

ISSN 2518-1726 (Online),
ISSN 1991-346X (Print)

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



**PHYSICO-MATHEMATICAL
SERIES**

1 (311)

**ҚАҢТАР – АҚПАН 2017 ж.
ЯНВАРЬ – ФЕВРАЛЬ 2017 г.
JANUARY – FEBRUARY 2017**

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

Б а с р е д а к т о р ы
ф.-м.ғ.д., проф., ҚР ҰҒА академигі **Ғ.М. Мұтанов**

Р е д а к ц и я а л қ а с ы:

Жұмаділдаев А.С. проф., академик (Қазақстан)
Кальменов Т.Ш. проф., академик (Қазақстан)
Жантаев Ж.Ш. проф., корр.-мүшесі (Қазақстан)
Өмірбаев У.У. проф. корр.-мүшесі (Қазақстан)
Жүсіпов М.А. проф. (Қазақстан)
Жұмабаев Д.С. проф. (Қазақстан)
Асанова А.Т. проф. (Қазақстан)
Бошқаев К.А. PhD докторы (Қазақстан)
Сұраған Д. PhD докторы (Қазақстан)
Quevedo Hernando проф. (Мексика),
Джунушалиев В.Д. проф. (Қырғыстан)
Вишневский И.Н. проф., академик (Украина)
Ковалев А.М. проф., академик (Украина)
Михалевич А.А. проф., академик (Белорус)
Пашаев А. проф., академик (Әзірбайжан)
Такибаев Н.Ж. проф., академик (Қазақстан), бас ред. орынбасары
Тигиняну И. проф., академик (Молдова)

«ҚР ҰҒА Хабарлары. Физика-математикалық сериясы».

ISSN 2518-1726 (Online), ISSN 1991-346X (Print)

Меншіктенуші: «Қазақстан Республикасының Ұлттық ғылым академиясы» РҚБ (Алматы қ.)
Қазақстан республикасының Мәдениет пен ақпарат министрлігінің Ақпарат және мұрағат комитетінде
01.06.2006 ж. берілген №5543-Ж мерзімдік басылым тіркеуіне қойылу туралы куәлік

Мерзімділігі: жылына 6 рет.
Тиражы: 300 дана.

Редакцияның мекенжайы: 050010, Алматы қ., Шевченко көш., 28, 219 бөл., 220, тел.: 272-13-19, 272-13-18,
www.nauka-nanrk.kz / physics-mathematics.kz

© Қазақстан Республикасының Ұлттық ғылым академиясы, 2017

Типографияның мекенжайы: «Аруна» ЖК, Алматы қ., Муратбаева көш., 75.

Главный редактор
д.ф.-м.н., проф. академик НАН РК **Г.М. Мутанов**

Редакционная коллегия:

Джумадильдаев А.С. проф., академик (Казахстан)
Кальменов Т.Ш. проф., академик (Казахстан)
Жантаев Ж.Ш. проф., чл.-корр. (Казахстан)
Умирбаев У.У. проф. чл.-корр. (Казахстан)
Жусупов М.А. проф. (Казахстан)
Джумабаев Д.С. проф. (Казахстан)
Асанова А.Т. проф. (Казахстан)
Бошкаев К.А. доктор PhD (Казахстан)
Сураган Д. доктор PhD (Казахстан)
Quevedo Hernando проф. (Мексика),
Джунушалиев В.Д. проф. (Кыргызстан)
Вишневский И.Н. проф., академик (Украина)
Ковалев А.М. проф., академик (Украина)
Михалевич А.А. проф., академик (Беларусь)
Пашаев А. проф., академик (Азербайджан)
Такибаев Н.Ж. проф., академик (Казахстан), зам. гл. ред.
Тигиняну И. проф., академик (Молдова)

«Известия НАН РК. Серия физико-математическая».

ISSN 2518-1726 (Online), ISSN 1991-346X (Print)

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: 300 экземпляров.

Адрес редакции: 050010, г. Алматы, ул. Шевченко, 28, ком. 219, 220, тел.: 272-13-19, 272-13-18,
www.nauka-nanrk.kz / physics-mathematics.kz

© Национальная академия наук Республики Казахстан, 2017

Адрес типографии: ИП «Аруна», г. Алматы, ул. Муратбаева, 75.

E d i t o r i n c h i e f
doctor of physics and mathematics, professor, academician of NAS RK **G.M. Mutanov**

E d i t o r i a l b o a r d:

Dzhumadildayev A.S. prof., academician (Kazakhstan)
Kalmenov T.Sh. prof., academician (Kazakhstan)
Zhantayev Zh.Sh. prof., corr. member. (Kazakhstan)
Umirbayev U.U. prof. corr. member. (Kazakhstan)
Zhusupov M.A. prof. (Kazakhstan)
Dzhumabayev D.S. prof. (Kazakhstan)
Asanova A.T. prof. (Kazakhstan)
Boshkayev K.A. PhD (Kazakhstan)
Suragan D. PhD (Kazakhstan)
Quevedo Hernando prof. (Mexico),
Dzhunushaliyev V.D. prof. (Kyrgyzstan)
Vishnevskiy I.N. prof., academician (Ukraine)
Kovalev A.M. prof., academician (Ukraine)
Mikhalevich A.A. prof., academician (Belarus)
Pashayev A. prof., academician (Azerbaijan)
Takibayev N.Zh. prof., academician (Kazakhstan), deputy editor in chief.
Tiginyanu I. prof., academician (Moldova)

News of the National Academy of Sciences of the Republic of Kazakhstan. Physical-mathematical series.

ISSN 2518-1726 (Online), ISSN 1991-346X (Print)

Owner: RPA "National Academy of Sciences of the Republic of Kazakhstan" (Almaty)

The certificate of registration of a periodic printed publication in the Committee of information and archives of the Ministry of culture and information of the Republic of Kazakhstan N 5543-Ж, issued 01.06.2006

Periodicity: 6 times a year

Circulation: 300 copies

Editorial address: 28, Shevchenko str., of. 219, 220, Almaty, 050010, tel. 272-13-19, 272-13-18,
www.nauka-nanrk.kz/physics-mathematics.kz

© National Academy of Sciences of the Republic of Kazakhstan, 2017

Address of printing house: ST "Aruna", 75, Muratbayev str, Almaty

NEWS

OF THE NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF THE REPUBLIC OF KAZAKHSTAN

PHYSICO-MATHEMATICAL SERIES

ISSN 1991-346X

Volume 1, Number 311 (2017), 5 – 12

N. Burtebayev¹, Zh.K. Kerimkulov^{1,3}, D.K. Alimov^{1,2},
A.M. Otarbayeva³, Y.S. Mukhamejanov^{1,2}, D.M. Jansseitov^{1,2}

¹INP, Almaty, Kazakhstan; ²al-Farabi KazNU, Almaty, Kazakhstan;

³L.N. Gumilev ENU, Astana, Kazakhstan,

e-mail: Diliyo@mail.ru

STUDY OF ELASTIC SCATTERING OF DEUTERONS FROM ⁶Li AT ENERGY 18 MeV

Abstract. Differential cross sections of elastic scattering of deuterons from ⁶Li nuclei at energy 18 MeV were measured at U-150M accelerator. The measurements were performed with an accuracy of no more than 10%. One minimum and one maximum of cross sections are clearly seen in the angular distributions at small angles. The obtained data were analyzed within optical model, distorted wave method with a finite interaction radius and coupled reactions channel method. The optimal values of the optical interaction potential and spectroscopic factor were determined. It is shown that the potential scattering forms cross section only at low and medium angles. In the range of large angles cross sections are formed by α -cluster transfer mechanisms.

Key words: elastic scattering, light charged particles, optical potential, FRESCO, cluster transfer, spectroscopic factor.

Introduction. The study of the interaction of charged particles with lithium nuclei is of considerable interest in the light of that role to be played by these nuclei in nuclear technology, fusion energy and astrophysics. So, ⁶Li nucleus is one of the most important elements of the fuel cycle in the most promising projects of fusion reactors using deuterium-tritium fusion. In tritium reproduction it is assumed that lithium is included in the nearest shell to the plasma combustion region. This technique requires highly accurate data on the sections of different particles interaction with lithium nuclei, which can be obtained as by experimentation, and by calculations within certain nuclear models. Astrophysical aspect of relevance is connected primarily with questions of nucleosynthesis of light nuclei at the initial stage of evolution of the universe and the problem of unexpectedly high prevalence of lithium (and beryllium and boron) in cosmic rays, has on order above, as opposed to their theoretical estimates.

Experimental procedure and measurement results. Experiments were carried out in the isochronous cyclotron U-150M [1] of the Institute of Nuclear Physics of the Republic of Kazakhstan. The differential cross sections of elastic scattering of deuterons on ⁶Li nuclei were measured at an energy of 18 MeV in the angular range from 10° to 170° in the center-of-mass system. The total error of the data did not exceed 10%.

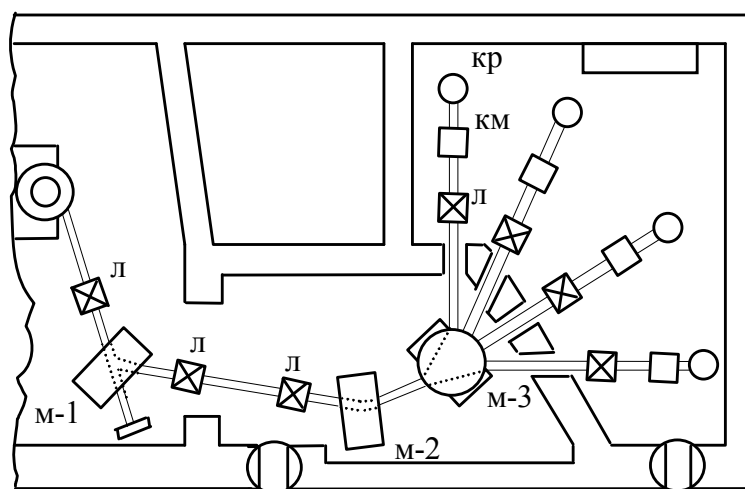
Charged particles in a cyclotron are formed in the source, located in the central part of the camera in an arc discharge when applying the appropriate gas (hydrogen, deuterium, helium-3, helium-4). Their accelerating happens in the interpolar space of 1.5-meter magnet at the time of flight of the particles between the dees.

When installing the operating parameters of particle acceleration special attention is given to the operating mode of the ion source, its duty cycle, microstructure of the current pulse and beam quality of the wiring on the target. This optimization of spatial and temporal characteristics of the beam made it possible to significantly reduce the level of various noise, uneven loading of electronic equipment.

The energy and the energy dispersion in the beam is determined by measuring the energy spectrum of the particles elastically scattered by thin gold targets set out in the laboratory cell scattering of low-energy

nuclear reactions of the INP RK [2]. In this case, measurements at a small angle (about 10 °) avoids errors due to inaccurate knowledge of the target thickness and angular dispersion of particles in the beam. For absolute calibration of the energy scale the "triple" alpha source is used ($^{241,243}\text{Am} + ^{244}\text{Cm}$).

Transporting scheme of the beam of accelerated ions from the cyclotron chamber to the scattering chamber, located at 24 meters from the exit of the beam is shown in Figure 1. It includes a quadrupole lens system, two rotary, diluting, two targeting magnets and the collimator system. All these installations together with the elements of targeting and correction, provide at the target a charged particle beam of angle dilution of not more than 0.4 ° and a diameter of 3 mm. Adjusting the collimator and the scattering of the camera relative to the center axis of the ion guide was carried out by an optical method and was monitored using quartz twelve screens and television cameras, image transmission to remote control of the cyclotron.



Л – quadrupole lenses; M-1, M-2 – deflecting magnets;
M-3 – diluting magnet; KM – correcting magnet;
КР – scattering chamber

Figure 1 - the transportation scheme of the ion beam of the cyclotron to the scattering chamber

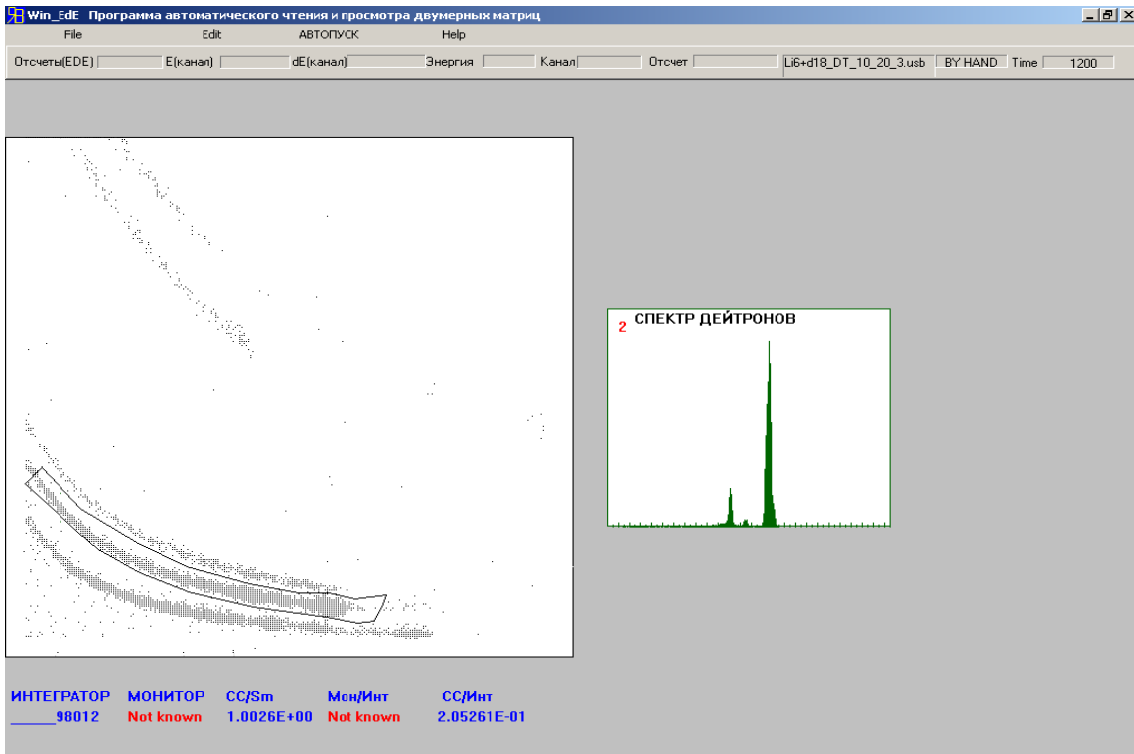
The measurements were made using a $\Delta E-E$ method of registration and identification of particles, based on the simultaneous measurement of specific losses of charged particle energy in dE/dx substance and its total kinetic energy E . The method is based on the Bethe-Bloch equation, binding energy of the emitted charged particle with its specific ionization in the matter:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{kMz^2}{E}$$

where k – constant, weakly dependent on the types of particles, M and z – mass and charge of the emitted particles, E – energy of the incident particle.

Figure 2 shows the $\Delta E-E$ distribution of products of the interaction of deuterons with nuclei ${}^6\text{Li}$

In the experiment, as targets there were used ${}^6\text{Li}$ thin film (thickness of 700-1100 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$) deposited on a substrates of aluminum oxide (Al_2O_3) of 30-40 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ thick. In the measurements there were used silicon surface barrier detectors with a thickness of 10-100 microns (ΔE - detector) and 1,000-2,000 microns (E - detector). Beam current was varied in the range of 1-100 nA, depending on the scattering angle and the load of the electronic equipment. All measurements were carried out on the measuring and computing complex lab, which serves as the basis for a system of multivariate analysis processes based on electronic blocks ORTES and PC/AT [3]. Figure 3 shows the elastic scattering spectra of deuterons on ${}^6\text{Li}$ nuclei at two corners.



Lower loci - singly charged particles, upper loci - doubly charged particles
 Figure 2 - ΔE - E distribution of interaction products of deuterons with ${}^6\text{Li}$ nuclei (scattering angle - 24 degrees)

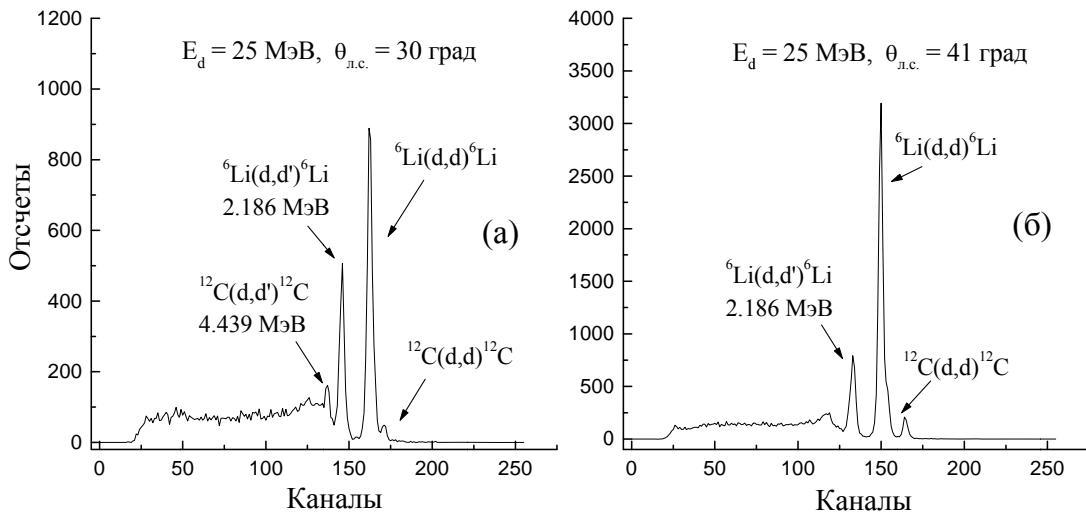


Figure 3 - the spectrum of the scattered deuteron measured at angles of 30 (a), 41 (b) degrees

Analysis and discussion of the results. The most developed method of extracting information about the potentials of the particles interaction with atomic nuclei is the phenomenological analysis of the experimental data on elastic scattering on the basis of the optical model of the nucleus, the argumentation and detailed mathematical formulation of which are expose in a number of studies [4].

In the optical model the effect of inelastic channels is considered by phenomenological introduction of imaginary absorbing part in the interaction potential between the colliding nuclei. In this approach, the problem of scattering on a many-particle system - core, is reduced to a simple process - scattering in the

field of integrated optical potential, the shape and size of which are determined by optimizing the design values of the model parameters with the corresponding experimental data. Technically, this procedure is associated with the solution of the Schrödinger equation

$$\Delta\Psi + \frac{2\mu}{\hbar^2}[E - U(r)]\Psi = 0$$

with a complex potential $U(r)$. Here $\mu = mA_p A_t / (A_p + A_t)$ – reduced mass of the colliding nuclei, A_p and A_t – mass numbers of the incident nucleus and the target nucleus, m – nucleon mass, E – kinetic energy of the relative motion in the center-of-mass system (c.m.s.).

Usually calculations are limited to central potentials depending only on the distance between the centers of mass of the colliding nuclei. This is justified by the fact that, as shown by the detailed theoretical study, the spin-orbit interaction has virtually no influence on the differential cross section of elastic scattering in front corners. Thus, the optical potential can be written as

$$U(r) = V_c(r) - V(r) - i(W_V(r) + W_S(r))$$

The first member is the Coulomb potential. Since scattering is not sensitive to the particular form of the charge distribution, and therefore, there is no need to consider its diffuse edge, then for practical purposes it is sufficient to take the Coulomb potential of a uniformly charged sphere as

$$\begin{cases} V_c(r) = \frac{Z_p Z_t e^2}{2R_c} (3 - r^2 / R_c^2) & \text{для } r > R_c \\ V_c(r) = \frac{Z_p Z_t e^2}{r} & \text{для } r < R_c \end{cases}$$

where $R_c = r_0(A_p^{1/3} + A_t^{1/3})$ – Coulomb radius, Z_p and Z_t – charge of the incident particle and the target nucleus. Other members of formula $\Delta\Psi + \frac{2\mu}{\hbar^2}[E - U(r)]\Psi = 0$ describe the nuclear force.

Usually as a nuclear it is taken Woods-Saxon potential with such set of phenomenological parameters, at which there is the best agreement with experiment, or the potential, calculated theoretically on the basis of fundamental nucleon-nucleon interaction.

In the first case the real part is given as

$$V(r) = V_0 \left[1 + \exp\left(\frac{r - R_V}{a_V}\right) \right]^{-1}$$

imaginary volumetric

$$W_V(r) = W_0 \left[1 + \exp\left(\frac{r - R_W}{a_W}\right) \right]^{-1}$$

and imaginary surface

$$W_S(r) = -4a_D W_D \frac{d}{dr} \left[1 + \exp\left(\frac{r - R_D}{a_D}\right) \right]^{-1}$$

As can be seen from formulas the radial dependence of the nuclear potential is determined by the Woods-Saxon form factor $\left[1 + \exp\left(\frac{r - R_i}{a_i}\right) \right]^{-1}$, where R_i and a_i – corresponding radius and diffuseness, which characterizes the decay rate of the potential. Woods-Saxon parameterization corresponds to the assumption that the internuclear interaction corresponds to the distribution density of the nucleons in the nucleus of the target.

Imaginary potential can be volumetric ($W_V \neq 0$, $W_D = 0$), surface ($W_V = 0$, $W_D \neq 0$) or mixed ($W_V \neq 0$, $W_D \neq 0$).

Theoretical calculations were performed on SPIVAL program. OP parameters were chosen so as to achieve the best agreement between the theoretical and the experimental angular distributions. Automatical search of the OP optimal parameters was made by minimizing the value χ^2/N of the least squares method. The initials were the potential parameters proposed in [5]. To reduce the ambiguity we tried not to go far from the recommended values of geometrical parameters (r_V , a_V) of the real potential. For a better agreement with the experimental data depth of the imaginary part (W_D) decreased only slightly. The final potential parameters are shown in Table 1.

To describe the direct mechanisms in the mid 50-ies it was developed the method of distorted waves (MDW) and the Born approximation with distorted waves (DWBA). This is the most common, but not the only model for the description of direct nuclear reactions [6].

Table 1 - Optimal parameters of optical potentials на epy process ${}^6\text{Li}(d,d){}^6\text{Li}$ at incident deuteron energy 18 MeV

V, MeV	r_V , fm	a_V , fm	W_D , MeV	r_D , fm	a_D , fm	V_{SO} , MeV	r_{SO} , fm	a_{SO} , fm
70.56	1.17	0.85	9.19	1.325	0.69	6.76	1.07	0.66

MDW can be considered as a generalization of the optical model to inelastic channels. Studying nuclear reactions, it cannot be, as in the case of elastic scattering, ignored the internal structure of the interacting particles. The wave function in each reaction channel is represented as (for example, for the input channels)

$$\Psi_i = \tilde{\Psi}_a \tilde{\Psi}_A \chi_i$$

where $\tilde{\Psi}_a$ и $\tilde{\Psi}_A$ - the wave function describing the incident particle and a target nucleus, χ_i - the wave function describing the relative motion of the particles in the channel.

The MIV uses the fact that the incident particle transfers its energy and impulse to a small number of degrees of nucleus freedom. This makes it possible to obtain an approximate solution of the many-particle Schrödinger equation using perturbation theory. Full Hamiltonian of the system can be written as

$$H = H^0 + H^{\text{res}}$$

where H^0 - Hamiltonian of the system consisting of two particles which interactions are described by optical potential V^{opt} , H^{res} - Hamiltonian of residual interaction, which is regarded as a small perturbation, transforming the system into the final state.

The process of interaction thus splits into three stages:

1. The motion of the incident particle in the "distorting" optical potential of the target nucleus;
2. The transfer of nucleons under the influence of the residual interaction;
3. The movement of the emitted particles in the field of the final nucleus.

The amplitude of the scattered wave has the form

$$f(\vec{k}_a, \vec{k}_b) = \frac{\mu_b}{2\pi\hbar^2} \langle \Phi_f(\vec{k}_b) | H^{\text{res}} | \Psi_i(\vec{k}_a) \rangle$$

where μ_b - reduced mass, \vec{k}_a and \vec{k}_b - the wave vectors of the input and output channels, $\Psi_i(\vec{k}_a)$ и $\Phi_f(\vec{k}_b)$ - wave functions in the input and output channel having the structure ($H = H^0 + H^{\text{res}}$), with $\Phi_f(\vec{k}_b)$ - optical wave function. In the Born approximation, the exact wave function $\Psi_i(\vec{k}_a)$ is replaced by an optical wave function. The expression for the cross section has the form:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}^{DWBA} = \frac{\mu_a k_b}{\mu_b k_a} \left| f(\vec{k}_a, \vec{k}_b) \right|^2$$

All the above mentioned formulas of the method of distorted waves were innate in the DWUCK5 program, which is calculated using the theoretical section. Figure 4 schematically shows the transmission mechanism of α -cluster.

