Т. Елубаева, Р. К. Манатбаев, А. К. Төлепбергенов, Ж. П. Уәлиев*

(Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Алматы, Қазақстан)

### ДАРЬЕ ЖЕЛ ТУРБИНАСЫНЫҢ ОРНЫҚСЫЗ ЖҰМЫС РЕЖИМІ ТУРАЛЫ

Жел энергетикасына тек қана экологиялық «таза» энергия көзі ретінде ғана көзқараспен қарамау керек. Жел энергетикасы сонымен қатар әлеуметтік-экономикалық дамуға, энергетикалық қауіпсіздікке және электр энергиясының жанармай бағасына тәуелділігін төмендетуге әсері зор. Қазақстан Республикасы өзінің географиялық орналасуына қарай солтүстік жарты шардың жел өтінде болып табылады, сондықтан Қазақстан территориясында аса күшті ауа ағындары байқалады, соның ішінде Солтүстік-шығыс, Оңтүстік-батыс бағыттары басым. Қазақстанның бірнеше аймақтарында желдің орташа жылдамдығы 6м/с асады, бұл осы аймақтарда жел энергетикасын дамытуға үлкен мүмкіндіктер бар екенін білдіреді. Осыған байланысты Қазақстан әлемдегі жел энергетикасын пайдалануға қолайлы елдердің қатарында екенін білуге болады. Жел энергиясын жел энергетикалық қондырғылар көмегімен электр, жылу және т.б. (су шығаруға, ұн диірмендерінде) пайдалы энергияға айналдыруға болады. Бұл жұмыста карусель типтес жел турбинаның математикалық үлгісін құру және оны сандық шешу қарастырылады. Мақаланың соңында сандық есептеуден алынған кейбір нәтижелері келтірілген, олар мәселенің физикалық құбылысына сәйкес келеді.

**Тірек сөздер:** жел турбина, карусель типтес, ұру бұрышы, ұру жылдамдығы, бұрыштық жылдамдық, аэродинамикалық күштер, момент, инерция.

### Summary

*B. T. Elubayeva, R. K. Manatbayev, A. K. Tulepbergenov, J. P. Ualiev*

(Al-Farabi Kazakh national university, Almaty, Kazakhstan)

### ABOUT THE NON-STATIONARY OPERATING MODE OF THE WIND TURBINE OF DARRIEUS

Wind power is considered not only as ecologically "pure" power source. Wind power also keeps social and economic development, energy security and reduces dependence of the electric power on fuel prices. The Republic of Kazakhstan on the geographical position is in a wind area of the northern hemisphere and on considerable part of the territory of Kazakhstan rather strong air currents, mainly North-east, South-west directions are observed. In a number of the regions of Kazakhstan the average annual speed of a wind makes more 6M/s, that do these areas attractive to wind power development. In this regard Kazakhstan is considered as one of the most suitable countries of the world for wind power use. Wind power by means of wind power installations will transform in electric, thermal, etc. (rising of water, a grain pier). In this work development of mathematical model of the wind turbine of rotary type and its numerical realization is considered. At the end of article some results received of numerical calculation which well describes physics of the phenomenon are given.

**Keywords:** wind turbine, carusel type, angle of attack, velocity of attack, angular velocity, the aerodynamic forces, momeht, inertia.