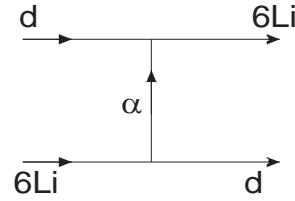


Figure 4 - transmission of alpha-cluster in the ${}^6\text{Li}(d,{}^6\text{Li})d$ process

Accounting for exchange cluster transmission mechanism was held in the framework of the connected reaction channels using the FRESKO program [7]. In this method, the system of A nucleons, represented in the input channel with $A = A_p + A_t$, configuration, is replaced by N -related systems dividing them into two clusters ($A = A_{p',k} + A_{t',k}$). Here the indices p and t refer, respectively, to the incident particle and the target nucleus, and the index k varies from 1 to N . The total wave function in this case is the sum of products of pairs of internal basic wave functions of clusters φ_{pk} , φ_{tk} and wave function Φ_k , describing relative motion of clusters in the channel k :

$$\Psi = \sum_{k=1}^N \varphi_{pk} \varphi_{tk} \Phi_k(\mathbf{R}_k)$$

where \mathbf{R}_k – the radius vector between the fragments in the channel k . The corresponding radial functions $f_\alpha(R_k)$ to the relative wave function $\Phi_k(\mathbf{R}_k)$ are found by solutions of the system of coupled equations:

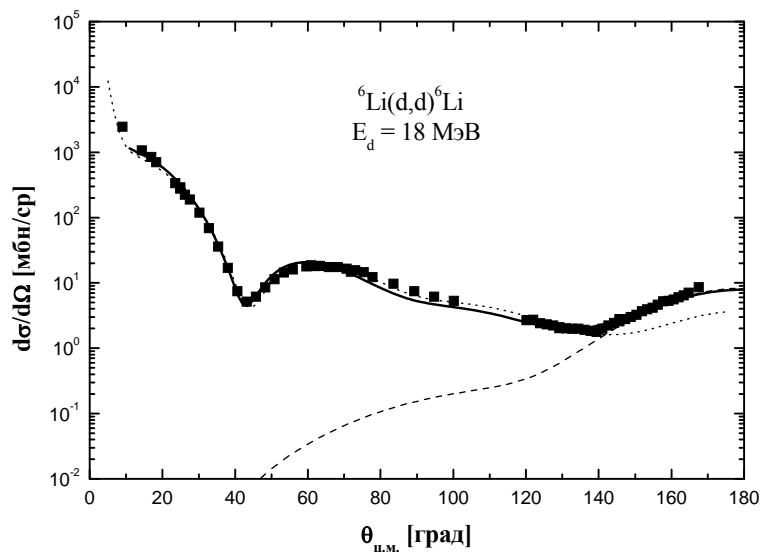
$$\begin{aligned} [E_k - T_{kL}(R_k) - U_k(R_k)] f_\alpha(R_k) &= \sum_{\alpha', \lambda > 0} i^{(L'-L)} V_{\alpha\alpha'}^\lambda(R_k) f_{\alpha'}(R_k) + \\ &+ \sum_{\alpha', \lambda > 0} i^{(L'-L)} \int_0^{R_m} V_{\alpha\alpha'}(R_k, R_{k'}) f_{\alpha'}(R_{k'}) dR_{k'} \end{aligned}$$

where

$$T_{kL}(R) = -\frac{\hbar^2}{2\mu_k} \left(\frac{d^2}{dR^2} - \frac{L(L+1)}{R^2} \right)$$

– the kinetic energy operator. The α value is a composite index comprising the channel number k and the quantum numbers - the spins of the incident particle and the target nucleus (J_p, J_t), partial wave (L) and the total spin (J_T), ie $\alpha = (k, (LJ_p)J, J_t; J_T)$; $U_k(R_k)$ - interaction potential in the k channel, including nuclear and Coulomb part; E_k - asymptotic kinetic energy of the channel k : $E_k = E + Q_k - \varepsilon_{pk} - \varepsilon_{tk}$, где $Q_k, \varepsilon_{pk}, \varepsilon_{tk}$ - Q - reactions and the excitation energy in the channel k ; $V_{\alpha\alpha'}^\lambda(R_k)$ - local interaction for transitions in discrete states of nuclei with multipolarity λ (transferred orbital angular momentum); $V_{\alpha\alpha'}(R_k, R_{k'})$ - nonlocal interaction, connecting channels with the transfer of one or more nucleons.

In case of $d{}^6\text{Li}$ -scattering, we took into account only two channels ($N = 2$): $d+{}^6\text{Li}$ and ${}^6\text{Li}+d$. Switching between channels, carried out through the transfer of alpha-cluster was calculated by distorted waves with a finite interaction radius. Thus, the elastic scattering and the reaction with alpha-cluster transmission were included in circuit communication channels. In the calculations of the transmission mechanism we used prior-representation. Cluster ($d + \alpha$) wave functions for the ground state of the nucleus ${}^6\text{Li}$ were calculated using the standard method of adjusting the depth of the real part of the Woods-Saxon potential, which gives the desired energy cluster communication. Geometric potential parameters (radius and diffuseness) have fixed values: $r = 1,25$ fm, $a = 0,65$ fm. Cluster spectroscopic amplitudes ($S_A = 0,85$) were found from the calculated cross sections fit to the experimental data, agree well with cluster theoretical amplitude $S_A = 1,02$, calculated in the framework translationally invariant model [8].



Squares - experimental data, solid curve - cross sections, calculated by FRESKO program taking into account the interference of the elastic scattering cross-sections and sections of the transmission mechanism of α -cluster (coupled-channel method); dotted curve - cross sections, calculated by Spival program (optical model), dashed curve - cross sections, calculated by the DWUCK5 program (method of distorted waves)

Figure 5 - the angular distributions of elastic deuteron on ${}^6\text{Li}$ nuclei at the energy of 18 MeV

It can be seen that the optical model reproduces the experimental sections up to 130° (dotted curve), the method of distorted waves describes the area of large angles (dashed line) and coupled-channel method, which takes into account the connection of both the above processes, in accordance with their interference, achieves a description of the experimental data in the full angular range.

Conclusion. The experiments on the elastic scattering of deuterons on ${}^6\text{Li}$ nuclei at energy $E_d = 18$ MeV in the range of angles from 10° to 170° in the center of mass with the use of $\Delta E-E$ - technique were carried out. The differential cross sections at angles of 40° and 60° have the minimum and maximum. Next comes the gradual decline to 135° . In large angles area it is observed the rise of cross-sections associated with a pronounced cluster structure of ${}^6\text{Li}$ nucleus.

From the analysis of experimental data in terms of the optical model of the nucleus there are found the best, physically reasonable parameters of the optical potential interaction, which are in good agreement with literature data. In the method of distorted waves method and coupled-channel method it was an analysis of the elastic scattering, taking into account the contribution of the transmission mechanism of α -cluster, which showed that for the studied process in large angles area, the effect of this mechanism on the formation of the scattering cross sections is considerable.

The obtained experimental and theoretical data will be used in studies of the processes taking place in the stars, in the development of new theoretical models of nuclear physics, and will also be useful for the characterization of the processes occurring in the high-temperature plasma fusion reactors.

REFERENCES

[1] Arzumanov A.A., Nemenov L.M., Anisimov O.K., Batalin S.S., Volkov B.A., Gromov D.D., Kravchenko E.T., Nigmanov M.H. Popov Y.S., Prokofiev S.I., Ribin S.N. Izochronnii cyclotron s reguliruemoi energiei ionov // Izvestiya AN KazSSR, Seriya fiziko-matematicheskaya, – 1973, – № 4, – S. 6-15.

[2] Artemov S.V., Bazhazhin A.G., Baktibayev M.K., Burtebayev N., Duisebayev A., Duisebayev B.A., Zarifov R.A., Kadirzhanov K.K., Karahodzhayev A.A., Sahiev S.K., Satpayev N.K., Sargaskaev A.M., Seitimbetov A.M. Kamera rasseyaniya dlya izmereniya sechenii yadernih reakcii v predelno malih uglah na vivedennom puchke izohronnogo ciklotrona U-150M // Izvestiya NAN RK, Seriya fiziko-matematicheskaya, – 2006, – № 6, – S. 61-64.

[3] Burtabayev N.T., Vinogradov A.A., Vongay A.D., Duisebayev A.D., Kurashov A.A., Mazurov I.B., Paramanov V.V., Prokovev S.I., Sakuta S.B., Sanichev V.I., Sytin N.P., Chesalov A.A., Chuev V.I. Sistema mnogomernogo analiza dlya issledovaniya yadernih reaktsiy na siklotrone INP ANH KazSSR // Izvestiya AN KazSSR, Seriya fiziko-matematicheskaya. – 1975. – №2. – S.65-68.

[4] Hodgson P.E. The nuclear optical model. // Report of Progress in Physics. – 1971. – V.34. – P.765-819.

[5] Daehnick W.W., Childs J.D., Yrcelj Z. Global optical model potential for elastic deuteron scattering from 12 to 90 MeV // Physical Review C. – 1980. – Vol.21. – P. 2253-2274.

[6] Zelenskaya N.S., Teplov I.B. Metod iskazhennih voln v reaktsiyah so slozhnimi chastisami // ЭЧАЯ. – 1979. – Т.11, № 2. – S.342-410.

[7] Thompson Ian J. Coupled reaction channels calculations in nuclear physics // Computer Physical Reports. – 1988. – Vol. 7. – P. 167-212.

[8] Nemes O.A., Neudachin V.G., Rudchik A.T., Smirnov Yu.F., Chuvilski Yu.M. Nuklonnie associacii v atomnih yadrah b yadernie reakcii mnogonuklonnih peredach. – Kiyev: Naukova dumka, – 1988, – 488 s.

ӘОЖ: 539.172.13

**Н. Буртебаев¹, Ж.К. Керимкулов^{1,3}, Д.К. Алимов^{1,2},
А.М. Отарбаева³, Е.С. Мухамеджанов^{1,2}, Д.М. Джансейтов^{1,2}**

¹ЯФИ, Алматы қ., Қазақстан; ²әл-Фараби атындағы ҚазҰУ, Алматы қ., Қазақстан;

³Л.Н. Гумилев атындағы ЕҰУ, Астана қ., Қазақстан

18 МэВ ЭНЕРГИЯЛЫ ДЕЙТРОНДАРДЫҢ ⁶Li ЯДРОЛАРЫНАН СЕРПІМДІ ШАШЫРАУЫН ЗЕРТТЕУ

Аннотация. 18 МэВ энергияға ие дейтрондар ⁶Li ядроларынан серпімді шашырауының дифференциалдық У-150М үдеткішінде қимасы өлшенді. Өлшеулер 10 %-дан жоғары емес қателіктен жүргізілді. Бұрыштық таралулардың кіші бұрыштық аймағында қиманың бір минимумы және бір максимумы көрінеді. Алынған мәліметтер ядроның оптикалық үлгісі, бұрмаланған толқындар әдісі және реакцияның байланысқан арналар әдісі төңірегінде талданды. Өсерлесу оптикалық потенциалының және спектроскопиялық фактордың оптималды мәндері табылды. Потенциалдық шашырау тек қиманың кіші және орта бұрыштарында болатындығы көрсетілді. Қиманың үлкен бұрыштар аймағында α-кластер ауысу механизмі болатыны көрінеді.

Түйін сөздер: серпімді шашырау, зарядталған жеңіл бөлшектер, оптикалық потенциал, FRESCO, кластер ауысу, спектроскопиялық фактор.

УДК 539.172.13

**Н. Буртебаев¹, Ж.К. Керимкулов^{1,3}, Д.К. Алимов^{1,2},
А.М. Отарбаева³, Е.С. Мухамеджанов^{1,2}, Д.М. Джансейтов^{1,2}**

¹ИЯФ, Алматы, Казахстан; ²КазНУ, Алматы, Казахстан; ³ЕНУ им. Л.Н. Гумилева, Астана, Казахстан

ИЗУЧЕНИЕ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ДЕЙТРОНОВ НА ЯДРАХ ⁶Li ПРИ ЭНЕРГИИ 18 МэВ

Аннотация. На ускорителе У-150М измерены дифференциальные сечения упругого рассеяния дейтронов на ядрах ⁶Li при энергии 18 МэВ. Измерения выполнены с погрешностью не более 10 %. В угловых распределениях, в области малых углов, четко проявляется один минимум и один максимум сечений. Полученные данные проанализированы в рамках оптической модели ядра, метода искаженных волн с конечным радиусом взаимодействия и метода связанных каналов реакций. Найдены оптимальные значения оптического потенциала взаимодействия и спектроскопического фактора. Показано, что потенциальное рассеяние формирует сечения лишь в области малых и средних углов. В области больших углов сечения формируют механизмы передачи α-кластера.

Ключевые слова: упругое рассеяние, легкие заряженные частицы, оптический потенциал, FRESCO, передача кластера, спектроскопический фактор.

NEWS

OF THE NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF THE REPUBLIC OF KAZAKHSTAN
PHYSICO-MATHEMATICAL SERIES

ISSN 1991-346X

Volume 1, Number 311 (2017), 13 – 19

UDC 517.956.223, 519.62

^{1,2}D.S. Dzhumabaev, ^{1,3}S.M. Temesheva¹Institute of Mathematics and Mathematical Modeling MES RK, Almaty, Kazakhstan;²International Information Technology University, Almaty, Kazakhstan;³Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan
dzhumabaev@list.ru, nur15@mail.ru

APPROXIMATION OF PROBLEM FOR FINDING THE BOUNDED SOLUTION TO SYSTEM OF NONLINEAR LOADED DIFFERENTIAL EQUATIONS

Abstract. On the whole axis the system of nonlinear loaded differential equations is considered. The questions of existence and approximation bounded solution to the system are studied. The definition of «limit as $t \rightarrow \pm\infty$ » solution to the system of nonlinear loaded differential equations is introduced. Sufficient conditions for the existence of bounded solution to the system of nonlinear loaded differential equations and convergence of the function sequence composed by the bounded solutions to the linearized system of loaded differential equations are obtained. Regular nonlinear two-point boundary value problem for the system of nonlinear loaded differential equations on the finite interval is constructed, which approximate the problem of finding bounded solutions to the original system of loaded differential equations. It is given an estimate of the difference between the solution to initial singular problem and the solution to the approximating regular two-point boundary value problem.

Keywords: singular problem, nonlinear loaded differential equation, bounded solution, approximation.

Questions of existence and construction of approximate methods for finding of nonlinear ordinary differential equations, restricted on the whole axis, are considered by many authors [1-11]. Various problems for loaded differential equations and methods for their solutions are studied in [12-17].

In this article, nonlinear loaded differential equations is considered on $R = (-\infty, \infty)$

$$\frac{dx}{dt} = f(t, x) + f_0(t, x(\theta_{-m}), x(\theta_{-m+1}), \dots, x(\theta_m)), \quad x \in R^n, \quad \|x\| = \max |x_i|, \quad (1)$$

where $f: R^{n+1} \rightarrow R^n$, $f_0: R^{2n+2} \rightarrow R^n$ are continuous, $\theta_{-m} < \theta_{-m+1} < \dots < \theta_0 = 0 < \theta_1 < \dots < \theta_m$.

The aim of this research is to find conditions for the existence of system solutions of nonlinear loaded differential equations restricted on the whole axis (1) and the construction of the regular two-point boundary value problems on a finite interval, which allows determining the narrowing of the decision on the final interval with given accuracy.

In work [11] there was introduced the definition of "limit at $t \rightarrow \infty$ " solution of nonlinear ordinary differential equations, and proved that, if the system is linearized along such solution is exponentially dichotomous on semi-axis, the "limit at $t \rightarrow \infty$ " decision has the attractive property. This result allowed building approximate two-point boundary value problems on a finite interval for the singular boundary value problems for nonlinear ordinary differential equations on the whole axis. Methods and results [11] are used to find conditions for the existence of the equation solutions restricted on the whole axis (1) and for the construction of approximating regular boundary value problems on a finite interval.

The following symbols are used:

$\tilde{C}(J, R^n)$ – space of continuous and restricted on $J \subseteq R$ functions $x: J \rightarrow R^n$ with norm $\|x\|_1 = \sup_{t \in R} \|x(t)\|$;

$C(J, R^n)$ – set of continuous on J functions;

$S(x_0(t), J, r) = \{x(t) \in C(J, R^n) : (x(t) - x_0(t)) \in \tilde{C}(J, R^n), \|x - x_0\|_1 < r\}$, где $x_0(t) \in C(J, R^n)$;

$G(x_0(t), J, r) = \{(t, x) : t \in J, \|x - x_0(t)\| < r\}$;

$G_0(x_0(t), J, r) = \{(t, v_{-m}, \dots, v_m) : t \in J, \|v_k - x_0(\theta_k)\| < r, k = \overline{-m, m}\}$.

We take a continuously differentiable on R function $x_0(t)$ so that

$$\left(\frac{d}{dt} x_0(t) - f(t, x_0(t)) - f_0(t, x_0(\theta_{-m}), x_0(\theta_{-m+1}), \dots, x_0(\theta_m)) \right) \in \tilde{C}(R, R^n) \quad (2)$$

Restricted on R solution of the system of loaded differential equations (1) is defined as the limit of a sequence of functions compiled using linearized solutions of systems of loaded differential equations restricted on the whole axis. Therefore, we consider the linear loaded ordinary differential equation

$$\frac{dx}{dt} = A(t)x + \sum_{j=-m}^m A_j(t)x(\theta_j) + f(t), \quad x \in R^n, \quad t \in R, \quad (3)$$

where matrix $A(t)$, $A_j(t)$ ($j = \overline{-m, m}$) and vector-function $f(t)$ are continuous and restricted on R .

Restricted solution of equation (3) is called solution of problem 1.

Definition 1. Task 1 is called correctly solvable if for any continuous and restricted on R function $f(t) \in C(R, R^n)$ equation (3) has only one restricted on R solution $x^*(t)$ and $\|x^*\|_1 \leq \gamma \|f\|_1$, inequality is carried out, where γ does not depend on $f(t)$.

Definition 2. Continuously differentiable on R function $x_0(t)$ is called limit at $t \rightarrow \mp\infty$ by equation solution (1), if

$$\lim_{t \rightarrow \mp\infty} \|\dot{x}_0(t) - f(t, x_0(t)) - f_0(t, x_0(\theta_{-m}), x_0(\theta_{-m+1}), \dots, x_0(\theta_m))\| = 0.$$

The following conditions should be carried out:

(A). Function $f(t, x)$ is continuous and has uniformly continuous derivatives $\frac{\partial}{\partial x} f(t, x)$ in

$G(x_0(t), R, r)$, where $x_0(t)$ – limit at $t \rightarrow \mp\infty$ equation solution (1), and the following limit relations are correct

$$\lim_{t \rightarrow -\infty} f(t, x) = f_-(x), \quad \lim_{t \rightarrow +\infty} f(t, x) = f_+(x) \quad (4)$$

$$\lim_{t \rightarrow -\infty} x_0(t) = x_-, \quad \lim_{t \rightarrow +\infty} x_0(t) = x_+, \quad (5)$$

where x_- , x_+ are the solutions of systems of nonlinear equations $f_-(x) = 0$, $f_+(x) = 0$, respectively.

(B). Function $f_0(t, v_{-m}, \dots, v_m)$ is continuous and has uniformly continuous derivatives $\frac{\partial}{\partial v_k} f_0(t, v_{-m}, \dots, v_m)$ ($k = \overline{-m, m}$) in $G_0(x_0(t), R, r)$ and for all $(t, v_{-m}, \dots, v_m) \in G_0(x_0(t), R, r)$ has relation point

$$\sup_{t \in (-\infty, -T]} \|f_0(t, v_{-m}, \dots, v_m)\| \leq \delta_0(-T), \quad \sup_{t \in [T, \infty)} \|f_0(t, v_{-m}, \dots, v_m)\| \leq \delta_0(T),$$

$$\lim_{T \rightarrow \mp\infty} \delta_0(T) = 0, \quad \lim_{t \rightarrow \mp\infty} \left\| \frac{\partial}{\partial v_k} f_0(t, v_{-m}, \dots, v_m) \right\| = 0, \quad k = \overline{-m, m}.$$

(C). Task 1 for the linearized loaded differential equation

$$\frac{dy}{dt} = \frac{\partial}{\partial x} f(t, x_0(t))y + \sum_{k=-m}^m \left(\frac{\partial}{\partial v_k} f_0(t, v_{-m}, \dots, v_m) \Big|_{\substack{v_{-m}=x_0(\theta_{-m}) \\ \dots \\ v_m=x_0(\theta_m)}} \cdot J_{\theta_k} \right) y, \quad y \in R^n, \quad (6)$$

can be correctly solved, where $J_{\theta_k} y(t) = y(\theta_k)$, $k = \overline{-m, m}$.

(B). Functions $f_-(x)$, $f_+(x)$ in $S(x_-, r)$, $S(x_+, r)$ respectively, have derivatives $f'_-(x)$, $f'_+(x)$ and uniformly relative x is correct limit relations

$$\lim_{t \rightarrow -\infty} \frac{\partial}{\partial x} f(t, x) = f'_-(x), \quad x \in S(x_-, r),$$

$$\lim_{t \rightarrow +\infty} \frac{\partial}{\partial x} f(t, x) = f'_+(x), \quad x \in S(x_+, r),$$

and $f'_\mp(x_\mp) = A_{(\mp)}$, $Re \xi_j^\mp \neq 0$, where ξ_j^\mp - the eigenvalues of $A_{(\mp)}$, $j = \overline{1, n}$.

Theorem 1. Functions $f(t, x)$ and $f_0(t, v_{-m}, \dots, v_m)$ are continuous and have uniformly continuous derivatives $\frac{\partial}{\partial x} f(t, x)$ and $\frac{\partial}{\partial v_k} f_0(t, v_{-m}, \dots, v_m)$ respectively in $G(x_0(t), R, r)$ and $G_0(x_0(t), R, r)$. At any $\hat{x}(t) \in S(x_0(t), R, r)$ task 1 for linearized loaded differential equation

$$\frac{dy}{dt} = \frac{\partial}{\partial x} f(t, \hat{x}(t))y + \sum_{k=-m}^m \left(\frac{\partial}{\partial v_k} f_0(t, v_{-m}, \dots, v_m) \Big|_{\substack{v_{-m}=\hat{x}(\theta_{-m}) \\ \dots \\ v_m=\hat{x}(\theta_m)}} \cdot J_{\theta_k} \right) y + \hat{f}(t), \quad y \in R^n, \quad t \in R, \quad (7)$$

can be correctly solved with constant γ .

Then, at inequality solutions

$$\gamma \| \dot{x}_0(t) - f(t, x_0(t)) - f_0(t, x_0(\theta_{-m}), x_0(\theta_{-m+1}), \dots, x_0(\theta_m)) \|_1 < r$$

there is a such number $\alpha \geq 1$, the sequence of continuously differentiable on R functions

$$x_{n+1}(t) = x_n(t) + \Delta x_n(t), \quad n = 0, 1, \dots, \quad (8)$$

where $\Delta x_n(t)$ – restricted on R solution of linear equation

$$\frac{dy}{dt} = \frac{\partial}{\partial x} f(t, x_n(t))y + \sum_{k=-m}^m \left(\frac{\partial}{\partial v_k} f_0(t, v_{-m}, \dots, v_m) \Big|_{\substack{v_{-m}=x_n(\theta_{-m}) \\ \dots \\ v_m=x_n(\theta_m)}} \cdot J_{\theta_k} \right) y -$$

$$- \frac{1}{\alpha} \left(\frac{d}{dt} x_n(t) - f(t, x_n(t)) - f_0(t, x_n(\theta_{-m}), \dots, x_n(\theta_m)) \right), \quad y \in R^n, \quad t \in R, \quad (9)$$

by norm $\tilde{C}(R, R^n)$ is consistent to $x^*(t)$ of the equation solution (1) in $S(x_0(t), R, r)$.

Corroboration. In equation (1) we substitute $u = x - x_0(t)$, then have

$$\frac{du}{dt} = f(t, u + x_0(t)) + f_0(t, u(\theta_{-m}) + x_0(\theta_{-m}), \dots, u(\theta_m) + x_0(\theta_m)) - \frac{d}{dt} x_0(t), \quad u \in R^n, \quad t \in R, \quad (10)$$

The problem of finding the equation solution (10), belonging to the ball $S(0, R, r) \subset \tilde{C}(R, R^n)$ may be written as the operational equation

$$A(u) \equiv Hu + F(u) = 0, \quad u \in S(0, R, r),$$

where $H = \frac{d}{dt}$, $F(u) = -f(t, u(t) + x_0(t)) - f_0(t, u(\theta_{-m}) + x_0(\theta_{-m}), \dots, u(\theta_m) + x_0(\theta_m)) + \frac{d}{dt}x_0(t)$.

Taking into account, that the correct solvability of a constant γ of the task 1 for equation (7) provide the assessment $\|(H + F'(u))^{-1}\|_{L(Y, X)} \leq \gamma$ at all $u \in S(0, R, r)$, and relations (8), (9) are equivalent to iterative process (1.18) [11, p. 18], on the basis of the theorem 5 [11, c. 18] we obtain theorem conclusion.

Further, the questions of approximation of the nonlinear loaded equation solutions restricted on the whole axis (1) by the solutions of the regular boundary value problems on a finite interval. For this purpose, a nonlinear two-point boundary value problem for the loaded differential equation is considered

$$\frac{dx}{dt} = f(t, x) + f_0(t, x(\theta_{-m}), x(\theta_{-m+1}), \dots, x(\theta_m)), \quad t \in [-T, T], \quad x \in R^n, \quad (11)$$

$$P_1 S_- f_-(x(-T)) + P_2 S_+ f_+(x(T)) = 0. \quad (12)$$

where S_- , S_+ – real-valued nonspecial $(n \times n)$ -matrices, resulting matrix $f'_-(x_-)$, $f'_+(x_+)$ to a generalized Jordan form.

$$\tilde{A}_- = S_- f'_-(x_-) S_-^{-1} = \begin{pmatrix} \tilde{A}_{-,11} & 0 \\ 0 & \tilde{A}_{-,22} \end{pmatrix}, \quad \tilde{A}_+ = S_+ f'_+(x_+) S_+^{-1} = \begin{pmatrix} \tilde{A}_{+,11} & 0 \\ 0 & \tilde{A}_{+,22} \end{pmatrix},$$

where $\tilde{A}_{\pm,11}$ and $\tilde{A}_{\pm,22}$ consist of generalized Jordan cells corresponding to the eigenvalues of the matrices $f'_{\pm}(x_{\pm})$ with negative and positive real parts, which number is n_1^{\mp} and n_2^{\mp} respectively. We introduce $(n \times n)$ - matrices $P_1 = \begin{pmatrix} I_{n_1^-} & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$, $P_2 = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & I_{n_2^+} \end{pmatrix}$, where $I_{n_1^-}$, $I_{n_2^+}$ – identity matrices of dimension n_1^- , n_2^+ respectively.

Restriction of solution $x^*(t)$ of the equation restricted on R (1) on interval $[-T, T]$ is denoted through $x_T^*(t)$ and the $S(x_T^*(t), [-T, T], \rho^*) = \{x(t) \in C([-T, T], R^n) : \|x - x_T^*\|_{0,T} < \rho^*\}$ functional ball is introduced.

Theorem 2. The conditions (A)-(D) and $x^*(t) \in S(x^{(0)}(t), r)$ should be carried out – solution of the nonlinear differential equations loaded restricted on R (1). There are such numbers $T_0 > 0$, $\rho^* > 0$ so that for all $T \geq T_0$ regular two-point boundary value problem (11), (12) in $S(x_T^*(t), [-T, T], \rho^*)$ has only one solution $x_T(t)$, and the following assessment is correct

$$\|x_T - x^*\|_{0,T} \leq 2\gamma \{ \|S_-\| \cdot (\|f_-(x^*(-T))\| + \delta_0(-T)) + \|S_+\| \cdot (\|f_+(x^*(T))\| + \delta_0(T)) \}.$$

Corroboration. Nonlinear two-point boundary value problem (11), (12) may be written as the operational equation

$$Ax \equiv Hx + F(x) = 0, \quad (13)$$

where

$$H = \begin{pmatrix} \frac{d}{dt} \\ 0 \end{pmatrix}, \quad F(x) = \begin{pmatrix} -f(t, x(t)) - f_0(t, x(\theta_{-m}), x(\theta_{-m+1}), \dots, x(\theta_0), \dots, x(\theta_m)) \\ P_1 S_- f_-(x(-T)) + P_2 S_+ f_+(x(T)) \end{pmatrix}.$$

A operator represents a Banach space $X = C([-T, T], R^n)$ with norm $\|x\|_{0,T} = \max_{t \in [-T, T]} \|x(t)\|$ into the Banach space $Y = \tilde{C}([-T, T], R^n) \dot{+} R^n$ with norm $\|y\|_Y = \max\{\|f\|_{0,T}, \|d\|\}$.

The condition of the theorem implies the existence of $\rho_0 > 0$ such, that $S(x^*(t), \rho_0) \subset S(x_0(t), r)$, and functions $f(t, x)$, $f_0(t, v_{-m}, \dots, v_m)$, $f_-(x)$, $f_+(x)$ have uniformly continuous derivatives: $f'_x(t, x)$, $\frac{\partial}{\partial v_k} f_0(t, v_{-m}, \dots, v_m)$ ($k = \overline{-m, m}$), $f'_-(x)$, $f'_+(x)$ in the respective sets. This implies the existence and uniform continuous Frechet derivatives $F'(x)$ in $S(x_T^*(t), [-T, T], \rho^*)$.

According to the condition (C), the task 1 for the linearized equation (7) is correctly solved. Then theorem 1 implies the existence of $T_1 > 0$ so that regular linear two-point boundary value problem is

$$\frac{dz}{dt} = \frac{\partial}{\partial x} f(t, x^*(t))z + \sum_{k=-m}^m \left(\frac{\partial}{\partial v_k} f_0(t, v_{-m}, \dots, v_m) \Big|_{\substack{v_{-m}=x^*(\theta_{-m}) \\ \dots \\ v_m=x^*(\theta_m)}} \cdot J_{\theta_k} \right) z + \varphi(t), \quad t \in [-T, T], \quad z \in R^n,$$

$$P_1 S_- f'_-(x^*(-T)) \cdot z(-T) + P_2 S_+ f'_+(x^*(T)) \cdot z(T) = \tilde{d}, \quad \tilde{d} \in R^n,$$

for all $T > T_1$ is correctly solved with constant K_1 that does not depend on T . This is equivalent to the invertibility of the linear operator $H + F'(x_T^*): X \rightarrow Y$ and the solution of the inequality $\|(H + F'(x_T^*))^{-1}\|_{L(Y, X)} \leq K_1$.

As x_0 we consider function $x_T^*(t)$ and use theorem 6 to the operational equation (13) [11, p. 18].

The first condition of the theorem is carried out with $\gamma_0 = K_1$.

We consider the number $\varepsilon = \frac{1}{2K_1}$ and, by reason of the uniform continuity of the Frechet derivative,

choose $\rho_* \in (0, \rho_0]$ so that the following inequality is solved

$$\|F'(x) - F'(x_0)\|_{L(X, Y)} \leq \varepsilon = \frac{1}{2K_1}.$$

Then
$$\varepsilon \gamma_0 = \frac{1}{2K_1} \cdot K_1 = \frac{1}{2} < 1$$

and

$$\|Hx_0 + F(x_0)\|_Y = \|P_1 S_- f_-(x^*(-T)) + P_2 S_+ f_+(x^*(T))\|$$

(the function $x^*(t)$ satisfies the differential equation (1) at all $t \in R$ is taken into account), $\lim_{t \rightarrow \mp\infty} x^*(t) = \hat{x}_\mp$, $f_-(\hat{x}_-) = 0$, $f_+(\hat{x}_+) = 0$, we choose $T_0 > T_1$ so that

$$2K_1 \|Hx_0 + F(x_0)\|_Y < \rho_*.$$

All the conditions of the theorem 6 [11, p. 18] are implemented and conclusions are made.

REFERENCES

- [1] Daletskii Yu.A., Krein M.G. Ustoichivost' reshenii differentsial'nyh uravnenii v banahovom prostranstve. M.: Nauka, 1970.
- [2] Konyukhova N.B. K resheniyu kraevykh zadach na beskonechnom intervale dlia nekotorykh nelineinykh sistem obyknovennykh differentsial'nyh uravnenii s osobennost'yu // Zh. vychisl. matem. i matem. fiz. 1970. T. 10, № 5. p. 1150-1163.
- [3] Konyukhova N.B. Ob iterativnom reshenii nelineinykh kraevykh zadach, vydelyayushih malye reshenia nekotorykh sistem obyknovennykh differentsial'nyh uravnenii s osobennost'yu // Zh. vychisl. matem. i matem. fiz. 1974. T. 14, № 5. p. 1221-1231.
- [4] Muhamadiev E. Issledovaniya po teorii periodicheskikh i ogranichennykh reshenii differentsial'nyh uravnenii // Matem. zametki. 1981. T. 30, Vyp. 3. p.433- 460.
- [5] Abramov A.A., Konyukhova N.B., Balla K. Ustoichivye nachal'nye mnogoobrazia i singuliarnye kraevye zadachi dlia sistem obyknovennykh differentsial'nyh uravnenii // Comput. Math. Banach Center Publ. Warsaw: PWN Polish Scient. Publs. 1984. V. 13. P. 319-351.
- [6] Dzhumabaev D.S. Convergence of iterative methods for unbounded operator equations // Mathematical Notes. 1987. Vol. 41, No 5. P.356-361.
- [7] Dzhumabaev D.S. Approximation of a bounded solution and exponential dichotomy on the line // Computational Mathematics and Mathematical Physics. 1990. Vol.30, No 6. P. 32-43.
- [8] Sansone Dzh. Ordinary differential equations. M.: Izd-vo inostr. lit. 1954. V. II.
- [9] Hartman F. Ordinary differential equations. M.: Mir. 1970.
- [10] Dzhumabaev D.S. Approximation of a bounded solution of a linear ordinary differential equation by solutions of two-point boundary value problems //Computational Mathematics and Mathematical Physics. 1990. Vol.30, No 2. P. 34-45.
- [11] Dzhumabaev D.S. Singular boundary value problems and their approximation for nonlinear ordinary differential equations // Computational Mathematics and Mathematical Physics. 1992. Vol. 32, No 1. P. 10-24.
- [12] Krall A.M. The development of general differential and general differential-boundary systems // Rocky mountain journal of mathematics. 1975. Vol. 5, P. 493-542.
- [13] Nakhushhev A.M. Boundary value problems for loaded integral-differential equations of hyperbolic type and their applications to the soil moisture forecast // Differentsial'nye Uravneniya. 1979. Vol. 15, P. 96-105.
- [14] Nakhushhev A.M. On an approximate method of solving boundary value problems for differential equations and its applications to the dynamics of soil moisture and groundwater // Differentsial'nye Uravneniya. 1982. Vol. 18, P.72-81.
- [15] Alikhanov A.A., Berezkov A.M., Shkhanukhov-Lafishev M.Kh. Boundary value problems for certain classes of loaded differential equations and solving them by finite difference methods // Comput. Math. Math. Phys. 2008. Vol. 48, P. 1581-1590.
- [16] Abdullaev V. M., Aida-zade K.R. Numerical method of solution to loaded nonlocal boundary value problems for ordinary differential equations // Comput. Math. Math. Phys. 2014. Vol. 54, P. 1096-1109.
- [17] Aida-zade K.R., Abdullaev V.M. On the numerical solution of loaded systems of ordinary differential equations with nonseparated multipoint and integral conditions // Numer. Anal. Appl. 2014. Vol. 7, - P.1-14.

ӘОЖ: 517.956.223, 519.62

^{1,2}Д.С. Жұмабаев, ^{1,3}С.М. Темешева

¹ҚР БҒМ Математика және математикалық моделдеу институты, Алматы қ., Қазақстан;

²Халықаралық ақпараттық технологиялар университеті, Алматы қ., Қазақстан;

³Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Алматы қ., Қазақстан

**СЫЗЫҚСЫЗ ЖҮКТЕЛГЕН ДИФФЕРЕНЦИАЛДЫҚ
ТЕҢДЕУЛЕР ЖҮЙЕСІНІҢ БҮКІЛ ӨСТЕ ШЕКТЕЛГЕН ШЕШІМІН
ТАБУ ЕСЕБІНІҢ АППРОКСИМАЦИЯСЫ**

Аннотация. Сыздықсыз жүктелген дифференциалдық теңдеулер жүйесі бүкіл өсте қарастырылады. Қарастырылып отырған теңдеулер жүйесінің шектелген шешімінің бар болуы мен оны аппроксимациялау мәселелері зерттеледі. Сыздықсыз жүктелген дифференциалдық теңдеулер жүйесінің « $t \rightarrow \pm\infty$ болғандағы шекті» шешімінің анықтамасы енгізіледі. Сыздықсыз жүктелген дифференциалдық теңдеулер жүйесінің шектелген шешімінің бар болуының және сызықтандырылған жүктелген дифференциалдық теңдеулер жүйесінің шектелген шешімдері көмегімен құрылған функциялар тізбегінің осы шешімге жинақтылығының жеткілікті шарттары алынған. Жүктелген дифференциалдық теңдеулердің бастапқы жүйесінің шектелген

шешімін табу есебін аппроксимациялайтын ақырлы аралықтағы сызықсыз жүктелген дифференциалдық теңдеулер жүйесі үшін регулярлы сызықсыз екінүктелі шеттік есеп тұрғызылған. Бастапқы сингулярлы есептің шешімі мен аппроксимациялаушы регулярлы екінүктелі шеттік есептің шешімінің арасындағы айырманың бағалауы тағайындалған.

Түйін сөздер: сингулярлы есеп, сызықсыз жүктелген дифференциалдық теңдеу, шектелген шешім, аппроксимациялау.

УДК 517.956.223, 519.62

^{1,2}Д.С. Джумабаев, ^{1,3}С.М. Темешева

¹Институт математики и математического моделирования МОН РК, Алматы, Казахстан;

²Международный университет информационных технологий, Алматы, Казахстан;

³Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан

АППРОКСИМАЦИЯ ЗАДАЧИ НАХОЖДЕНИЯ ОГРАНИЧЕННОГО РЕШЕНИЯ СИСТЕМЫ НЕЛИНЕЙНЫХ НАГРУЖЕННЫХ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ

Работа выполнена в рамках проекта № 4057/ГФ4 по грантовому финансированию МОН РК на 2015-2017 гг.

Аннотация. На всей оси рассматривается система нелинейных нагруженных дифференциальных уравнений. Исследуются вопросы существования и аппроксимации ограниченного решения рассматриваемой системы уравнений. Вводится определение «предельного при $t \rightarrow \pm\infty$ » решения системы нелинейных нагруженных дифференциальных уравнений. Получены достаточные условия существования ограниченного решения системы нелинейных нагруженных дифференциальных уравнений и сходимости к нему последовательности функций, составленной с помощью ограниченных решений линеаризованной системы нагруженных дифференциальных уравнений. Построена регулярная нелинейная двухточечная краевая задача для системы нелинейных нагруженных дифференциальных уравнений на конечном интервале, аппроксимирующая задачу нахождения ограниченного решения исходной системы нагруженных дифференциальных уравнений. Установлена оценка разности между решением исходной сингулярной задачи и решением аппроксимирующей регулярной двухточечной краевой задачей.

Ключевые слова: сингулярная задача, нелинейное нагруженное дифференциальное уравнение, ограниченное решение, аппроксимация.

NEWS

OF THE NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF THE REPUBLIC OF KAZAKHSTAN

PHYSICO-MATHEMATICAL SERIES

ISSN 1991-346X

Volume 1, Number 311 (2017), 20 – 26

UDC 519.63; 519.684

A.A. Issakhov, A.B. Darzhanova

Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, the Republic of Kazakhstan

alibek.issakhov@gmail.com asel.darzhanova@gmail.com

**ASSESSING THE IMPACT OF THERMAL POWER PLANTS
IN THE AQUATIC ENVIRONMENT IN RESERVOIR-COOLER**

Abstract. This paper presents an assessment of the operation impact of thermal power plants on the environment by mathematical modeling method, which is solved by the Navier-Stokes and temperature equations for an incompressible fluid in a stratified medium, based on the projection method which is approximated by control volume method. A numerical algorithm for solving the Navier-Stokes and the temperature transport equations are as follows: in the first stage it is assumed that the transfer of momentum is carried out only by convection and diffusion. The intermediate velocity field is solved by 5-step Runge-Kutta method. In the second stage, based on the found intermediate velocity field, the pressure field is solved. Poisson equation for the pressure field is solved by Jacobi method. In a third step it is assumed that the transfer is carried out only by the pressure gradient. The fourth step numerically solved temperature transfer equation as the momentum equation by 5-step Runge-Kutta method. The algorithm is parallelized on high-performance systems. The obtained numerical results of three-dimensional stratified turbulent flow reveals qualitatively and quantitatively approximate the basic laws of hydrothermal processes occurring in the aquatic environment.

Keywords: stratified environment, the Navier-Stokes equations, operational capacity, Ekibastuz GRES-2, finite volume method, Runge-Kutta method, Shandaksor lake.

1 Introduction

Interaction between energy enterprises and environment takes place at all stages of fuel production and using, processing and transmission of energy. In composition of pollutants there are suspended solids, petroleum products, chlorides, sulphates, heavy metals, hydrogen sulfide, formaldehyde, etc. The main water consumers on TPP and NPP are the turbine condensers. Water consumption depends on steam parameters and technical water supply system. According to some estimates in the future, in condenser cooling will spend water: on TPP – 120 kg/ (kW.h), on NPP – 220 kg/ (kW.h). The large specific steam consumption on NPP accounts for more specific water consumption. At washing the surfaces of aggregates, dilute solutions of hydrochloric acid, sodium hydroxide, ammonia, ammonium salts, iron and other substances are formed. In addition, the discharges of cooling water of nuclear power plants on NPP do not exclude the radionuclides in the aquatic environment.

Annual electricity consumption in industrialized countries is only increasing every year, which resulted in the growth of capacity power units on NPP and TPP. In order to condensation of steam cooling water is supplied to the capacitor. The costs of technical or cooling circulating water are enormous, which make 95 % of the total water consumption for the needs TPP and 90 % for NPP.

TPP with cooling water dropping 4-7 kJ of heat per 1 kW/h of produced energy. But discharges of warm water on TPP by the sanitary standards should not increase the temperature of the reservoir higher than 3 degrees in the summer and 5 degrees in the winter. Propagation of heat emission from TPP depends on several factors: topography, ambient temperature, wind speed, cloudiness, precipitation, etc.

The reservoirs are required by both thermal and nuclear power plants. For work of these stations is required a large quantity of water for cooling aggregates, an average of 35-40 m.c/sec at 1 million kW installed power. Hence it is evident that it takes 70-160 cubic meters of water every second for the thermal

power plant of 2-4 million kW. Therefore, when choosing the construction site of TPP and NPP their water supply is the important aspect. Naturally, the large thermal power stations should be located on the banks of large rivers, reservoirs and lakes or artificial reservoirs.

As an example of the thermal effects by TPP to the aquatic environment is taken Ekibastuz SDPP-2, located in township Solnechnyi, about 40 kilometers north of the city Ekibastuz, Pavlodar region, Kazakhstan. Ekibastuz SDPP-2 generates electricity from high-ash coal by two power units of 500 MW and has an installed capacity of 100 MW. Today two power blocks produce about 12 % of all electricity produced in the country.

Technical water supply is carried out according to the scheme of recycling technical water supply with artificially created self-leveling reservoir-cooler. The reservoir-cooler was created on the basis of bitter-salty, drying up, not having national economic value Shandaksor Lake. Recycled water supply scheme is following: cold water is taken from deep water intake reservoir-cooler and comes to the block pumping station by supply channel, and then to the power plant heat exchangers. Warm water from the heat exchanger on the exhaust channel is discharged into the reservoir-cooler. The maximum dimensions of the cooling reservoir are about 7,2x7,7 km.

2 Mathematical model

For many years in the study of the hydrodynamics of lakes and reservoirs there were two separate areas one of them full-scale analysis of the observational data, and the other is mathematical modeling. Field experiments are observations, although made in a variety of complex conditions, were passive, as were not allowed to actively manage the experiment, wherein not possible to predict hydro-physical processes. One of the most effective methods for studying the hydrodynamics of the lake waters is the method of mathematical modeling. In some cases, this method may be the only way to forecast changes in the hydrological regime and ecosystems of lakes, for example in the study of changes that may occur with territorial redistribution of water, construction of hydraulic structures and other activities related to the use of water objects.

The cooling pond spatial temperature change is small. Therefore, the stratified flow in the cooling pond can be described by equations in the Boussinesq approximation. For the mathematical modeling the system of equations is considered, including the equation of motion, continuity equation and the equation for the temperature. We consider developed spatial turbulent flow in the stratified cooling pond. For the modeling of the temperature in the reservoir three-dimensional mathematical model is used [1-12, 17]:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_j \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) + \beta g_i (T - T_0) - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} = 0, \quad (i=1, 2, 3), \quad (2)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_j T}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\chi \frac{\partial T}{\partial x_j} \right), \quad (3)$$

where $\tau_{ij} = \overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j$, g_i - acceleration of gravity, β - coefficient of volume expansion, u_i - velocity components, χ - thermal diffusivity, T_0 - the equilibrium temperature, T - the temperature deviation from equilibrium.

To close the system of equations (1) - (3) turbulence model Smagorinsky [13] is used.

For discretization system of equations (1) - (3) using the control volume method. For this we represent the Navier-Stokes equations and equation for temperature in the form of integral conservation laws for an arbitrary fixed volume Ω with boundary $d\Omega$ [14, 15]:

$$\int_{\Omega} \left(\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial F_i}{\partial x_i} + \frac{\partial G_i}{\partial x_i} - B_i \right) d\Omega = 0, \quad (4)$$

Where

$$U = \begin{pmatrix} 0 \\ u_j \\ T \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} u_i \\ u_i u_j + p \delta_{ij} - \tau_{ij} \\ v_i T \end{pmatrix} G_i = \begin{pmatrix} 0 \\ v \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \\ \chi \frac{\partial T}{\partial x_j} \end{pmatrix}, B = \begin{pmatrix} 0 \\ B g_i (T - T_0) \\ 0 \end{pmatrix}.$$

equation (4) can be written as follows:

$$\int_{\Omega} \left(\frac{\partial U}{\partial t} - B \right) d\Omega + \oint_{\partial\Omega} (F_i + G_i) n_i d\Gamma = 0, \quad (5)$$

The equation (5) to a form:

$$\int_{\Omega} \left(\frac{\partial U}{\partial t} \right) d\Omega + \oint_{\partial\Omega} (F_i + G_i) n_i d\Gamma = \int_{\Omega} B_i d\Omega, \quad (6)$$

Grid features are defined in the center of the cell and the values of flows across the border in divided cells. The volume of the cell is denoted by grid functions.

Now we perform discretization equation (6) for the control volume (CV) and a reference surface (CS)

$$\sum_{CV} \left(\frac{\Delta U}{\Delta t} \right) \Delta\Omega + \sum_{CS} (F_i + G_i) n_i \Delta\Gamma = \overline{B}_i \Delta\Omega \quad (7)$$

or you can write the equation (7) in the form:

$$\sum_{CV} \Delta U \Delta\Omega + \sum_{CS} \Delta t (F_i + G_i) n_i \Delta\Gamma = \Delta t \overline{B}_i \Delta\Omega \quad (8)$$

3 Numerical algorithm

For the numerical solution of equations (1) - (3) splitting scheme on physical parameters [14-16] is used. For numerical implementation of (1)-(3), discretization of the form (8) is used. In the first step it is assumed that transfer of momentum carried out only by convection and diffusion. The intermediate velocity field is found by 5-step Runge-Kutta method [11, 12, 14, 15]. In the second stage, based on the found intermediate velocity field, is found the pressure field. Poisson equation for the pressure field is solved by Jacobi [14, 15]. In a third step it is assumed that the transfer is carried out only by the pressure gradient. On the fourth step numerically temperature transfer equation as the equation of motion by 5-step Runge-Kutta method is solved. In solving the equation for temperature also the finite volume method and the same calculations for the equations of motion is used [11, 12]. The algorithm of task is parallelized on high-performance systems. The calculations were performed on cluster systems URSA and T-Cluster of BPH Research Institute of Mathematics and Mechanics at Al-Farabi Kazakh National University.

$$1) \int_{\Omega} \frac{\vec{u}^* - \vec{u}^n}{\tau} d\Omega = - \oint_{\partial\Omega} (\nabla(\vec{u}^n \vec{u}^* - \tau_{ij}) - v \Delta \vec{u}^*) n_i d\Gamma,$$

$$\text{II) } \oint_{\partial\Omega} (\Delta p) d\Gamma = \int_{\Omega} \frac{\nabla \vec{u}}{\tau} d\Omega,$$

$$\text{III) } \frac{\vec{u}^{-n+1} - \vec{u}^{-n}}{\tau} = -\nabla p,$$

$$\text{IV) } \int_{\Omega} \frac{T^{*n} - T^n}{\tau} d\Omega = -\oint_{\partial\Omega} (\nabla \vec{u}^{-n} T^* - \nu \Delta T^*) n_i d\Gamma.$$

4 Results of numerical simulation

Initial and boundary conditions were set for the numerical solution of problems. The initial conditions for the velocity and temperature are defined as follows: $u_j = 0, (j = 0, 1, 2, 3), T = T_0$. The boundary conditions for the velocity at the bottom and side of the border are defined by adhesion condition and temperature by adiabatic conditions. On the surface, for the velocity and temperature are specified Neumann conditions. And also put additional boundary conditions for the velocity and temperature in the lateral border of spillway according to the operational capacity of the Ekibastuz SDPP-2. In the calculations there was used computational grid, with more than 800,000 computing nodes. Figure 1 shows a computational grid for the Ekibastuz SDPP-2. Figure 2 shows the current contour and isolines of the temperature distribution at different time points after the start of work SDPP-2, on a water surface for the operational capacity of 700 MW. Figure 3 shows the contour and isolines of the temperature distribution at different time points after the start of work SDPP-2, on the surface of water for the operating power of 900 MW. In both Figures 2-3 it is seen that the temperature distribution with distance from the flow close to isothermal condition. The results show that the temperature distribution is distributed over a larger area. As can be seen from Figures 2-3, with an increase the operational capacity of SDPP-2, area of heat exposure becomes directed in one direction, and leads to warm water with one part of the reservoir, which has a negative effect on the performance of SDPP-2. When operating power is 900 MW, the temperature is distributed in the northern part of the reservoir and approximately uses only half of the body of water for cooling hot water by SDPP-2. When the operating power of Ekibastuz SDPP-2 increase, the cooling pond is not working effectively, fueling the northern part of the reservoir, the rest of the pond bottom is not involved at cooling the heated water from the SDPP-2.

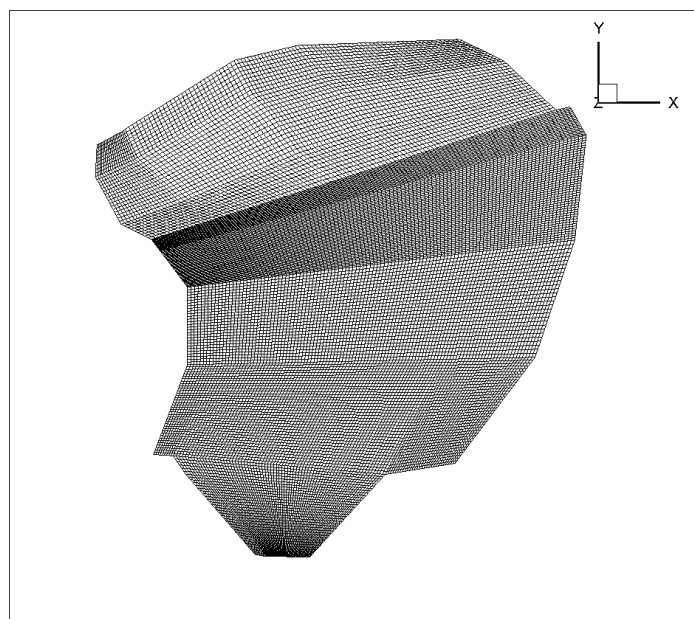


Figure 1 - The computing grid for the Ekibastuz SDPP-2

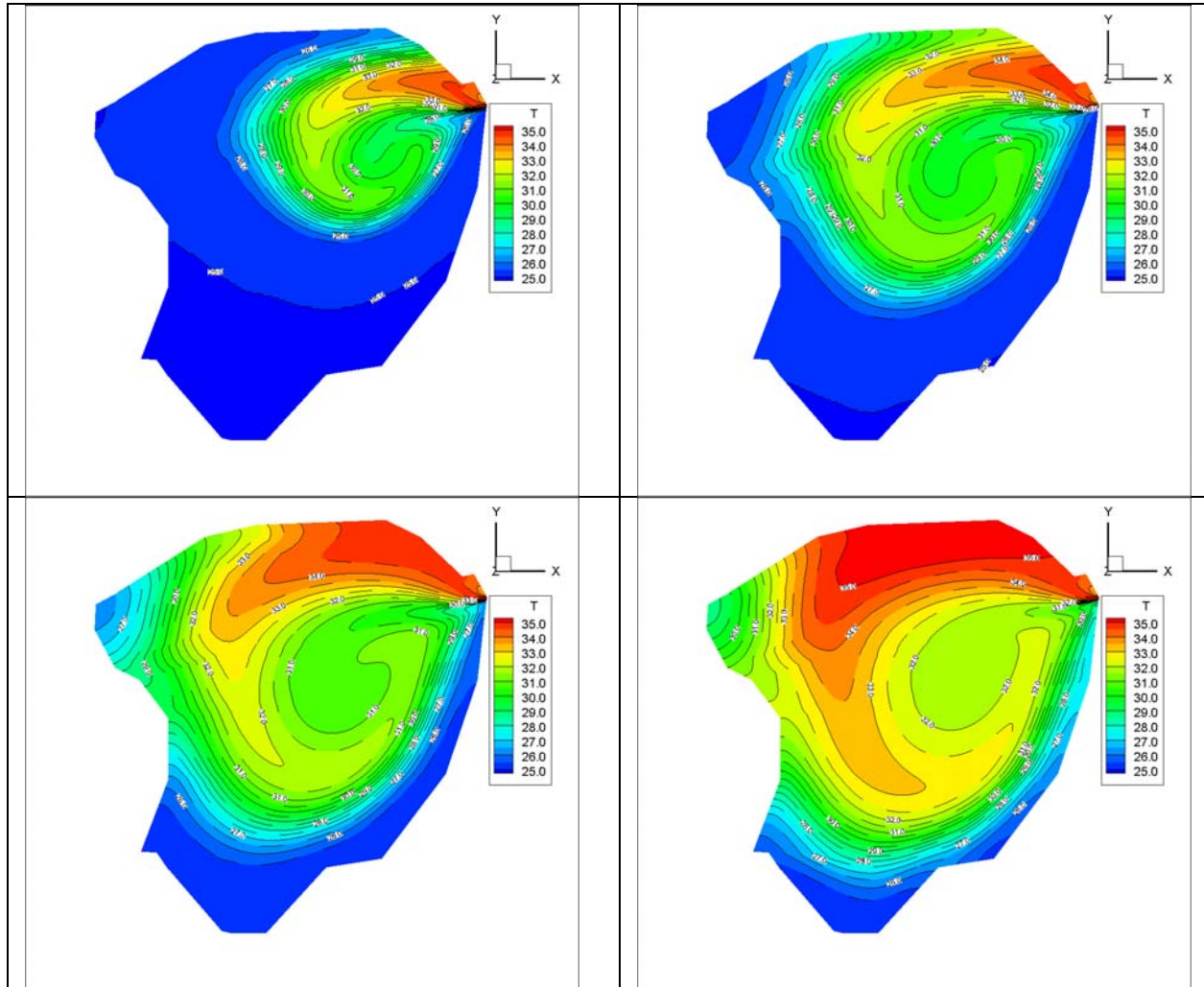
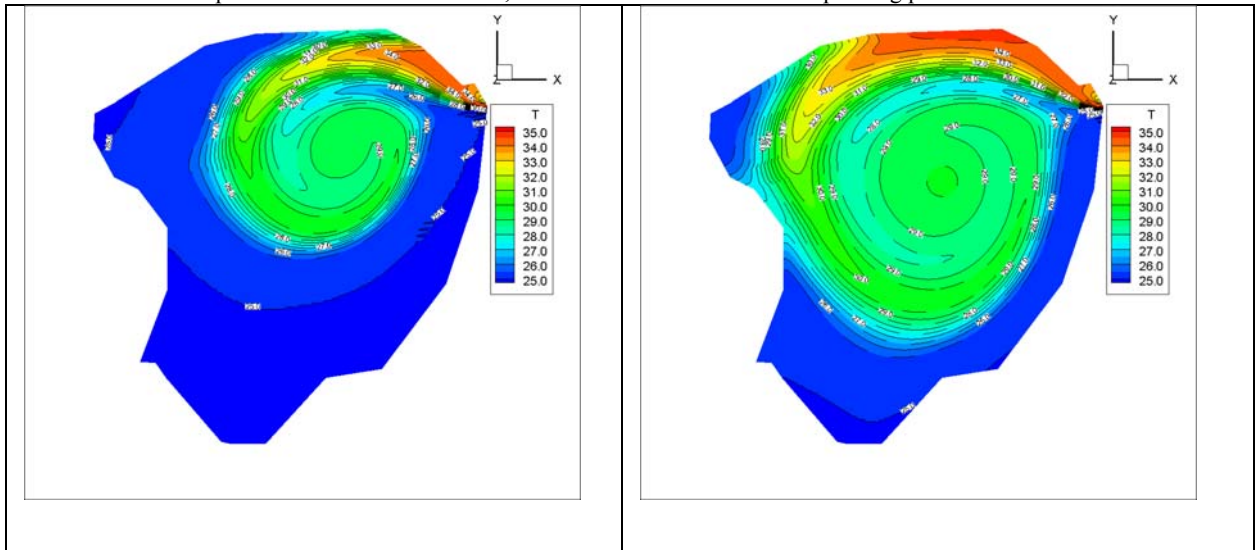


Figure 2 - The outline and contours of the temperature distribution across the 22.5 hr., 50 hr., 72.5 hr. and 90 hr. after the start of operation of Ekibastuz SDPP-2, on the surface of water for the operating power of 700 MW



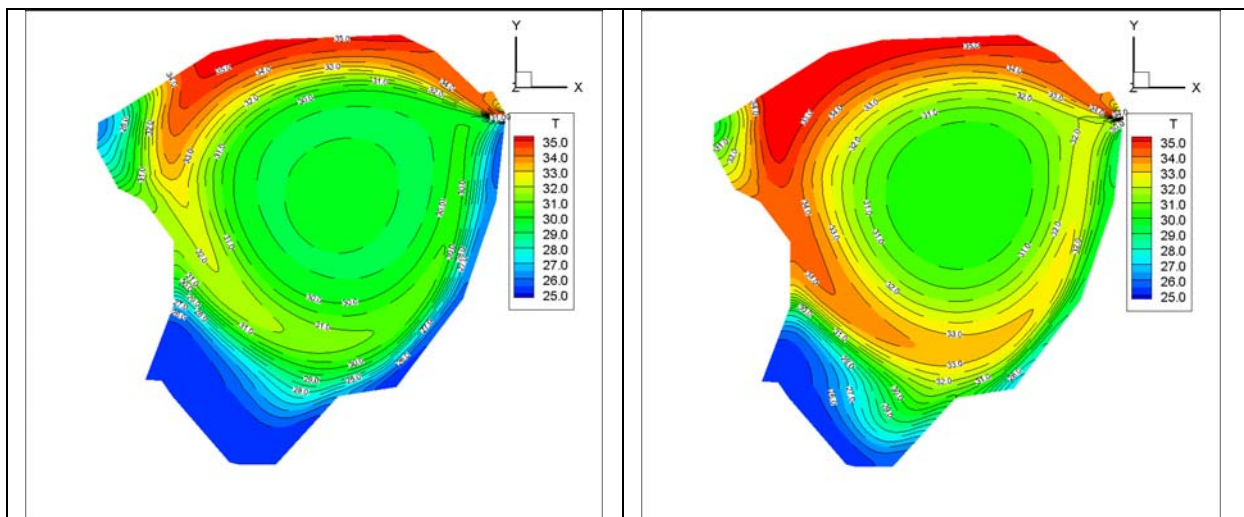


Figure 3 - The outline and contour lines of the temperature distribution over 22.5 hr., 50 hr., 72.5 hr. and 90 after the start of operation of Ekibastuz SDPP-2, on the surface of water for the operating power of 900 MW

5 Conclusion

This work was carried out by predictive modeling to minimize the thermal load to the lake Shandaksor, which is located near the Ekibastuz SDPP-2. The aim of this work is to determine the size and spatial distribution of warm water temperature from the spillway channel for different operating power capacity. Predictive mathematical model developed for this study, showed portions of the thermal plume in which the temperature decreases when moving away from the spillway channel and the flame temperature is close to the values of the reservoir-cooler temperature. Thus, there was developed a three-dimensional model of a stratified turbulent flow that allows identifying qualitatively and approximately quantitatively the basic laws of hydrothermal processes in the pond Shandaksor.

REFERENCES

- [1] Yang Z., Khangaonkar T. Modeling Tidal Circulation and Stratification in Skagit River Estuary Using an Unstructured Grid Ocean Model. *Ocean Modelling*, 28(1-3), 34-49, **2008**.
- [2] Chen C., Liu H., Beardsley R. C. An Unstructured Grid, Finite-Volume, Three-Dimensional, Primitive Equations Ocean Model: Application to Coastal Ocean and Estuaries. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology* 01/2003; 20(1):159-186.
- [3] Zheng L., Chen C., Liu H. A modeling study of the Satilla River estuary, Georgia. I: Flooding-drying process and water exchange over the salt marsh-estuary-shelf complex. *Estuaries and Coasts* 05/2003; 26(3):651-669.
- [4] Isobe A., Beardsley R. C. An estimate of the cross-frontal transport at the shelf break of the East China Sea with the Finite Volume Coastal Ocean Model. *Journal of Geophysical Research* 111:C03012. doi:10.1029/2005JC 003290.
- [5] Aoki K., Isobe A. Application of finite volume coastal ocean model to hindcasting the wind-induced sea-level variation in Fukuoka bay. *Journal of Oceanography* 03/2007; 63(2):333-339.
- [6] Weisberg R. H., Zheng L. The circulation of Tampa Bay driven by buoyancy, tides, and winds, as simulated using a finite volume coastal ocean model. *Journal of Geophysical Research* 111:C01005, doi:10.1029/2005JC003067, **2006**.
- [7] Lick W. Numerical models of lakes currents. –EPA-600/13-76-020, p. 140, **1976**.
- [8] Sheng Y., Lick W., Gedney R.T., Molls F.B. Numerical computation of three-dimensional circulation of Lake Erie: A comparison of a free-surface model and rigid-Lid. Model. – *J. of Phys. Ocean.*, v.8, p. 713 – 727, **1978**.
- [9] Issakhov A. Mathematical Modelling of the Influence of Thermal Power Plant on the Aquatic Environment with Different Meteorological Condition by Using Parallel Technologies. *Power, Control and Optimization. Lecture Notes in Electrical Engineering*. Volume 239, –**2013**, pp 165-179.
- [10] Issakhov A. Mathematical modelling of the influence of thermal power plant to the aquatic environment by using parallel technologies. *AIP Conf. Proc.* 1499, – **2012**. pp. 15-18; doi: <http://dx.doi.org/10.1063/1.4768963>
- [11] Issakhov A. Mathematical modeling of the discharged heat water effect on the aquatic environment from thermal power plant, *International Journal of Nonlinear Science and Numerical Simulation*, 16(5) (2015) 229–238, doi:10.1515/ijnsns-2015-0047.
- [12] Issakhov A. Mathematical modeling of the discharged heat water effect on the aquatic environment from thermal power plant under various operational capacities, *Applied Mathematical Modelling* (2015), Volume 40, Issue 2, 15 January **2016**, pp. 1082–1096 <http://dx.doi.org/10.1016/j.apm.2015.06.024>.
- [13] Lesieur M., Metais O., Comte P. Large eddy simulation of turbulence. New York, Cambridge University Press, 2005. 219 p.

- [14] Chung T. J. Computational Fluid Dynamics. Cambridge University Press, 2002 – p. 1012.
[15] Ferziger J. H., Peric M. Computational Methods for Fluid Dynamics. Springer; 3rd edition, 2013, –p. 426
[16] Issakhov A. Large eddy simulation of turbulent mixing by using 3D decomposition method. Issue 4 (2011) *J. Phys.: Conf. Ser.* 318. pp. 1282-1288, 042051. doi:10.1088/1742-6596/318/4/042051

А. А. Исахов, А. Б. Даржанова

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

МАТЕМАТИКАЛЫҚ МОДЕЛЬДЕУ ӘДІСІ АРҚЫЛЫ ҚОРШАҒАН ОРТАҒА ЖЫЛУ ЭЛЕКТР СТАНЦИЯЛАРЫНЫҢ ЖҰМЫСЫНЫҢ ӘСЕРІН БАҒАЛАУ

Аннотация. Жұмыста ақырлы көлем әдісімен аппроксимацияланатын, физикалық параметрлер бойынша ыдырау әдісіне негізделген, стратификацияланған ортадағы сығылмайтын сұйыққа арналған Навье - Стокс және температура теңдеулерімен шешілетін, математикалық модельдеу арқылы қоршаған ортаға жылу электр станцияларының жұмысының әсерін бағалау ұсынылды. Навье-Стокс және температура теңдеулерін шешу үшін арналған сандық алгоритмы осылай болып табылады: бірінші кезеңде қозғалыс санының ауысуы конвекция мен диффузияның есебінен ғана болады деп болжанады. Аралық жылдамдық өрісі 5- қадамды Рунге – Кутта әдісімен табылады. Екінші кезеңде табылған аралық жылдамдық өріс арқылы қысым өрісі табылады. Қысым өрісі үшін Пуассон теңдеуі Якоби әдісімен шығарылады. Үшінші кезеңде алмастыру қысым градиенті арқылы жүзеге асады деп болжаймыз. Төртінші кезеңде температура теңдеуі қозғалыс теңдеуі сияқты 5-қадам Кутта Рунге әдісі арқылы сандық шешіледі. Есептің алгоритмі жоғары өнімді жүйеде параллелденген. Алынған үшөлшемді стратификацияланған турбулентті ағыстың сандық нәтижелері су қоймаларында болып жатқан гидротермиялық процесстердің негізгі заңдылықтарын сапалы және айтарлықтай жуықтап алуға мүмкіндік береді

Тірек сөздер: стратификацияланған орта, Навье-Стокс теңдеуі, операциялық қуаты, Екібастұз ГРЭС-2, ақырлы көлем әдісі, Рунге-Кутта әдісі, Шандаксор көлі.

А. А. Исахов, А. Б. Даржанова

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

ОЦЕНКА ВОЗДЕЙСТВИЯ ФУНКЦИОНИРОВАНИЯ ТЕПЛОВОЙ ЭЛЕКТРОСТАНЦИИ НА ОКРУЖАЮЩУЮ СРЕДУ МЕТОДАМИ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Аннотация. В работе представлена оценка воздействия функционирования тепловой электростанции на окружающую среду методами математического моделирования, которая решается уравнениями Навье - Стокса и температуры для несжимаемой жидкости в стратифицированной среде, основанные на методе расщепления по физическим параметрам, которые аппроксимируются методом контрольного объема. Численный алгоритм для решения уравнений Навье-Стокса и переноса температуры выглядит таким образом: на первом этапе предполагается, что перенос количества движения осуществляется только за счет конвекции и диффузии. Промежуточное поле скорости находится 5-шаговым методом Рунге - Кутта. На втором этапе, по найденному промежуточному полю скорости, находится поле давления. Уравнение Пуассона для поля давления решается методом Якоби. На третьем этапе предполагается, что перенос осуществляется только за счет градиента давления. На четвертом шаге численно решается уравнения переноса температуры также как уравнения движения 5-шаговым методом Рунге-Кутта. Алгоритм задачи распараллелен на высокопроизводительной системе. Полученные численные результаты трехмерного стратифицированного турбулентного течения позволяет выявить качественно и приближенно количественно основные закономерности гидротермических процессов происходящих в водоемах-охладителях.

Ключевые слова: стратифицированная среда, уравнения Навье-Стокса, эксплуатационная мощность, Екібастұзский ГРЭС-2, метод конечных объемов, метод Рунге-Кутта, озеро Шандаксор.

NEWS

OF THE NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF THE REPUBLIC OF KAZAKHSTAN

PHYSICO-MATHEMATICAL SERIES

ISSN 1991-346X

Volume 1, Number 311 (2017), 27 – 35

UDC 378; 533.73.5

A.M. Drozdov¹, A.L. Zhokhov², A.A. Yunusov³, A.A. Yunusova³¹ Ukraine, Krivoy Rog pedagogical Institute, branch of National University, e-mail: lmzn.vkt@gmail.com;² K.D. Ushinskiy Yaroslavl State Pedagogical University, Yaroslavl, Russia, e-mail: ya.lvovich2012@yandex.ru;³ International Humanitarian and Technical University, e-mail: Yunusov1951@mail.ru**SOLUTION OF THE COSMOLOGICAL PROBLEM
IN THE APPROXIMATIONS (PART-1)**

Abstract. To determine the state of the Universe at any pre-specified time it is possible only to a cyclic model in which the entropy of a cycle is equal to zero, and the mechanism of evolution works exactly obeying the principles of Kant-Laplace determinism. The loop with extremely high probability can be established by boundaries quantitative applications of General relativity. As this area manifests itself for a huge period of time, it is impossible to determine it empirically. This article suggests the mediate path based on the determination of the structural transformations limits of dynamic variant of Minkowski geometry, which group of transformations is invariant. Taken as a basis instead of the Riemann geometry, it is possible to carry out the solution of the cosmological problem in six approximations with the definition of the most important quantitative indicators of the Universe evolution.

Keywords: cosmological problem, the scope of the general theory of relativity, n-dimensional version of the Minkowski geometry, cyclic model of the evolution of the Universe, the range of values of variables, speed of light, evolution of the periodic table of chemical elements, metaperiod, "arrow of time" of cycle of the Universe, Absolute Universe, the physical nature phenomena of life and intelligence.

This article is dedicated to the solution of the cosmological problem. This is the beginning of applied research in the field of mega universe based on author's model and Absolute Universe theory. Thus, a new stage of author's research of mega universe and its results required the necessary to write this article. To date, it has already been published in 2016 in the "International Journal of Experimental Education» №3 (part II). In this embodiment of the article, a model of evolving Universe is given in several approximations directly deducing the practice of its application.

... IN THE FIRST APPROXIMATION

The cosmological problem, formulated in the 20th century, states: to determine the state of the Universe at any time in advance [6] [A. Einstein 1966: 612]. This definition imposes a restriction on the choice of a model of the evolution of the Universe: the solution of the cosmological problem is possible only for the cyclic model of the Universe, in which the oscillation frequency and wavelength remain unchanged for all conceivable cycles.

What defines the limits which carry out oscillatory motion of the cyclic Universe? Obviously, they are defined by scope of General relativity. However, A. Einstein defined this area like the general laws of conservation of energy, mass, etc. qualitatively, as universal, which is not enough to solve the cosmological problems. Quantifying scope of General relativity is still not known. Thus, beginning in the solution of the cosmological problem must be enclosed in the quantitative determination of the General relativity scope.

Since the General relativity scope is also the area of movement of the Universe within its two limits, it is necessary first to determine not only the space (distance), but also of time (duration) using the

fundamental parameter. Thus the fundamental parameter is the speed of light, which is adopted for the classical theory of relativity equal infinitely large in comparison with the speed of any bodies, and for the special theory of relativity – the ultimate and constant in the absence or constancy of gravity. The speed of light in the SR is the upper limit of the movement of bodies. And because the General relativity includes classic and special theory of relativity as special cases, and the indicators of the scope for general relativity should be the speed of light. However, it must be specific just for the General relativity. Albert Einstein identified this specificity for GR as a variable in condition of variable gravity field [7] [Einstein A1965: 210, 219, 320, 385, 392].

Hereof it is clear that the scope indicator of GR is not the variable speed of light, and its range, which is implemented in the expansion (contraction) phase for the unimaginably long period of time. This eliminates any possibility of its experimental determination. Einstein did not attempt to define this range, probably realizing the impossibility of its experimental measuring and predicting impossibility for this.

This paper attempts to study the possible range of variables values of speed of light on the basis of changes in the structure of the dynamic version of the Minkowski geometry. Minkowski himself set an example of the dynamic approach to research, proving the invariance of transformation groups of SGR and classical mechanics by an assumption: "Let s tends to infinity". Then $1/c$ tends to zero (Figure 1), and geometry of Minkowski turns into geometry of Galileo [4] [G. Minkowski 1973: 173].

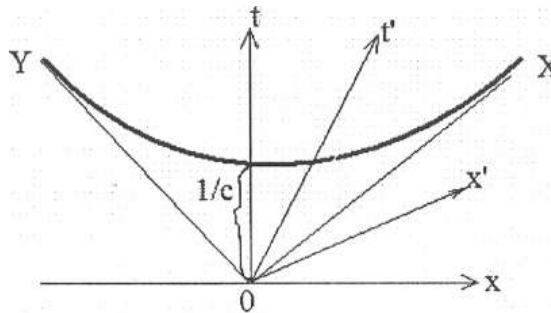


Figure 1 - Four-dimensional geometry of Minkowski

Considering Minkowski, it can be determined the other limit by examining the maximum conversion of dynamic geometry structure by an assumption: "Let c " tends to zero". Then $1/c$ tends to infinity, the angle of the "light cone" AOB (Figure 2) tends to 180 degrees, and the figure similar to the two-sheeted hyperboloid of revolution, degenerates into two parallel planes.

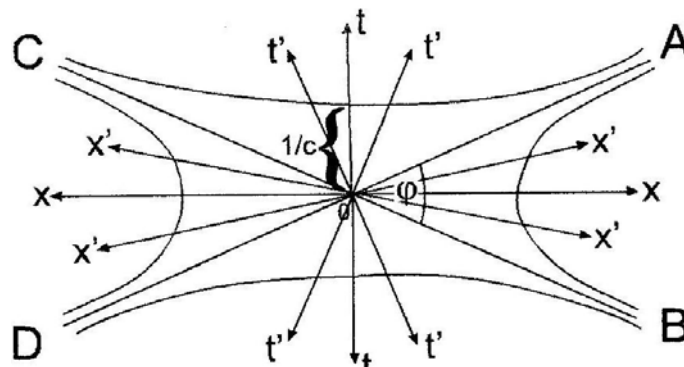


Figure 2 - Planar-section of symmetrical version of Minkowski geometry (AOB – angle "light cone")

Thus, a dynamic version of Minkowski geometry has two limits of transformations: at c of equal infinity its metric degenerates into a line of one-dimensional space, at c equal to zero – its metric degenerates into a cylindrical space. The range of values of variables of speed of light is the indicator of quantitative scope of GR.

Dynamic version of Minkowski geometry does not reject the Riemann geometry, and from the standpoint of the principle of correspondence it transforms the latest and Galileo geometry and into its particular cases, engaging in the main role and the leading geometry of the natural science.

However, in GR, built for the condition of variable gravitational field, 4-dimensional version of Minkowski geometry, designed to support the special theory of relativity (STR) cannot be used. After all, the last is correct for the conditions of the lack or constancy of gravity. GR requires such version of Minkowski geometry, which in its structure diverts place for gravitating masses. In this respect, the symmetry of the original pieces of this geometry, like one and two-sheet hyperboloid rotations, as well as the metric of space-like quadrants allow determining the area of two symmetric gravitating masses in the form of lenticular lenses in the structure of Minkowski geometry.

Also there is a need for an infinite amount of frame of reference conjugated between each other, as the geometric description of the motion of bodies brings the body of any size to the point, and geometric consideration of movement of the solid body leads to the necessity of considering the simultaneous movement of the infinite number of points. An infinite number of conjugated frames of reference for the symmetric geometry of Minkowski can be obtained through the procedure of infinite planar section passing through the axis of symmetry. As the result, we obtain an n-dimensional version of Minkowski geometry, which is a model of snapshot of one of the many stages of evolution of the Universe.

Such geometry is shown in Figure 3. In addition to the basic elements of symmetry, it has the substance symmetry and spin rotation of body due to non-holonomicity space. Such model can apply the law of symmetry of Dirac matter $E=2mc^2+T$ [5] [Dirac R.1928: 118] and Feynman theory of antiparticles, according to it the bodies, described as the model can be called the Universe and anti Universe.

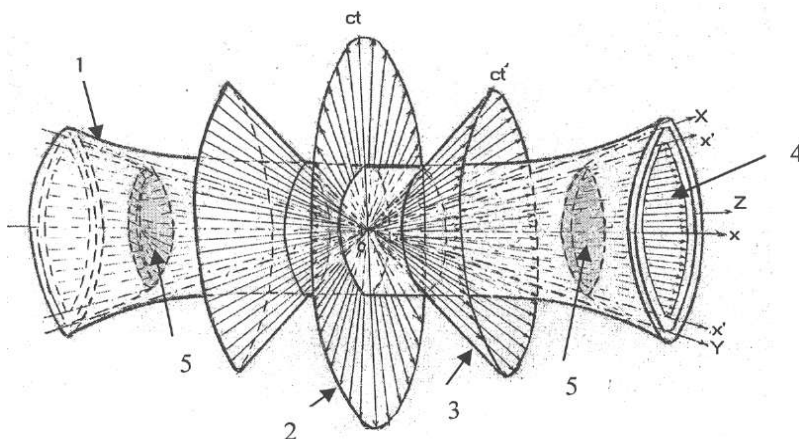


Figure 3 - N-dimensional version of Minkowski geometry

1. figure similar to one sheet hyperboloid of rotation;
2. plane of axes of resting time in reference frames;
3. surface of the cone of time coordinates of moving reference frames;
4. cone of ways coordinates of moving reference frames;
5. area of a system of two bodies responsible to the law of symmetry of Dirac matter.

Dirac law having the components of the gravitational and kinetic energy, provides the basis for the construction of the mechanics of an isolated system in a loop consisting of two phases – the expansion and contraction – two singular states of matter, on the one hand, pure electromagnetical, and on the other – pure real (neutron). In the expansion phase, the light of cone angle AOB (Figure 2) varies from 0 to 180 degrees. Form of force interaction of two worlds (gravitational wave) is determined by their surface and will give a single sphere of the Universe, undergoing *evolution* (Figure 4) from an elongated ellipsoid of revolution across the sphere to an oblate ellipsoid of revolution.

Last degenerates into the cylinder. At spherical stage, alignment of longitudinal and transverse deformation of the body, resulting in a temporary space isotropy is observed.

In the compression phase, at change of the angle of the "light cones" from 180 to 360 degrees the same configuration of the Universe is changed in the opposite direction. Factors of the motion of bodies in the Universe in expansion phase are the kinetic energy and entropy, and in the compression phase – gravity and negentropy, respectively.

From the point of view of the conception, there is no longer necessary to research the sign of the curvature of space at the present stage of evolution of the Universe advanced by Einstein [6] [Eistein A. 1966: 612]. Positive curvature is inherent in the spheres of two bodies; the negative curvature is inherent in pseudo-sphere, which is described by the process of the evolution of each of the worlds. Pseudo-sphere is the special case which is presented as Riemann geometry in the total geometry (Minkowski geometry).

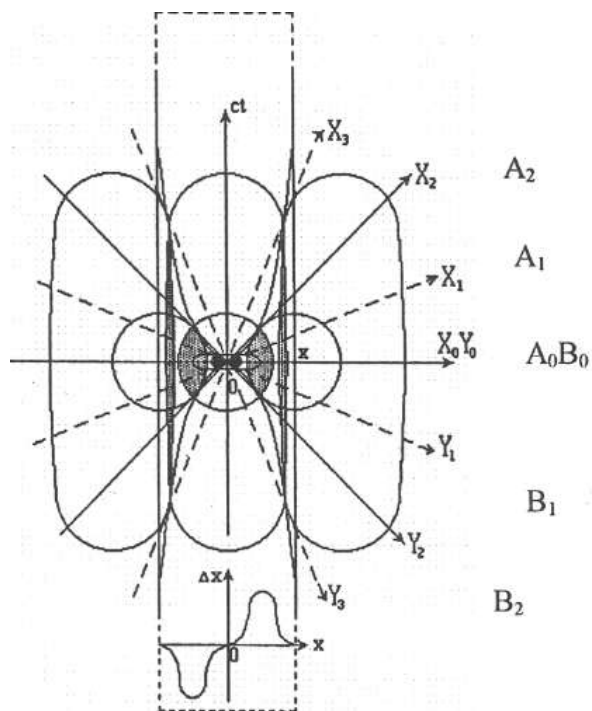


Figure 4 - Absolute Universe movement geometry. In the lower part of the figure there is a graph of the oscillatory motion which describes the PHASE EXPANSION OF THE UNIVERSE

The general scheme of the movement of the Universe at each cycle is the same, but the content by their individual systems is different. Therefore, each cycle presents the Universe and an endless number presents the Absolute Universe (a term, extended by Minkowski) consists of an unbounded number of universes.

All the foregoing enables to formulate *the periodic law of evolution of the Universe*:

Variable configurations of bodies of universe and anti universe, as well as the configuration of the gravitational wave are in periodic dependence on the acceleration of their relative movement; acceleration of these bodies is a function of the variable speed of light connected with the angle of the "light cone" of the Minkowski geometry.

Thus, we solve the cosmological problems in the first approximation.

EXPLANATION OF THE FIRST APPROXIMATION

The solution of the cosmological problem was possible on the basis of a new theory of relativity as the highest branch of relativism – Absolute Universe theory [1] [Drozdov A.M., Zhokhov A.M., Drozdov E.A. 2011: 107-115] [2] [Drozdov A.M., Zhokhov A.L. 2014: 8-17]. Like the well-known theories of relativity, the theory of the Absolute Universe has its own geometry, the specifics of the speed of light and

quantitative scope, as well as the invariance of group of space-time transformations with the same group of transformations of the three known theories of relativity. In particular, the invariance of groups of Absolute Universe and GR is shown that n-dimensional version of Minkowski geometry describes pseudosphere – space of Riemann geometry of SR, when it is deformed by variable range speed of light values. In addition, the formulation of the periodic law of evolution of the Universe is the geometric shape of invariance of the volume of the various stages of the cyclic movement. To complete the theory of Absolute Universe we need to find an analytical expression of this invariant.

What does this theory claim essentially new? It claims the cyclical nature of the motion of bodies at the highest level of organization of matter. The periodic process of the motion of bodies is described by two terms: "pulse" and "cycle". From these two terms in modern cosmology, preference is given to the first, underlying the so-called "pulsing" model of the Universe. What is the reason that the cyclic model is not interesting for cosmology as a pressing and urgent problem? Motion cycle is established between two limits; in contrast, the pulse is characterized by vibrations within certain potentially possible, but never reachable limits. Choice of a pulsating model is due to the fact that cosmology does not know limits of the vibrational motion of the Universe, and the community of scientists today refuses to recognize such statement of the cosmological problem as lawful. Even the beginning of the expansion of the Universe in the form of so-called "zero-time point" is not the limit, although it was given the scale of the order of 10^{-33} centimeters, which is smaller than chemical element atom for 24. From the point of view of the scientific fantasy, all matter in the Universe is compressed to a tiny particle size, which has a volume that is different from zero, in order to save nature from the absurdity of infinite density of matter. For an unbiased view of the state of the Universe it is almost obvious that here we have the quality limit state not only of space and time, but also for matter. The Universe has two characters: the substance and the electromagnetic field. If at the limit of compression there is no matter due to the annihilation and the Universe is in the electromagnetic state, the density of matter becomes zero. The Universe in its full energy equivalent is placed in one-dimensional space.

As for the second limit of considering cycle, it is a neutron state of matter in the absence of the electromagnetic field with the location of the particles in the two planes – at the basis of the cylinder – with the thickness of plane equal to the diameter of the neutron.

Thus, a state of maximum entropy of a cyclic Universe is presented in one structural unit of matter, because the product of natural aging and atoms and anti-atoms is neutrons. Consequently, each of the two singular states of matter in the Universe is the result of certain annihilation: "beginning" of expansion – the result of annihilation of matter with its symmetry, the "end" of expansion – the result of annihilation of only matter symmetry. In this case the symmetry of the substance does not strictly define the matter of each of the bodies of the Universe by one of the worlds: the body, the former "universe" in the expansion phase, becomes the "anti-universe" in the compression phase with a corresponding set of antimatter particles.

The cyclic model allows us to explain the absence of the antimatters in the observable part of the Universe by space division of matter and antimatter in the first moment of the birth of the substance in the electromagnetic field.

Our proposed model of the Universe requires the experimental justification of the existence of anti-universe. It is obvious that there is no data of direct observation of anti universe, as 100 years ago there were no experimental facts, pointing directly to the planetary model of the atom. Rutherford took advantage of already known data about the electrical nature of the atom, and added resulting in an independent experiment to them. The planetary model of the atom was the result of a generalization of all these indirect data. The same indirect data of modern cosmology are known. Since they cannot be explained by the conventional (standard) model of the Universe, they are called "dark energy" and "dark matter". The symmetric model of the Universe explains these effects by long-range gravity and kinetic energy of the invisible anti universe on our universe.

Finally, the specificity of quantitative scope of the Absolute Universe theory, unlike GR is the twice

interval of variable values of speed of light, implementing at equal in both phases of the Universe, but only in the opposite sequence (from infinity to zero in the expansion phase, and from zero to infinity in the compression phase). The physical meaning of the infinite speed of light in the absence of matter has indefinitely large value, and zero speed – the value which can be taken for purely real phase of the Universe.

The resulting model of the Absolute Universe, built on a dynamic version of the geometry of Minkowski and Einstein's presentation of variables of speed of light, is an ideal model. Its development in the second, third, etc. approximations taking into account additional factors, turns it into a real model, embarking on the path of perfection, which has no end.

... IN THE SECOND APPROXIMATION

Specification of obtained solution can be achieved by establishing a quantitative relationship between the speed of light and the angle of the "light cone" of Minkowski geometry, as well as between the age of each of the stages of evolution of the Universe and the angle of the "light cone".

In order to do this, we use the Hubble law, alleging that the Universe is currently in the isotropic state, because the rate of expansion is the same in all directions. In the isotropic state of angles "light cone", represented by us as the model of the Universe are equal, respectively, for 90 and 270 degrees. And as the speed of the light in the Minkowski geometry is at the linear function of the angle of the "light cone", it becomes possible to establish the graphical relationship between these values.

However, according to the SR, the speed of light does not depend on the direction of the light source that is not a vector quantity. And that is why it does not vary by plus and minus signs in the phases of expansion and contraction. In this case how oppositely directed implementation process of implementation of speeds variable interval of light in the phases of expansion and contraction of the universe can be reflected?

This contradiction can be solved by reducing the variable of speed of light and the speed of the relative motion of two bodies of the Universe to the values practically equal, when the speed of these bodies at each stage is less than the speed of light only to small amount so that the kinetic energy of motion of the Universe at every stage fulfills the conditions necessary to meet maximum performance. Thus, it is postulated an important feature of the Absolute Universe: all bodies of the Universe, being a part of the universe and anti universe, involved in the movement, are almost equal to the speed of light. The speed of the relative motion of bodies built on the basis of this graph and the universe and anti universe is shown in Figure 5, and obtained data are summarized in Table 1. The absolute values of these variables are variables of the speed of light. We built this graph on two points with coordinates "90 degrees – (- 300,000 km/s)" and "270 degrees – (300000km/s)".

The principle of relativity as the basis of this work requires consideration of equally probable to obtain positive values of speeds of the bodies for the expansion phase and the same graph with negative – for the compression phase of the Universe in the form of a downward linear relationship. But as the simultaneous presentation of such mutually exclusive processes is not possible, a continuous process of movement of the Absolute Universe can be logically represented by reciprocating wave with the change of the ascending graph lines on downward. The periodicity of the evolution of the Absolute Universe unlike one of the cyclic movement of the Universe assumes the character of double cycling. In other words, the evolution of the Absolute Universe is not a simple sum of the evolutions of countless Universes, and already in the first stage of the study has supra-universal features. In order to calculate the travel time of all stages of evolution of the Universe we will use a similar linear dependence on the angle of the time of "the light cone" of Minkowski geometry. In the image coordinates' "time is the angle of the "light cone" we make point corresponding to the argument.

90 degrees and 15 billion years meet the modern age of the Universe. We connect this point a straight line from the beginning of the system of reference and extend it to the point that corresponds to the

argument of 180 degrees. Infinite time responds to this stage of phase of the expansion phase of the Universe. Infinite time in the absence of the electromagnetic field has the value of an indefinitely large magnitude. The graph (Figure 5) displays such value as a vertical dashed straight line. From this graph, we can find time of any stage of the evolution of the Universe.

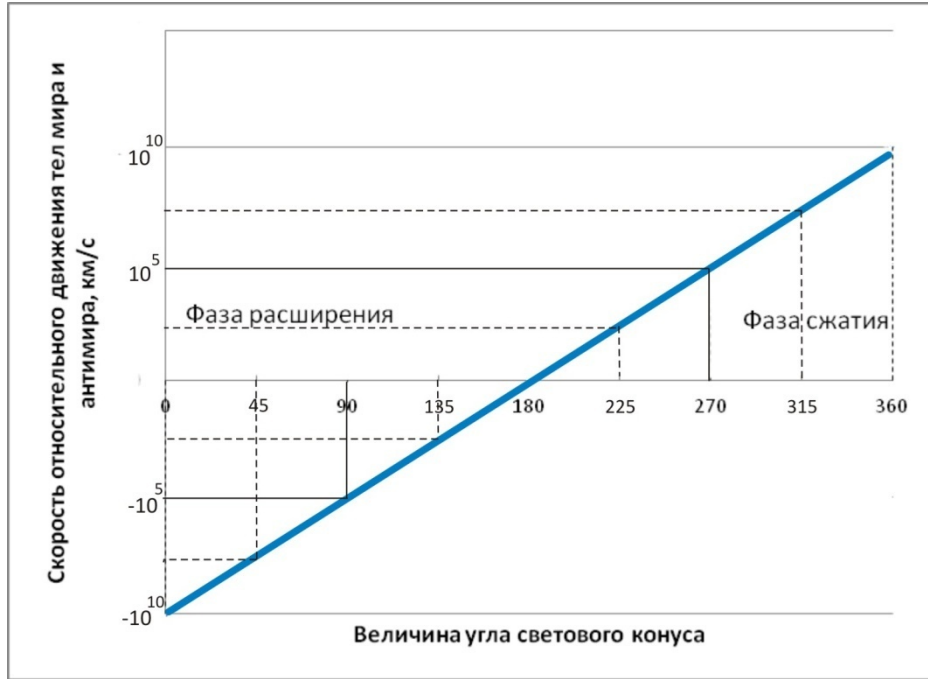


Figure 5 - Changes variance of speeds of the relative movement of bodies in the cycle of the Universe

Table 1 - The speeds of the relative movement of bodies of the Universe, in accordance with the stages of their movement

Expansion phase		Compression phase	
«Light cone» angle	Time of stages of the evolution in the Earth year	«Light cone» angle	Time of stages of the evolution in the Earth year
0	-10^{10}	210	$7 \cdot 10$
30	$-7 \cdot 10^8$	240	$5 \cdot 10^3$
60	$-9 \cdot 10^6$	270	$3 \cdot 10^5$
90	$-3 \cdot 10^5$	300	10^7
120	$-4 \cdot 10^3$	330	$7 \cdot 10^8$
150	$-7 \cdot 10$	360	10^{10}
180	0		

Time of the compression phase of the Universe we define on the principle of reversibility of time in comparison with the expansion phase when the angle of the "light cones" of Minkowski geometry varies from 180 to 360 degrees (Figure 6) Table 2.

Thus, we solve the cosmological problems in *the second approximation* with the establishment of the basic indicators of the evolution of the Universe: a variable of speed of light, the speed of the bodies of

the universe and anti universe, and the time of each of an infinite number of stages in the evolution of the Universe.

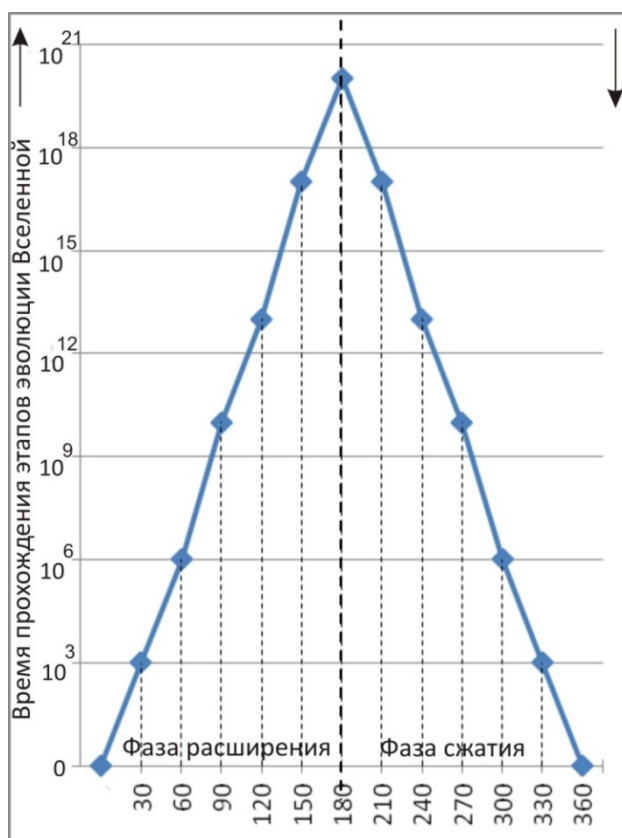


Figure 6 - Graph of age stages of evolution of the Universe, forming two "arrows of time"

Table 2 - Time of each of the stages of evolution of the Universe, corresponding to the value of the angle of the "light cone"

Expansion phase		Compression phase	
«Light cone» angle	Time of stages of the evolution in the Earth year	«Light cone» angle	Time of stages of the evolution in the Earth year
0	0	195	$5 \cdot 10^{18}$
15	$3 \cdot 10$	210	$8 \cdot 10^{16}$
30	10^3	225	$2 \cdot 10^{15}$
45	$8 \cdot 10^4$	240	$5 \cdot 10^{13}$
60	$5 \cdot 10^6$	255	$7 \cdot 10^{11}$
75	$2 \cdot 10^8$	270	10^{10}
90	10^{10}	285	$2 \cdot 10^8$
105	$7 \cdot 10^{11}$	300	$5 \cdot 10^6$
120	$5 \cdot 10^{13}$	315	$8 \cdot 10^4$
135	$2 \cdot 10^{15}$	330	10^3
150	$8 \cdot 10^{16}$	345	30
165	$5 \cdot 10^{18}$	360	0
180	∞		

REFERENCES

- [1] Drozdov A.M., Zhokhov A.L., Drozdov E.A. Possible model of the universe (the Minkowski geometry and its application) // Proceedings of the XI International Kolmogorov readings. YAGPU, Moscow State University. **2011**. p.107-112.
- [2] Drozdov A.M., A.L. Zhokhov .The model of the evolution of the universe based on the geometry of variant.
- [3] Drozdov A.M., Makarenya A, A, A.L. Zhokhov. Periodic system to be completed as a whole to the prediction of physical properties elements.7-11 periods // Chemistry School **2014**, №8, p.4.
- [4] Minkowski // European social science journal. M.: MII, 3 (42), Volume 1, **2014**. S.8-17.

[5] Dirac P.A. Proc. Soc. A. 117. 610 (1928) 118. 356.

[6] Einstein A. Collection of scientific works in 4 volumes. V.1. 1965. pp 201, 219, 320, 383, 392.

[7] Einstein A. On the "cosmological problem". Collection of scientific works in 4 volumes. V. 2. 1966. p.612.

А.М. Дроздов¹, А.Л.Жохов², А.А.Юнусов³, А.А. Юнусова³

¹Украина, Кривой Рог, Криворож педагогикалық институты, Ұлттық университеттің филиалы;

²К.Д.Ушинский атындағы ЯМПУ, Ресей, Ярославль;

³Халықаралық Гуманитарлық-Техникалық университеті. Шымкент, Қазақстан

КОСМОЛОГИЯЛЫҚ МӘСЕЛЕЛЕРДІ ШЕШУДІҢ ЖУЫҚТАУ САЛДАРЫ. (1-бөлім)

Аннотация: Бұл мақалада кез-келген алдын-ала берілген уақыт кезеңіндегі кеңістіктің қалпын анықтау тек қана циклдік моделдеу үшін ғана емес, аралық энтропия циклі нольге тең болған кезде, Кант-Лаплас детерменизм қағидасына сүйене отырып, эволюция механизмімен абсолютті тең жұмыс істейді. Сондықтан бұл уақыт аралығын неліктен өзін үлкен етіп көрсететіндігін анықтау мүмкін емес. Бұл осы авторлардың бірінің көтерген эволюциялық кеңістік құрылымы мен проблемаларының моделі туралы идеясы, бұрын біршама толықтырылып алынған. Риман геометриясын негізге ала отырып дайындалған бұл мақалада, космологиялық мәселелерді шешудің алты жуықтау салдарын пайдаланып әлем эволюциясының көрінісін анықтау.

Тірек сөз: космологиялық мәселелер, қолданыс облысы ортақ салыстырмалы қағидалар, Минковский геометриясының п-өлшеуіш нұсқасы, әлемнің эволюциялық топтамасының моделі, жарық қозғалысының айнымалы мағнасы, химиялық элементтер жүйесінің мерзімді эволюциясы, метaperиод, «уақыт жүйіріктігі» әлемінің топтамасы, абсолютті әлем, өмір мен ақылдың физикалық табиғатының феномені.

УДК378; 533.73.5

А.М. Дроздов¹, А.Л. Жохов², А.А. Юнусов³, А.А. Юнусова³

¹ Украина, Кривой Рог, Криворожский педагогический институт, филиал Национального университета;

²Россия, ФГОУ ВПО Ярославский государственный педагогический университет им. К.Д. Ушинского, кафедра МА и ТиМОМ, Россия, (Ярославль, ул. Республиканская, д. 108);

³Международный гуманитарно-технический университет (160012, г. Шымкент, ул.А. Байтурсынова, Республика Казахстан)

РЕШЕНИЕ КОСМОЛОГИЧЕСКОЙ ПРОБЛЕМЫ В ПРИБЛИЖЕНИЯХ. (Часть-1)

Аннотация: Определить состояние Вселенной в любой наперед заданный момент времени можно лишь для ее циклической модели, в которой энтропия цикла равна нулю, а механизм эволюции работает абсолютно точно, подчиняясь принципам детерминизма Канта-Лапласа. Границы цикла с предельно высокой вероятностью могут быть установлены границами количественной области применения ОТО. Поскольку эта область проявляет себя за огромный отрезок времени, то определить ее опытным путем невозможно. В статье предложен опосредственный путь на основе определения пределов структурных превращений динамического варианта геометрии Минковского, группа преобразований которой выступает инвариантной группе преобразований ОТО. Взятая за основу вместо геометрии Римана, она позволила осуществить решение космологической проблемы в шести приближениях с определением важнейших количественных показателей эволюции Вселенной.

Ключевые слова: космологическая проблема, область применения общей теории относительности, п-мерный вариант геометрии Минковского, циклическая модель эволюции Вселенной, интервал переменных значений скорости света, эволюция периодической системы химических элементов, метaperиод, «стрелы времени» цикла Вселенной, Абсолютный мир, физическая природа феноменов жизни и разума.

NEWS

OF THE NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF THE REPUBLIC OF KAZAKHSTAN

PHYSICO-MATHEMATICAL SERIES

ISSN 1991-346X

Volume 1, Number 311 (2017), 36 – 45

A.M. Drozdov¹, A.L. Zhokhov², A.A. Yunusov³, A.A. Yunusova³

¹ Ukraine, Krivoy Rog pedagogical Institute, branch of National University Email: lmzn.vkt@gmail.com;

² K.D.Ushinskiy Yaroslavl State Pedagogical University, Yaroslavl, Russia. ya.lvovich2012@yandex.ru;

³ International Humanitarian and Technical University, Yunusov1951@mail.ru

**SOLUTION OF THE COSMOLOGICAL PROBLEM
IN THE APPROXIMATIONS. (PART-2)**

Abstract. To determine the state of the Universe at any pre-specified time it is possible only to a cyclic model in which the entropy of a cycle is equal to zero, and the mechanism of evolution works exactly obeying the principles of Kant-Laplace determinism. The loop with extremely high probability can be established by boundaries quantitative applications of General relativity. As this area manifests itself for a huge period of time, it is impossible to determine it empirically. The article suggests the mediate path based on the determination of the structural transformations limits of dynamic variant of Minkowski geometry, which group of transformations is invariant. Taken as a basis instead of the Riemann geometry, it is possible to carry out the solution of the cosmological problem in six approximations with the definition of the most important quantitative indicators of the Universe evolution.

Key words: cosmological problem, the scope of the general theory of relativity, n-dimensional version of the Minkowski geometry, cyclic model of the evolution of the Universe, the range of values of variables, speed of light, evolution of the periodic table of chemical elements, metaperiod "arrow of time" cycle of the Universe, Absolute Universe, the physical nature phenomena of life and intelligence.

... IN THE THIRD APPROXIMATION

Only singular state of matter (electromagnetic and neutron) and the areas located near them, do not represent the nuclear state of matter. All other evolution stages of the Universe are represented by the atomic structure of matter. It determines the next most important aspect of the cosmological problems concerning the evolution of the chemical elements, because this process comprises the organic unity of the evolution process of the Universe.

Currently, there is a tendency among scholars to consider the periodic law and the DI Mendeleev periodic system of chemical elements justified by only quantum mechanical theory of atomic structure. It explained the cause of the periodicity in the structure of atoms and elements and found space correlation of element, group and period of quantum numbers. But this theory did not find a correlation to the largest structural unit of the periodic system - dyads established by Rydberg in the early 20th century, [14] [Rydberg 1914: 145]. Probably, such a justification of dyad to be expected on the part of the evolutionary theory of the periodic system, not yet created, but intuitively formulated at the end of the XIX century as the doctrine of inorganic Darwinism [10] [Cedars 1976: 52-56].

In the second half of the XX century, there was a question about the upper boundary of the periodic system, which undoubtedly is also a matter of the evolution of the chemical elements. The method of Mendeleev "atom-analogy" makes it impossible to predict its upper border. The forecast is carried out based on the phenomenon of radioactivity and hypothetical nuclear shell model, as well as stemming from it "magic numbers" of nucleons. Blur periodicity in heavy atoms, allegedly shows the exhaustion of the total volume of the system in the area of the second hundred of the chemical elements.

The quantum-mechanical theory, in Bohr's testimony [3] [Bohr 1970: 291] and Sommerfeld [9] [Sommerfeld 1956: 134], was based on the chemical systematics and spectroscopic data material. Of them spectroscopic data was only subjected to statistical processing, as chemical systematics of the periodic

system had already contained the results of the previous statistics (time, group and element place). In the quantum model of the atom, they found the exact deflection in quantum numbers.

Obviously, the new theory of the periodic system should be built if there is solution of another fundamental problem and not described atomic theory of the structural units of the system. System has both of them as an evolutionary problem and the biggest structural unit, not an explanation. Let us clarify this.

If a number of periods: 1 2 3 4 5 6 7 is connected to electronic

2 8 8 18 18 32 32

filling of the atomic shells, then a number of dyads:

1 11 111 1Y

4 16 36 64

is not connected to any quantum-mechanical information.

It is natural to assume that together with a number of elements varieties of periods and of dyads constitute three levels of organization of the periodicity of chemical elements:

- 1) dependence of the properties of elements of atomic number (Z),
- 2) dependence of the periods power on period atomic number (n)
- 3) dependence of the dyad power on the atomic number of dyad (Q).

This makes it possible to use the method of statistical processing of the periodic system data in relation to the three levels of the periodicity organization.

It should be noted that consideration of the periodicity is still limited to only the first level, for which, unlike the other two, it is known a lot of numbers (figure 7). Such a different representation of these levels requires to take as a basis of method the research of the second and third levels of the periodicity organization receiving for them the same set as for the first level [6] [Drozdov 2012: 5].

By summing the values of certain chemical elements within the periods we get a series of numbers that characterize the power of periods - number of periods. Set of period numbers is due to a variety of used element parameters. Charts of these varieties suggest that in many cases there is no monotony of period power with an increase in its number (figure 8). Based on this and using the elements of the mathematical method of parabolic interpolation [4] [Bronstein 1965: 70], for the number of dyads we use not only the addition of the received power, but also subtracting the smaller from the larger numbers of periods within the dyad. Charts of dyads numbers are presented in figures 9, 10.

Statistical comparison of graphs of numbers of the three levels of periodicity organization indicates that a gradual transition from the first to the third level tends to mathematical simplification. If the first level graphics have a large number of breaks, and the graphics of the second level - fewer breaks, the third level graphics in general are expressed in a smooth curve in the form of a parabola. Only a few dyads numbers falls out of the picture, which can be explained either by an exception to the general rule, or submission to other functional relationship shown in figure 10 by reciprocating wave.

Preferableness of the second assumption can be justified as follows. If the first level of the periodicity organization made it possible to distinguish the period, and the second level - the larger structure - the dyad, the third level being equal to the first two, is to carry information about the new larger structural unit of the periodic system.

Thanks to their periodic properties the new structural unit of the system can be called meta-period. Evaluation of meta-period power, calculated according to the formula for a period of dyad $N = 2Q^2$, gives a value of 362 elements. Of these, 86 occurred in the first half-wave related to the phase of expansion of the Universe, and the rest - in the second half-wave related to the compression phase. This separation of some chemical elements in parts of meta-period coincides with the boundary of stability of elements. Indeed, the elements are stable from the beginning of the periodic system until the end of the sixth period that leaves no hope for the possibility of the existence of "islands of stability in a sea of instability" in G. Seaborg's words.

From the set out point of view, dyad - a certain stage (one-seventh part of it) in the implementation of the meta-period. Of these, six major periods of the cycle of one of the worlds of the Universe responds six dyads of meta-period represented by the atomic structure of matter. The meta-period serves as the largest structure of the periodic system because of the lack of information on chemical elements of the second, third and so on cycles of the Universe.

Clearly, the evolution of the periodic system of chemical elements acts as a special case of the evolution of the Universe, which allows to formulate *the law of evolution of the periodic system* in the following way: *the dyads number of meta-period is uniquely determined by the number of periods of the evolution cycle of one of the worlds of the Universe.*

Modern views on the upper boundary of the periodic system is extremely contradictory. According to one point of view, based on the structure of the nucleus, the volume of the system is limited to the second hundred. Opposite point of view (expressed by Goldanski), resulting from the postulates of quantum mechanics on the significance of the principal quantum number, admits a potential infinity of the system, just a few billion elements [10]. Developing by ourselves views about the oscillatory nature of evolution of the periodic system allow to find *dialectical (dialectic-physico-chemical) solution of these contradictions: an infinite number of elements in evolutionary terms is realized through the final series, described by meta-period.*

Thus, we obtain a *solution of cosmological problems in the third approximation.*

... IN THE FORTH APPROXIMATION

Calculated amount (362) of chemical elements of the completed periodic system is very strictly meets its long-period form including the s-, p-, d-, f-, g-, h- elements. This form of the system is shown in figure 11. Conducted research [8] [Drozdov 2014: 4] showed that the author's form of the system makes it possible to forecast the physical properties of the elements of compression phase of the Universe. At first, prediction can confine the physical properties of the four main groups of elements: alkaline, earth metals, halogen and inert gases.

For this we use a method based on the known (logarithmic form) depending of the physical quantity on the other serving as an argument, in this case, the logarithm of the principal quantum number or numbers of the system period. Obtained in this graphic linear dependences can be extrapolated to the region 7-11 of periods of the compression phase of the Universe.

Composed graphic dependences are characterized by high rates of approximation. They allowed to carry out the forecast for the atomic masses, radii of atoms and ionization potentials for the four groups of elements of the compression phase of the Universe. However, in order to save space in the article one graph is given as an example (Fig. 12). It corresponds to the approximation factor of 0.994.

The quantitative results of the executed forecast are summarized in Tables 3-4. The necessary reference values are taken from the reference data [11] [Komova 1964: 172]. The values of obtained physical properties show the growth of metal and weakening metalloid properties, which may indicate the high reactivity of the elements of the compression phase of the Universe.

Thus, it was given a *fourth* (at the level of the substance) *approximation of the regarded problem of the evolution of the Universe.*

... IN THE FIFTH APPROXIMATION

Among many cosmological ideas of the XX century, such one was expressed according to which in the cyclic Universe model it is implemented only one "arrow of time" - entropy. In this model of the Universe cyclicality is artificial, since the movement of the Universe is put only one initial (?) yield - "Zero - time point", while the cyclic movement is possible only within the two limits. And each of them has to be a special qualitative state of matter. In the absence of the second limit backward movement (contraction) cannot be justified by the presence of only gravitational forces in the observable model of an expanding universe. On the expansion of the limit the system should enter into a state of maximum entropy, above which the entropy cannot be a factor in the spontaneous course of the process. In the phase of compression spontaneous movement should be determined not only by a factor of energy (gravity), but also ordering factor - the desire of system for maximum negentropy. Gravity as a weak force cannot in itself ensure the reversibility of time.

Striving for maximum negentropy will call into existence a new longer negentropic "arrow of time". If in the phase of the expansion the factor of gravitation (attraction) resisted the action of acceleration factors (kinetic energy and entropy), then in the compression phase gravity and negentropy act as factors of accelerated motion.

The representation of the "arrow of time" is closely related to the notions of physics and the phenomenon of life. The first concept ("arrow of time") combines the other two (the physics of the phenomenon of life). Moreover, if in the cyclic Universe only one "arrow of time" is implemented, this means that in nature there is only one orientation of events, only one physics. This version claims the absolute monopoly of the second law of thermodynamics in natural processes and makes it impossible to develop the natural scientific essence of life. Living organisms, not only not based on the increase in entropy, but are in relentless struggle with it in the ontogeny and phylogeny in the face of the one physics proclaimed the monopoly of the increasing process of entropy, and perform as miraculous phenomenon, random and not space.

However, in modern thermodynamics, there is no monopoly on the process of increasing entropy. The second law of thermodynamics admits along with the dominant orientation of events and also the opposite direction - decrease in entropy, although the likelihood of it is negligible. This means that the phenomenon of life has even a negligible, but quite natural scientific foundation. In order the phenomenon of life to acquire a truly cosmic sound it is necessary to recognize the second law of thermodynamics as symmetrical - in the scope of the universal cycle. In the expansion phase we will have to recognize entropic orientation of the physical events as dominant, entropic "arrow of time" and entropic physics, and in the compression phase - negentropic "arrow of time" and the same physics.

From the point of view of the symmetry of the 2nd law of thermodynamics, the phenomenon of life is a vivid manifestation in the environment of the dominant physical process of its opposite, which is dominant in the other phase of the cyclic Universe. In other words, *life in an expanding Universe reflects the orientation of events of physics of contracting Universe, and life in the contracting Universe reflects the focus of events of physics of entropy phase of the Universe.*

Thus, the solution of cosmological problem in the fifth approximation leads to the conclusion about the existence in the Universe of two physics and two biologies. Thus, the common opinion that thermodynamics cannot be used to explain as of the Universe and life phenomenon is unfounded, because it is not intended to describe a single object. Indeed, at infinite number of cycles in the absolute world it is infinite as the number of universes, and life phenomena, although in the half-cycle of the Universe life is a cosmic phenomenon in the singular in each of the worlds. The idea of two thermodynamic processes in the Universe cycle phases explains as a failure, haunting scientists in laboratory experiments on the creation of living organisms, and futile efforts to find extraterrestrial life and civilization. To turn inanimate matter into living organisms it is necessary a simultaneous birth of the whole living world. This will ensure the stability of the phenomenon of life against the destructive action of the dominant physical process by creating its own habitat. Our earthly Oasis and civilization are unique in one of the worlds of expansion phase of the Universe. Here we are alone! But it can be not only an occasion for grief. This idea gives to humanity the divine face. We stand on the threshold of the noosphere creation.

One of the immediate practical values of this research is the conclusion of senseless expenditure of funds and energy to the search for extraterrestrial life. Such seemingly pessimistic conclusion is obtained from *the fifth approximation of theorizes.*

IN THE SIXTH APPROXIMATION

Along with the phenomenon of life it is another important cosmological phenomenon - the mind. At first glance it seems that the mind is only the predicate of the phenomenon of life, and it is the only cosmic in the framework of the living. However, almost centenary development of cybernetics showed that the mind, unlike life phenomenon, can be simulated in the laboratory on inorganic matrix. This acquired independence of mind from the phenomenon of life underlines the status of the cosmological independence of mind in the Universe.

However, opponents may argue that cybernetics is able to simulate only the elements of the mind, not the mind as a whole, although the majority of specialists in cybernetics denies the existence of any analogy between human and artificial intelligence. Of those scientists who believe in the possibility of machine intelligence, it is possible to refer to N.N. Amosov [2], who believes that the machine will have artificial intelligence only when all the intellectual properties of a person will be recorded in its program.

Contrary to this statement the authors of this article believe that for artificial intelligence it is necessary to enter into the computer the additional program, modeling is only one important human

quality, in order the machine today to acquire the ability to reason and think [7 [Drozдов 2014: 4]]. In the author's model the human intellect is represented by two levels: the conscious and the subconscious. Consciousness is directly related to the will of the individual, and therefore inherent in all higher animals. It is switched off in sleep and when introduction of a tranquilizer to the organism. The most developed consciousness is represented in person in the form of imagination (inner peace), which is the basis of language, logic and thinking.

The subconscious - is folded process of will, which manages by automatic acts. Subconscious in developed form is manifested in the form of inner sense - intuition, which sometimes works even in the sleep state of consciousness. Both levels are equal and complementary to each other in an intellectual act, both are addressed to the same part of the brain - the cerebral cortex.

In terms of this concept, the computer does not have any analogue of consciousness or an analog of the subconscious, because deprived of free will and acts according to the will of the programmer and operator. Modern computer is a model of the "hypnotic sleep" of human, that is the subconscious, acting under the influence of the programmer and operator. The closest solution to artificial consciousness is robotics, modeling ability of the machine to the arbitrary actions. Message PC of free will is possible through the linking of arbitrary action with the task of the computer survival in the environment.

The problem of free will programming is solved by the extended Everett concept as a choice by subject of alternatives of behavior from all available in a superposition of only those that seem to it attractive (for example, those which are favorable for life) [M.V. Menski [12]]. The computer that runs on one of the well-known programs, is installed an additional program, which simulates the arbitrary actions that are closely linked with the survival capacity of the computer in the natural and social environment.

This all-round "care" of the computer about itself necessary for the freedom of the will, is the same as the third law of robotics by Isaac Asimov [1]. Computer awakening to the consciousness from "hypnotic sleep" should occur, first of all, in violation of the contact of the operator and the machine that will take some time for the initiation of awakened machine intelligence to the norms, comfortable for human (the period, like person education).

Statement of the possibility of the existence of the mind on the inorganic matrix regardless of the phenomenon of life gives it a universal status of autonomy (GOD status), which is the result of the cosmological problem solving in the sixth approximation.

Conclusions

1. Formulation of the cosmological problem restricts the choice of the Universe model of the cyclic variant with two outside movements and constant for all cycles the frequency and the length of the oscillation wave.

2. Range of motion of the Universe is defined by scope of general relativity, and the last - in quantitative terms - is determined by the interval of variable values of light speed.

3. A. Einstein adopted in science the idea of a variable speed of light in a variable gravity, but left uncertain the interval of variable speed of light values, and with it a quantitative expression of the field of application of general relativity.

4. If this interval of variable "c" values is implemented in the Universe during the process of its evolution, then to define it empirically is impossible, for which the indirect method is needed - theoretical, associated primarily with the formulation of a system of *axioms*.

5. In this paper we propose a method for determining the interval of speed of light variable values by examining the limits of changing the structure of the Minkowski geometry in its dynamic version, which puts the values of variables of speed of light from infinity to zero.

6. Thus, the transformation group of the Minkowski geometry becomes invariant with respect not only to the group of transformations of the classical theory of relativity, but also with the transformation group of general relativity, which allows to consider its dynamic version in general case, and the Galilean and Riemann geometries in particular cases, from the point of view of the correspondence principle.

7. To this end, a n-dimensional version of Minkowski geometry was carried out with definition in its structure area of two gravitating masses in the form of lenticular lenses; this geometry rendered interpretation of a snapshot of one of the stages of the Universe evolution.

8. The imposition on it the interval of variable speed of light values made it possible to obtain the geometric model of the Universe evolution in the volume of all stages of the cycle, to set a graph of the vibrational motion and to formulate the periodic law of the Universe evolution, which was the result of a decision of the cosmological problem in the first approximation.

9. On the basis of this Universe model it was obtained the solution of cosmological problems in the next five approximations to the calculation of variables values of speed of light, the speed of the relative motion of bodies of the world and anti-world, the age of all the stages of the Universe evolution, obtained new, the largest structure of the periodic system of chemical elements as the main indicator of its evolution, built long-period form of completed periodic system, a quantitative forecast of the physical properties of the Universe compression phase elements, given a physical justification of cosmology of life and mind.

10. Statement of the possibility of the existence of mineral-based mind with entropic "arrow of time" gives it the status of universal autonomy as the second, along with the phenomenon of life, negentropy phenomenon.

11. The solution of the cosmological problem has been obtained on the basis of the nomination of two new interrelated theories: the theory of Absolute world, as the highest branch of relativity, and the theory of evolution and the periodic system of chemical elements.

12. Further description of this model of the Universe represented by the particle (world and antiworld) and gravitational wave, should, in our view, and can be described in terms of wave-particle duality of De Broglie.

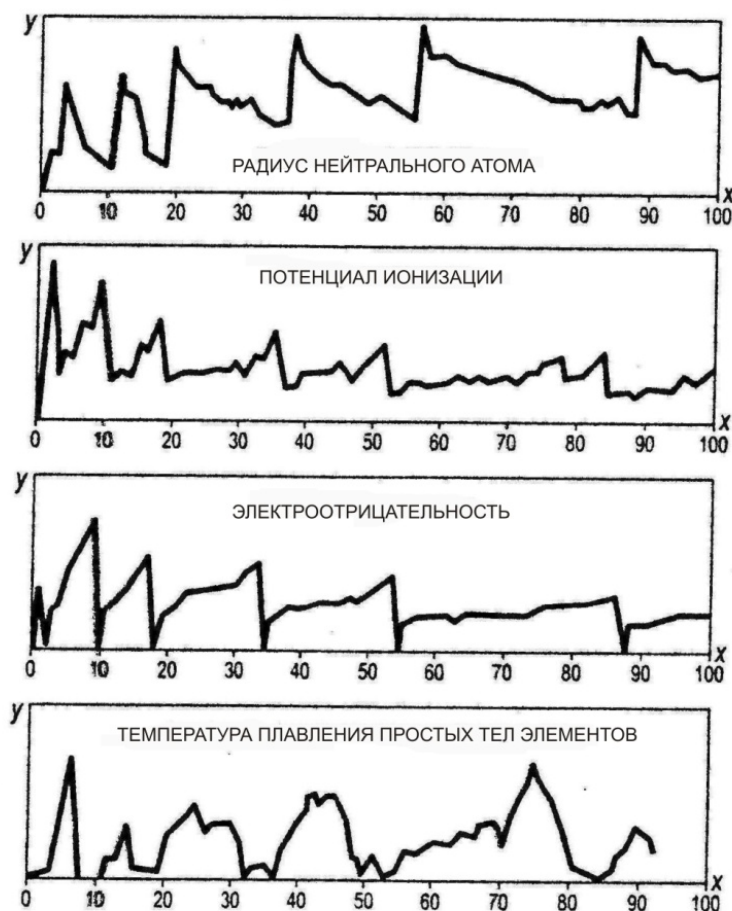


Figure 7 - Number of elements

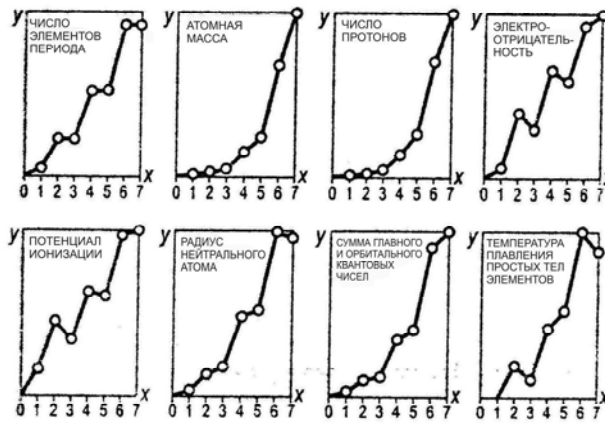


Figure 8 - Number of periods

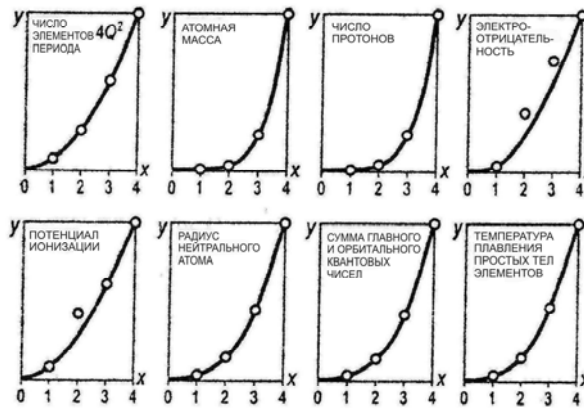


Figure 9 - Number of dyads obtained by summing the power of periods

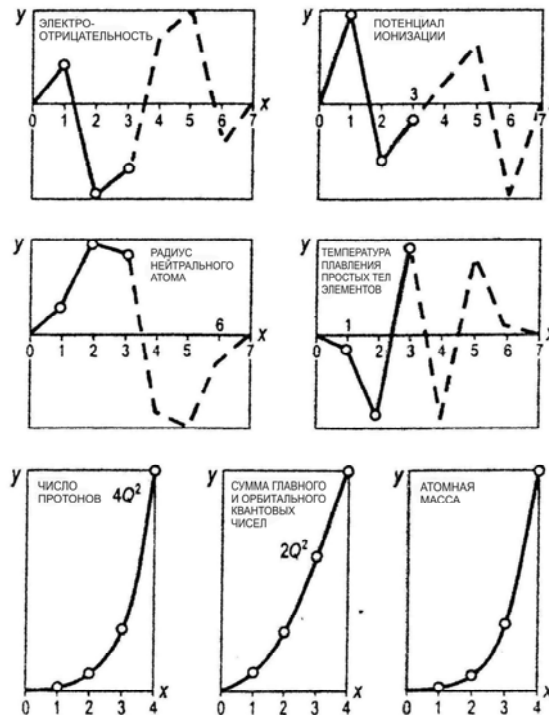


Figure 10 - Number of dyads received by subtracting power difference between the periods

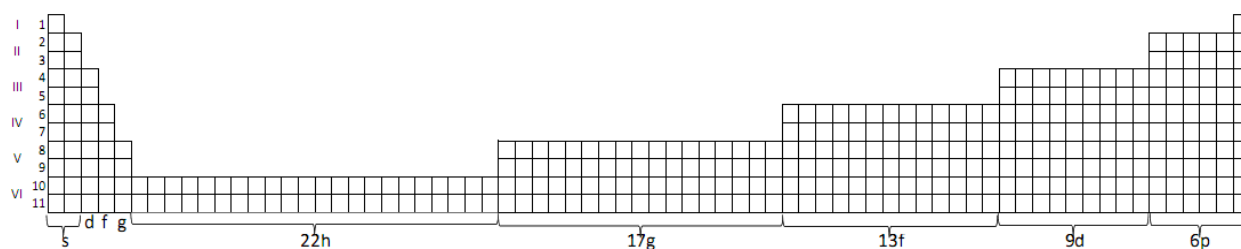


Figure 11 - Completed periodic system of elements in the amount of 362 (A.M. Drozdov)

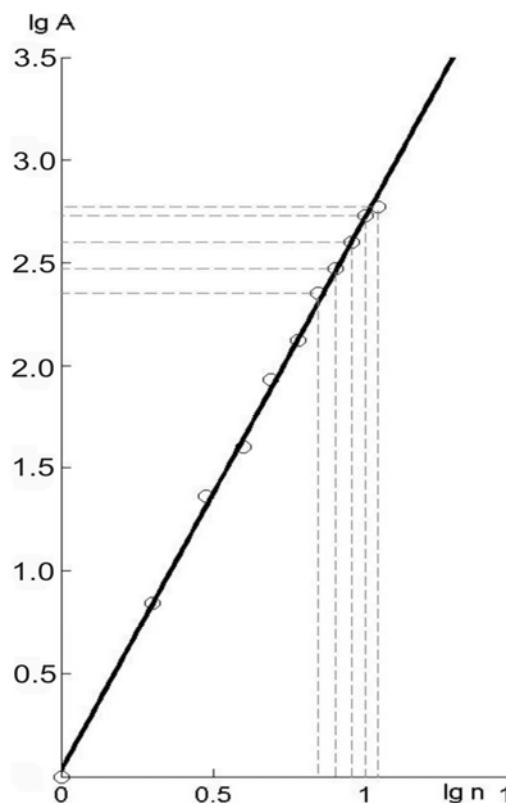


Figure 12 - Logarithmic graph of dependence of the atomic weight of the alkali metal on the atomic number of the period or of the principal quantum number (A.M. Drozdov, A. Yunusov)

Table 3 - The relative atomic mass of the elements from 1 to 11 period

№ of period n	lg n	Alkaline metals		Alkaline-earth metals		Gallogens		Inert gases	
		A	lg A	A	lg A	A	lg A	A	lg A
1	0	-	-	-	-	-	-	4	0.602
2	0.300	6.941	0.845	9.013	0.954	19.0	1.279	20.183	1.305
3	0.477	22.990	1.362	24.3	1.385	35.45	1.549	39.9	1.601
4	0.601	39.098	1.601	40.08	1.602	79.91	1.902	83.85	1.923
5	0.690	85.468	1.932	86.83	1.938	126.9	2.104	131.3	2.117
6	0.778	132.91	2.124	137.38	2.136	210.0	2.322	222.0	2.346
FORECAST OF ATOMIC MASS									
7	0.845	223	2.35	226.05	2.354	263	2.42	282	2.45
8	0.903	295	2.47	302	2.48	380	2.58	355	2.55
9	0.954	397	2.599	398	2.50	489	2.69	468	2.67
10	1.000	537	2.73	549	2.74	616	2.79	602	2.78
11	1.041	589	2.77	631	2.80	813	2.91	813	2.91

Table 4 - Forecast of radii of neutral atoms and ionization potential of elements

The principal quantum number of the number of periods	Alkaline metals		Alkaline-earth metals		Gallogens		Inert gases	
	R(A°)	μ (volt)	R(A°)	μ (volt)	R(A°)	μ (volt)	R(A°)	μ (volt)
1	-	13.5	-	-	-	-	1.22	24.5
2	1.56	5.4	1.11	9.3	0.64	18.60	1.6	21.5
3	1.92	5.1	1.6	7.6	0.99	13.0	1.91	15.7
4	2.38	4.3	1.97	6.1	1.14	11.8	2.01	13.9
5	2.51	4.2	2.15	5.7	1.33	10.4	2.20	12.1
6	2.51	4.2	2.15	5.2	1.58	9.30	2.34	10.7
Forecast of radii of neutral atoms and ionization potential of elements								
7	2.98	3.09	2.63	4.78	2.2	8.32	2.67	10.0
8	3.38	2.29	2.82	4.46	2.27	7.58	2.69	9.5
9	3.54	2.13	3.02	4.16	2.29	6.91	2.82	7.05
10	3.80	1.95	3.23	3.89	3.2	6.60	3.02	6.45
11	4.16	1.77	3.46	3.7	3.4	5.89	3.09	6.02

REFERENCES

- [1].Azimov. A. I am a robot. K.:Veselka. **1987**. 271 p.
- [2] Amosov H.H. Algorithms of reason. K.: Naukova dumka. **1965**. 164 p.
- [3] .Bor N. Select scientific works, т.1. M.: Science. **1970**. p. 291.
- [4] .Bronshsteyn I.N., Semendyaev E.A. Reference book on mathematics. M.: Science. **1965**. P.70.
- [5] Dirak P.A. Proc. Soc. A. 117. 610 (1928) 118. 356.
- [6] Drozdov AM Makarenya AA Starova TV A new approach in the study of the upper border. Periodic system // Chemistry at school, **2012**, №9, p.5-9.
- [7] Drozdov A.M., Drozdov E.A., Strigunov V.I. Modeling intelligence subconsciousness. Philosophical studies // **1993**, №1, p. 161-169.
- [8] Drozdov A.M., Makarenya A.A., A.L. Zhokhov. Periodic system to be completed as a whole to the prediction of the physical properties of the elements 7-11 periods // Chemistry School **2014**, №8, p.4.169.
- [9] Sommerfeld A. Atomic structure and spectra. - M.: Publishing. tehn. liter. **1956**. P.134.
- [10] Cedrov B.M. Theoretical foundations of materialist dialectics // Problems of Philosophy, **1976**, №12, p. 52-66.
- [11] E.G. Komov. Group of chemical asteroids. M.: Education. **1964**. p.172.
- [12] M. Menski. Quantum measurements, the phenomenon of life, and time arrow: three great problems // Successes of physical sciences, т.177, №4, **1995**, p 422.
- [13] Perelman V.I. Quick Reference chemist. Third Edition. **1954**. P.15.
- [14] Rydberg I. The originals of the elements and the high frequency spectra // Phil. Mag. **1914**. Vol. 28. P. 144-149.

А.М. Дроздов¹, А.Л.Жохов², А.А. Юнусов³, А.А. Юнусова³

¹Украина, Кривой Рог, Криворож педагогикалық институты, Ұлттық университеттің филиалы.

²К.Д.Ушинский атындағы ЯМПУ, Ресей, Ярославль.

³Халықаралық Гуманитарлық-Техникалық университеті. Шымкент, Қазақстан.

КОСМОЛОГИЯЛЫҚ МӘСЕЛЕЛЕРДІ ШЕШУДІҢ ЖУЫҚТАУ САЛДАРЫ. (2-БӨЛІМ)

Аннотация: Бұл мақалада кез-келген алдын-ала берілген уақыт кезеңіндегі кеңістіктің қалпын анықтау тек қана циклдік моделдеу үшін ғана емес, аралық энтропия циклі нольге тең болған кезде, Кант-Лаплас детерменизм қағидасына сүйене отырып, эволюция механизмімен абсолютті тең жұмыс істейді. Сондықтан бұл уақыт аралығын неліктен өзін үлкен етіп көрсететіндігін анықтау мүмкін емес. Бұл осы авторлардың бірінің көтерген эволюциялық кеңістік құрылымы мен проблемаларының моделі туралы идеясы, бұрын біршама толықтырылып алынған. Риман геометриясын негізге ала отырып дайындалған бұл мақалада, космологиялық мәселелерді шешудің алты жуықтау салдарын пайдаланып әлем эволюциясының көрінісін анықтау.

Тірек сөздер: космологиялық мәселелер, қолданыс облысы ортақ салыстырмалы қағидалар, Минковский геометриясының n-өлшеуіш нұсқасы, әлемнің эволюциялық топтамасының моделі, жарық

қозғалысының айнымалы мағнасы, химиялық элементтер жүйесінің мерзімді эволюциясы, метапериод, «уақыт жүйріктігі» әлемінің топтамасы, абсолютті әлем, өмір мен ақылдың физикалық табиғатының феномені.

УДК378; 533.73.5

¹А.М. Дроздов, ²А.Л. Жохов, ³А.А. Юнусов, ³А.А. Юнусов

¹ Украина, Кривой Рог, Криворожский педагогический институт, филиал Национального университета;

²Россия, ФГОУ ВПО Ярославский государственный педагогический университет им. К.Д. Ушинского, кафедра МА и ТиМОМ, Россия, (Ярославль, ул. Республиканская, д. 108);

³Международный гуманитарно-технический университет (160012, г. Шымкент, ул.А. Байтұрсынова, Республика Казахстан)

РЕШЕНИЕ КОСМОЛОГИЧЕСКОЙ ПРОБЛЕМЫ В ПРИБЛИЖЕНИЯХ. (ЧАСТЬ-2)

Аннотация: Определить состояние Вселенной в любой наперед заданный момент времени можно лишь для ее циклической модели, в которой энтропия цикла равна нулю, а механизм эволюции работает абсолютно точно, подчиняясь принципам детерминизма Канта-Лапласа. Границы цикла с предельно высокой вероятностью могут быть установлены границами количественной области применения ОТО. Поскольку эта область проявляет себя за огромный отрезок времени, то определить ее опытным путем невозможно. В статье предложен опосредственный путь на основе определения пределов структурных превращений динамического варианта геометрии Минковского, группа преобразований которой выступает инвариантной группе преобразований ОТО. Взятая за основу вместо геометрии Римана, она позволила осуществить решение космологической проблемы в шести приближениях с определением важнейших количественных показателей эволюции Вселенной.

Ключевые слова: космологическая проблема, область применения общей теории относительности, п-мерный вариант геометрии Минковского, циклическая модель эволюции Вселенной, интервал переменных значений скорости света, эволюция периодической системы химических элементов, метапериод, «стрелы времени» цикла Вселенной, Абсолютный мир, физическая природа феноменов жизни и разума.

NEWS

OF THE NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF THE REPUBLIC OF KAZAKHSTAN

PHYSICO-MATHEMATICAL SERIES

ISSN 1991-346X

Volume 1, Number 311 (2017), 46 – 54

A.M. Drozdov¹, A.L. Zhokhov², A.A. Yunusov³, A.A. Yunusova³

¹ Ukraine, Krivoy Rog pedagogical Institute, branch of National University Email: lmzn.vkt@gmail.com;

² K.D.Ushinskiy Yaroslavl Yaroslavl State Pedagogical University, Yaroslavl, Russia. ya.lvovich2012@yandex.ru;

³ International Humanitarian and Technical University Yunusov1951@mail.ru

SOLUTION OF THE COSMOLOGICAL PROBLEM IN THE APPROXIMATIONS (PART-1)

Abstract: To determine the state of the Universe at any pre-specified time it is possible only to a cyclic model in which the entropy of a cycle is equal to zero, and the mechanism of evolution works exactly obeying the principles of Kant-Laplace determinism. The loop with extremely high probability can be established by boundaries quantitative applications of General relativity. As this area manifests itself for a huge period of time, it is impossible to determine it empirically. The article suggests the mediate path based on the determination of the structural transformations limits of dynamic variant of Minkowski geometry, which group of transformations is invariant. Taken as a basis instead of the Riemann geometry, it is possible to carry out the solution of the cosmological problem in six approximations with the definition of the most important quantitative indicators of the Universe evolution.

Key words: cosmological problem, the scope of the general theory of relativity, n-dimensional version of the Minkowski geometry, cyclic model of the evolution of the Universe, the range of values of variables, speed of light, evolution of the periodic table of chemical elements, metaperiod "arrow of time" cycle of the Universe, Absolute Universe, the physical nature phenomena of life and intelligence.

УДК378; 533.73.5

А.М. Дроздов¹, А.Л. Жохов², А.А. Юнусов³, А.А. Юнусова³

¹ Украина, Кривой Рог, Криворожский педагогический институт, филиал Национального университета;

²Россия, ФГОУ ВПО Ярославский государственный педагогический университет им. К.Д. Ушинского, кафедра МА и ТиМОМ, Россия, (Ярославль, ул. Республиканская, д. 108);

³Международный гуманитарно-технический университет (160012, г. Шымкент, ул.А. Байтурсынова, Республика Казахстан),

РЕШЕНИЕ КОСМОЛОГИЧЕСКОЙ ПРОБЛЕМЫ В ПРИБЛИЖЕНИЯХ (ЧАСТЬ-1)

Аннотация. Определить состояние Вселенной в любой наперед заданный момент времени можно лишь для ее циклической модели, в которой энтропия цикла равна нулю, а механизм эволюции работает абсолютно точно, подчиняясь принципам детерминизма Канта-Лапласа. Границы цикла с предельно высокой вероятностью могут быть установлены границами количественной области применения ОТО. Поскольку эта область проявляет себя за огромный отрезок времени, то определить ее опытным путем невозможно. В статье предложен опосредственный путь на основе определения пределов структурных превращений динамического варианта геометрии Минковского, группа преобразований которой выступает инвариантной группе преобразований ОТО. Взятая за основу вместо геометрии Римана, она позволила осуществить решение космологической проблемы в шести приближениях с определением важнейших количественных показателей эволюции Вселенной.

Ключевые слова: космологическая проблема, область применения общей теории относительности, *n*-мерный вариант геометрии Минковского, циклическая модель эволюции Вселенной, интервал переменных значений скорости света, эволюция периодической системы химических элементов, метaperиод, «стрелы времени» цикла Вселенной, Абсолютный мир, физическая природа феноменов жизни и разума.

Данная статья, посвященная решению космологической проблемы, является началом таких прикладных исследований в области мегамира на основе авторских модели и теории Абсолютного мира. Таким образом, новый этап авторских исследований мегамира и его результаты вызвали необходимость в написании этой статьи. К настоящему времени она уже опубликована в 2016 году в «Международном журнале экспериментального образования» №3 (часть II). В данной варианте статьи построенная Модель эволюционирующей Вселенной даётся в нескольких приближениях, напрямую выводящих в практику её применения.

... В ПЕРВОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

Космологическая проблема, сформулированная в 20 столетии, гласит: определить состояние Вселенной в любой наперед заданный момент времени [6] [Эйнштейн А. 1966: 612]. Такое определение накладывает ограничение на выбор модели эволюции Вселенной: решение космологической проблемы возможно лишь для модели циклической Вселенной, в которой частота колебаний и длина волны неизменны для всех мыслимых циклов.

Чем же определяются пределы, в каких совершается колебательное движение циклической Вселенной? Очевидно, они определяются областью применения ОТО. Однако, А.Эйнштейн определил эту область подобно всеобщим законам сохранения энергии, массы и т.д. качественно, как всеобщую, что явно недостаточно для решения космологической проблемы. Количественная же область применения ОТО до сих пор не известна. Таким образом, начало в решении космологической проблемы должно быть заключено в количественном определении области применения ОТО.

Поскольку область применения ОТО есть одновременно также и область движения Вселенной внутри ее двух пределов, то ее вначале надо определить не только пространственно (расстоянием), но и временно (длительностью) с помощью фундаментального параметра. Таким фундаментальным параметром является скорость света, которая принята для классической теории относительности равной бесконечно большой в сравнении со скоростью любых тел, а для специальной теории относительности – конечной и постоянной в отсутствии или постоянстве гравитации. В СТО скорость света является верхним пределом движения тел. А так как ОТО включает в себя в качестве частных случаев классическую и специальную теории относительности, то и для ОТО показателем области применения должна быть скорость света. Однако она должна быть специфичной именно для ОТО. Эту специфику определил для ОТО Альберт Эйнштейн в качестве переменной величины в условиях переменного гравитационного поля [7] [Эйнштейн А1965: 210, 219, 320, 385, 392].

Отсюда ясно, что показателем области применения ОТО является не сама по себе переменная скорость света, а ее интервал, реализующийся в фазе расширения (сжатия) за невообразимо большой промежуток времени. Это исключает всякую возможность опытного определения его. Эйнштейн не предпринял попытку определения этого интервала, вероятно, понимая невозможность опытного его измерения и не видя иной возможности для этого.

В данной работе сделана попытка исследования возможного интервала переменных значений скорости света на основе изменения структуры динамического варианта геометрии Минковского. Сам Минковский подал пример динамического подхода к исследованию, доказывая инвариантность групп преобразований СТО и классической механики допущением: «Пусть «*c*» стремится к бесконечности». Тогда $1/c$ стремится к нулю (рис. 1), и геометрия Минковского превращается в геометрию Галилея[4] [Минковский Г. 1973: 173].

Идя вслед за Минковским, можно определить наряду с установленным им одним пределом другой предел путем исследования максимального превращения структуры динамической геометрии допущением: «Пусть «*c*» стремится к нулю». Тогда $1/c$ стремится к бесконечности, угол

«светового конуса» АОВ (рис.2) стремится к 180° , а фигура, подобная двуполостному гиперболоиду вращения, вырождается в две параллельные плоскости.

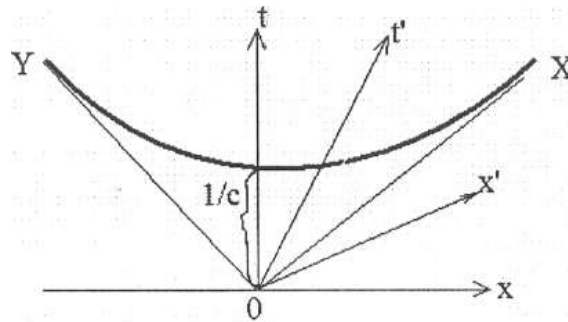


Рисунок 1 - Четырехмерная геометрия Минковского

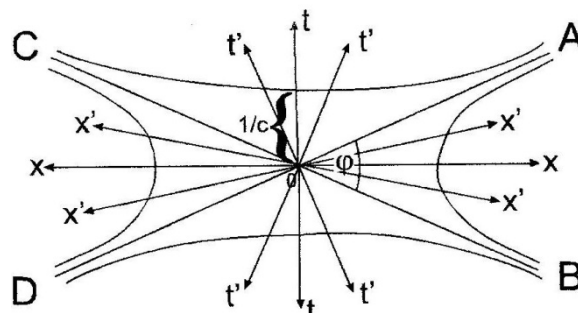


Рис.2. Плоскостное сечение симметричного варианта геометрии Минковского (АОВ – угол «светового конуса»)

Таким образом, динамический вариант геометрии Минковского обладает двумя пределами превращений: при « c » равной бесконечности её метрика вырождается в линию одномерного пространства, при « c » равной нулю – её метрика вырождается в цилиндрическое пространство. Сам же интервал переменных значений скорости света оказывается показателем количественной области применения ОТО.

Динамический вариант геометрии Минковского не отбрасывает геометрию Римана, а с позиции принципа соответствия превращает последнюю и геометрию Галилея и в её частные случаи, вступая в роль основной и ведущей геометрии естествознания.

Однако в ОТО, построенной для условия переменного гравитационного поля, не может быть использован 4-х мерный вариант геометрии Минковского, разработанный для обоснования специальной теории относительности (СТО). Ведь последняя справедлива для условия отсутствия или постоянства гравитации. Для ОТО необходим такой вариант геометрии Минковского, какой в её структуре отводит место тяготеющим массам. В этом отношении симметрия исходных фигур этой геометрии, подобных одно и двуполостному гиперболоиду вращения, а также метрика пространственно-подобных квадрантов позволяют определить в структуре геометрии Минковского область двух симметричных тяготеющих масс в виде двояковыпуклых линз.

При этом возникает необходимость в бесконечном количестве сопряженных между собой систем отсчета, поскольку геометрическое описание движения тел сводит тело любого размера к точке, а геометрическое рассмотрение движения объемного тела приводит к необходимости рассмотрения одновременного движения бесконечного количества точек. Бесконечное количество сопряженных систем отсчета для симметричной геометрии Минковского можно получить процедурой бесконечного плоскостного сечения, проходящего через ось симметрии. В результате получаем n -мерный вариант геометрии Минковского, являющийся одновременно и моделью моментального снимка одного из бесчисленных этапов эволюции Вселенной.

Такая геометрия представлена на рисунке 3. Она обладает наряду с основными элементами симметрии симметрией вещества и спинового вращения тел из-за неголономности пространства. К такой модели применимы закон симметрии вещества Дирака $E=2mc^2+T$ [5] [Dirac P.1928: 118] и

фейнмановская теория античастиц, согласно которой тела, описываемые моделью, можно назвать миром и антимиром.

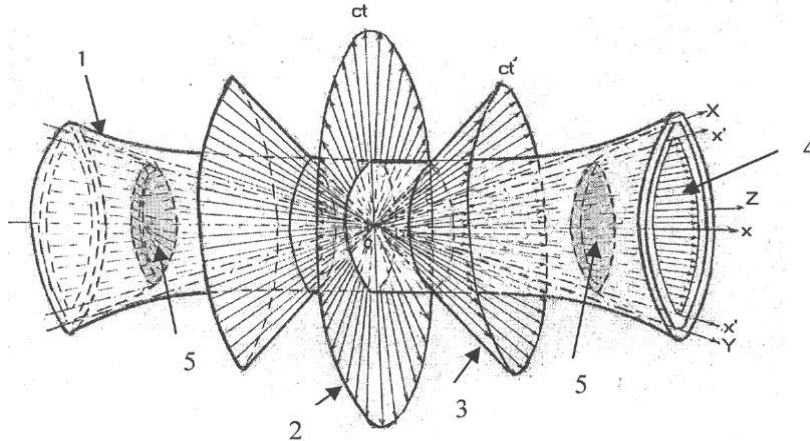


Рисунок 3 - N- мерный вариант геометрии Минковского.

1 - фигура, подобная однополостному гиперболоиду вращения; 2 - плоскость осей координат времени покоящихся систем отсчета; 3 - поверхность конуса координат времени движущихся систем отсчета; 4 - конус координат пути движущихся систем отсчета; 5 - область системы двух тел, отвечающих закону симметрии вещества Дирака

Закон Дирака, имея в качестве слагаемых компоненты гравитационной и кинетической энергии, дает основу для построения механики изолированной системы в виде цикла, состоящего из двух фаз – расширения и сжатия – двух сингулярных состояний материи, с одной стороны, чисто электромагнитного, а с другой – чисто вещественного (нейтронного). В фазе расширения угол светового конуса АОВ (рис.2) изменяется от 0 до 180 градусов. Форма силового взаимодействия двух миров (гравитационная волна) определится их поверхностью и даст вместе с конфигурацией тел единую сферу Вселенной, претерпевающей *эволюцию* (рис. 4) от вытянутого эллипсоида вращения через шар к сплюснутому эллипсоиду вращения. Последний вырождается в цилиндр. На шарообразной стадии наблюдается выравнивание продольной и поперечной деформации тел, что приводит к временной изотропии пространства.

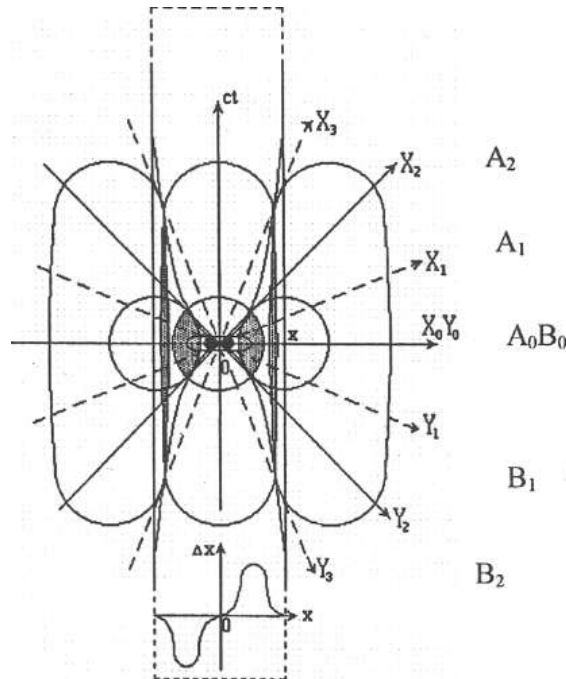


Рисунок 4 - Геометрия движения Абсолютного мира.

В нижней части рисунка график колебательного движения, описывающий фазу расширения вселенной

В фазе сжатия с изменением угла «светового конуса» от 180 до 360 градусов те же конфигурации Вселенной изменяются в обратном направлении. Факторами движения тел Вселенной в фазе расширения являются кинетическая энергия и энтропия, а в фазе сжатия – соответственно гравитация и нэгэнтропия.

С точки зрения изложенной концепции отпадает необходимость исследования знака кривизны пространства на данной стадии эволюции Вселенной, выдвигаемого Эйнштейном [6] [Эйнштейн А. 1966: 612]. Положительная кривизна присуща сфере двух тел, отрицательная кривизна – псевдосфере, описываемой процессом эволюции каждого из миров. Псевдосфера и есть тот частный случай, какой в общей геометрии (геометрии Минковского) представлен геометрией Римана.

Общая схема движения Вселенной на каждом цикле одинакова, но наполнение их индивидуальными системами различно. Поэтому каждый цикл предстает собой Универсум, а бесконечное их число, какое можно назвать термином, выдвинутым Минковским, Абсолютный мир, состоит из неограниченного множества Универсумов.

Всё выше изложенное дает возможность сформулировать **периодический закон эволюции Вселенной**:

Переменные конфигурации тел мира и антимира, а также конфигурации образуемой ими гравитационной волны находятся в периодической зависимости от ускорения их относительного движения; ускорение этих тел есть функция переменной скорости света, связанной с углом «светового конуса» геометрии Минковского.

Тем самым получено решение космологической проблемы в первом приближении.

ПОЯСНЕНИЯ К ПЕРВОМУ ПРИБЛИЖЕНИИ

Решение космологической проблемы оказалось возможным на основе выдвижения новой теории относительности в качестве высшей ветви релятивизма – теории Абсолютного мира [1] [Дроздов А.М., Жохов А.М., Дроздов Е.А. 2011: 107-115] [2] [Дроздов А.М., Жохов А.Л. 2014: 8-17]. Как и известные теории относительности, теория Абсолютного мира обладает собственной геометрией, спецификой скорости света и количественной области применения, а также инвариантностью группы пространственно-временных преобразований с аналогичными группами преобразований трех известных теорий относительности. В частности, инвариантность групп Абсолютного мира и ОТО проявляется в том, что n-мерный вариант геометрии Минковского при наложении на него интервала переменных значений скорости света описывает псевдосферу – пространство геометрии Римана ОТО, деформированное тяготеющей массой тела. Кроме того, формулировкой периодического закона эволюции Вселенной установлена геометрическая форма инвариантности объема различных стадий циклического движения. Для завершения теории Абсолютного мира необходимо найти аналитическое выражение этого инварианта.

Что же принципиально нового утверждает эта теория? Она утверждает циклический характер движения тел на самом высоком уровне организации материи. Периодический процесс движения тел описывается двумя терминами: «пульс» и «цикл». Из этих двух терминов в современной космологии предпочтение отдано первому, лежащему в основе так называемой «пульсирующей» модели Вселенной. Какова же причина того, что циклическая модель не вызывает интереса космологов в качестве насущной и актуальной проблемы? Цикл движения заключен между двумя четкими пределами, в отличие от этого пульсация характеризуется колебаниями внутри неких потенциально возможных, но никогда не достигаемых пределов. Выбор пульсирующей модели объясняется тем, что космологии не просто неизвестны пределы колебательного движения Вселенной, но сообщество ученых сегодня отказывается признавать правомерным такую постановку космологической проблемы. Ведь даже начало расширения Вселенной в виде так называемого «ноль-пункта времени» не является пределом, хотя ему и придан масштаб 10^{-33} порядка сантиметра, что на 24 порядка меньше атома химического элемента. С точки зрения этой научной сказки-фантазии, все вещество Вселенной сжато здесь до ничтожного размера частицы, какая все же имеет объем, отличный от нуля, чтобы спасти природу от абсурда бесконечной плотности вещества. Для непредвзятого взгляда на это состояние Вселенной почти очевидно, что здесь имеет место качественно предельное состояние не только пространства и времени, но и

материи. Во Вселенной два действующих лица: вещество и электромагнитное поле. Если на пределе сжатия отсутствует вещество вследствие аннигиляции и Вселенная находится в электромагнитном состоянии, то плотность вещества становится равной нулю. При этом Вселенная в ее энергетическом эквиваленте сполна помещается в одномерном пространстве.

Что касается второго предела рассматриваемого цикла, то он представляет собой нейтронное состояние вещества в отсутствие электромагнитного поля с расположением частиц в двух плоскостях – основаниях цилиндра – с толщиной плоскости, равной диаметру нейтрона.

Таким, в виде одной структурной единицы вещества, представляется состояние максимальной энтропии циклической Вселенной, поскольку продукт естественного старения и атома, и антиатома является нейтроном. Следовательно, каждое из двух сингулярных состояний материи во Вселенной выступает результатом определенной аннигиляции: «начало» расширения – результатом аннигиляции вещества вместе с его симметрией, «конец» расширения – результатом аннигиляции только симметрии вещества. При этом симметрия вещества жестко не определяет материю каждого из тел Вселенной одним из миров: тело, бывшее «миром» в фазе расширения, становится «антимиром» в фазе сжатия с соответствующим набором частиц антивещества.

Циклическая модель позволяет дать объяснение отсутствию в наблюдаемой части Вселенной антивещества пространственным разделением вещества и антивещества в самое первое мгновение рождение вещества из электромагнитного поля.

Предлагаемая нами модель Вселенной требует опытного обоснования существования антимира. Очевидно, что данных прямого наблюдения антимира сейчас нет так же, как 100 лет тому назад не было получено опытных фактов, указывающих прямо на планетарную модель атома. Резерфорд воспользовался уже известными данными об электрической природе атома и добавил к ним полученные в самостоятельном эксперименте. Планетарная модель атома явилась результатом обобщения всех этих косвенных данных. Такие же не прямые, косвенные данные современной космологии известны. Поскольку их не может объяснить традиционная (стандартная) модель Вселенной, они названы «темной энергией» и «темной материей». Развиваемая нами симметричная модель Вселенной объясняет эти эффекты дальнедействием гравитационной и кинетической энергии невидимого антимира на наш мир.

Наконец, специфика количественной области применения теории Абсолютного мира, в отличие от ОТО, заключается в удвоенном интервале переменных значений скорости света, реализующегося на равных в обеих фазах Вселенной, но лишь в противоположной последовательности (от бесконечности до нуля в фазе расширения и от нуля до бесконечности в фазе сжатия). При этом физический смысл бесконечной скорости света в отсутствие вещества приобретает значение неопределенно большой величины, а нулевая скорость – значение, какое можно принять для чисто вещественной стадии Вселенной.

Полученная модель Абсолютного мира, построенная на динамическом варианте геометрии Минковского и представлении Эйнштейна о переменной скорости света, является идеальной моделью. Ее развитие во втором, третьем и т.д. приближениях с учетом дополнительных факторов превращает её в реальную модель, вступающую на путь совершенствования, которому нет конца.

... ВО ВТОРОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

Конкретизация полученного в первом разделе решения может быть осуществлена путем установления количественной связи между скоростью света и величиной угла «светового конуса» геометрии Минковского, а также между возрастом каждого из этапов эволюции Вселенной и углом «светового конуса».

Для этого воспользуемся законом Хаббла, утверждающим, что Вселенная в настоящее время находится в изотропном состоянии, так как скорость расширения её одинакова во всех направлениях. В изотропном состоянии углы «светового конуса» представляемой нами модели Вселенной равны, соответственно, 90 и 270 градусов. А поскольку в геометрии Минковского скорость света находится в линейной зависимости от угла «светового конуса», то появляется возможность установления графической зависимости между этими величинами.

Однако скорость света согласно СТО не зависит от направления источника света, то есть не

является величиной векторной. А потому она не различается знаками плюс и минус в фазах расширения и сжатия. Как же при этом можно отразить противоположно направленный процесс реализации интервала переменных значений скорости света в фазах расширения и сжатия Вселенной?

Решить это противоречие можно путем сведения переменной скорости света и скорости относительного движения двух тел Вселенной к величинам, практически равным, когда скорости этих тел на каждом этапе меньше скорости света лишь на бесконечно малую величину, чтобы кинетическая энергия движения Вселенной на каждом его этапе отвечала условию, необходимому для выполнения максимальной работы. Тем самым постулируется важная особенность Абсолютного мира: все тела Вселенной, входя в состав мира и антимира, вовлечены в движение, практически равное скорости света. Построенный на этом основании график зависимости скорости относительного движения тел мира и антимира представлен на рисунке 5, а полученные на его основе данные сведены в таблицу 1. Абсолютные значения этих величин являются переменными величинами скорости света. Построен этот график на двух точках с координатами «90 градусов – (- 300000 км/с)» и «270 градусов – (+ 300000 км/с)»

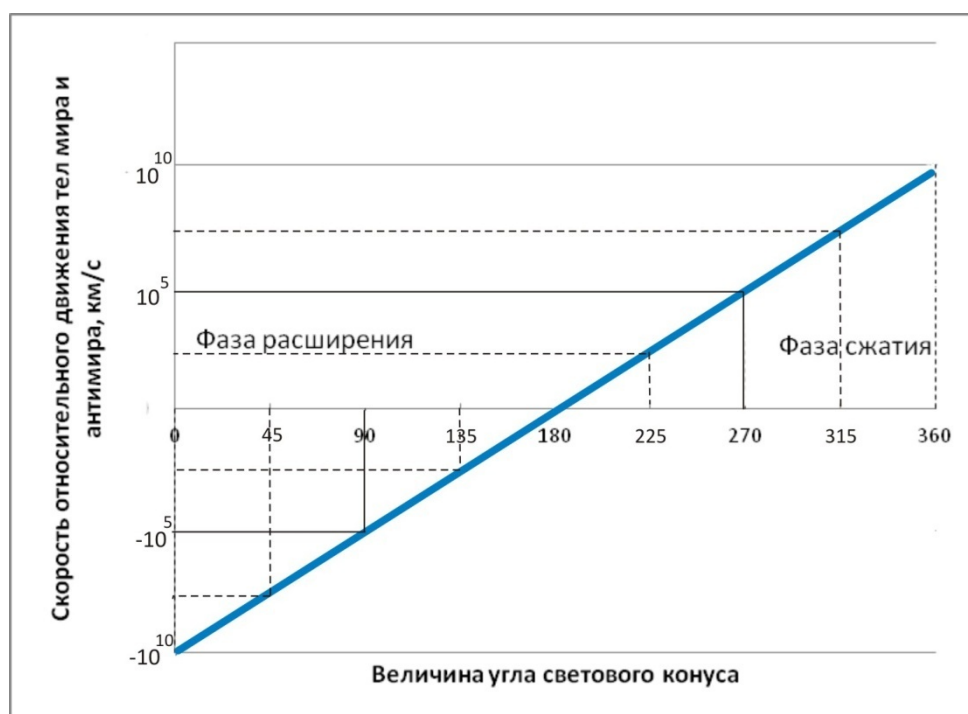


Рисунок 5 - График изменения скоростей относительного движения тел за цикл Вселенной

Положенный в основу данной работы принцип относительности требует рассматривать равновероятным с полученными положительными величинами скоростей тел для фазы расширения и так же и график с отрицательными – для фазы сжатия. Вселенной в виде нисходящей линейной зависимости. Но поскольку одновременное проявление таких взаимоисключающих процессов невозможно, то непрерывный процесс движения Абсолютного мира может быть логически представлен возвратно-поступательной волной со сменой восходящей линии графика на нисходящую. Периодичность эволюции Абсолютного мира в отличие от одно циклического движения Вселенной приобретает характер двойной цикличности. Иными словами, эволюция Абсолютного мира не является простой суммой эволюций бесчисленных Вселенных, а уже на первом этапе изучения приобретает надвселенские черты. Для расчета времени прохождения всех этапов эволюции Вселенной воспользуемся подобной же линейной зависимостью времени от угла «светового конуса» геометрии Минковского. В графических координатах «время – угол «светового конуса» наносим точку, отвечающую аргументу в 90 градусов, и времени – в 15 миллиардов лет,

отвечающему современному возрасту Вселенной. Соединим эту точку прямой линией с началом отсчета системы координат и продлим ее до той точки, которая соответствует аргументу в 180 градусов. Этому этапу фазы расширения Вселенной отвечает бесконечное время. Бесконечное время в отсутствии электромагнитного поля принимает значение неопределенно большой величины. На графике (рис.5) такая величина изображена вертикальной пунктирной прямой линией. Из полученного графика можно найти время любого этапа эволюции Вселенной.

Таблица 1 - Скорости относительного движения тел Вселенной в соответствии с этапами их движения

Фаза расширения		Фаза сжатия	
Угол «светового конуса» (градус)	Скорость (км/с)	Угол «светового конуса» (градус)	Скорость (км/с)
0	-10^{10}	210	$7 \cdot 10$
30	$-7 \cdot 10^8$	240	$5 \cdot 10^3$
60	$-9 \cdot 10^6$	270	$3 \cdot 10^5$
90	$-3 \cdot 10^5$	300	10^7
120	$-4 \cdot 10^3$	330	$7 \cdot 10^8$
150	$-7 \cdot 10$	360	10^{10}
180	0		

Время этапов фазы сжатия Вселенной определяем по принципу обратимости времени в сравнении с фазой расширения, когда угол «светового конуса» геометрии Минковского изменяется от 180 до 360 градусов (рис 6) таблица 2.

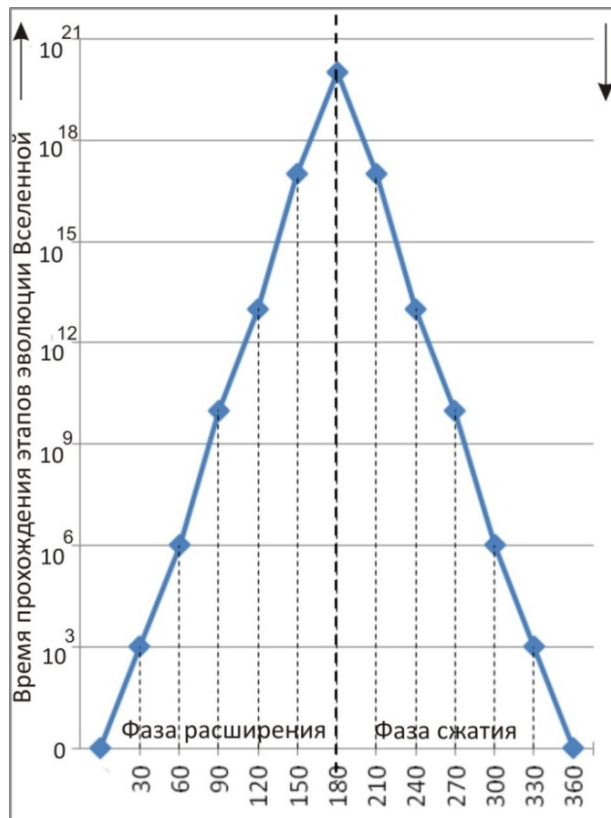


Рисунок 6 - График возраста этапов эволюции Вселенной, образующих две «стрелы времени»

Тем самым получено решение космологической проблемы во втором приближении с установлением основных показателей процесса эволюции Вселенной: переменной скорости света, скорости движения тел мира и антимира и времени каждого из бесконечного количества этапов эволюции Вселенной.

Таблица 2 - Время каждого их этапов эволюции Вселенной, отвечающих величине угла «светового конуса»

Фаза расширения		Фаза сжатия	
Угол «светового конуса»	Время этапов эволюции в земных годах	Угол «светового конуса»	Время этапов эволюции в земных годах
0	0	195	$5 \cdot 10^{18}$
15	$3 \cdot 10$	210	$8 \cdot 10^{16}$
30	10^3	225	$2 \cdot 10^{15}$
45	$8 \cdot 10^4$	240	$5 \cdot 10^{13}$
60	$5 \cdot 10^6$	255	$7 \cdot 10^{11}$
75	$2 \cdot 10^8$	270	10^{10}
90	10^{10}	285	$2 \cdot 10^8$
105	$7 \cdot 10^{11}$	300	$5 \cdot 10^6$
120	$5 \cdot 10^{13}$	315	$8 \cdot 10^4$
135	$2 \cdot 10^{15}$	330	10^3
150	$8 \cdot 10^{16}$	345	30
165	$5 \cdot 10^{18}$	360	0
180	∞		

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Дроздов А.М., Жохов А.Л., Дроздов Е.А. Возможная модель Вселенной (геометрия Минковского и ее приложение) // Труды XI международных Колмогоровских чтений. ЯГПУ, МГУ. – 2011. – с.107-112.
 [2] Дроздов А.М., Жохов А.Л. Модель эволюции Вселенной на основе варианта геометрии
 [3] Дроздов А.М., Макареня А.А., Жохов А.Л. Периодическая система как завершенное целое с прогнозированием физических свойств элементов 7-11 периодов // Химия в школе, 2014, №8, с.4.
 [4] Минковского // European social science journal. – М.: МИИ, 3 (42), том 1, 2014.– С.8-17.
 [5] Dirak P.A. Proc. Soc. A. 117. 610 (1928) 118. 356.
 [6] Эйнштейн А. Собрание научных трудов в 4-х томах. Т.1. 1965. С. 201, 219, 320, 383, 392.
 [7] Эйнштейн А. О «космологической проблеме». - Собрание научных трудов в 4-х томах. Т. 2. 1966. - С.612.

REFERENCES

- [1] Drozdov A.M., Zhokhov A.L., Drozdov E.A. Possible model of the universe (the Minkowski geometry and its application) // Proceedings of the XI International Kolmogorov readings. YAGPU, Moscow State University. 2011. p.107-112.
 [2] Drozdov A.M., A.L. Zhokhov .The model of the evolution of the universe based on the geometry of variant.
 [3] Drozdov A.M., Makarenya A, A, A.L. Zhokhov. Periodic system to be completed as a whole to the prediction of physical properties elements. 7-11 periods // Chemistry School 2014, №8, p.4.
 [4] Minkowski // European social science journal. - М.: МИИ, 3 (42), Volume 1, 2014. S.8-17.
 [5] Dirak P.A. Proc. Soc. A. 117. 610 (1928) 118. 356.
 [6] Einstein A. Collection of scientific works in 4 volumes. V.1. 1965. pp 201, 219, 320, 383, 392.
 [7] Einstein A. On the "cosmological problem". Collection of scientific works in 4 volumes. V. 2. 1966. p.612.

А.М. Дроздов¹, А.Л. Жохов², А.А. Юнусов³, А.А. Юнусова³

¹Украина, Кривой Рог, Криворож педагогикалық институты, Ұлттық университеттің филиалы;

²К.Д.Ушинский атындағы ЯМПУ, Ресей, Ярославль;

³Халықаралық Гуманитарлық-Техникалық университеті. Шымкент, Қазақстан.

КОСМОЛОГИЯЛЫҚ МӘСЕЛЕЛЕРДІ ШЕШУДІҢ ЖУЫҚТАУ САЛДАРЫ (1-БӨЛІМ)

Түйін сөз: космологиялық мәселелер, қолданыс облысы ортақ салыстырмалы қағидалар, Минковский геометриясының n-өлшеуіш нұсқасы, әлемнің эволюциялық топтамасының моделі, жарық қозғалысының айнымалы мағнасы, химиялық элементтер жүйесінің мерзімді эволюциясы, метапериод, «уақыт жүйріктігі» әлемінің топтамасы, абсолютті әлем, өмір мен ақылдың физикалық табиғатының феномені.

Аннотация: Бұл мақалада кез-келген алдын-ала берілген уақыт кезеңіндегі кеңістіктің қалпын анықтау тек қана циклдік моделдеу үшін ғана емес, аралық энтропия циклі нольге тең болған кезде, Кант-Лаплас детерменизм қағидасына сүйене отырып, эволюция механизмімен абсолютті тең жұмыс істейді. Сондықтан бұл уақыт аралығын неліктен өзін үлкен етіп көрсететіндігін анықтау мүмкін емес. Бұл осы авторлардың бірінің көтерген эволюциялық кеңістік құрылымы мен проблемаларының моделі туралы идеясы, бұрын біршама толықтырылып алынған. Риман геометриясын негізге ала отырып дайындалған бұл мақалада, космологиялық мәселелерді шешудің алты жуықтау салдарын пайдаланып әлем эволюциясының көрінісін анықтау.

NEWS

OF THE NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF THE REPUBLIC OF KAZAKHSTAN
PHYSICO-MATHEMATICAL SERIES

ISSN 1991-346X

Volume 1, Number 311 (2017), 55 – 64

A.M. Drozdov¹, A.L. Zhokhov², A.A. Yunusov³, A.A. Yunusova³

¹ Ukraine, Krivoy Rog pedagogical Institute, branch of National University Email: lmzn.vkt@gmail.com;

² K.D.Ushinskiy Yaroslavl Yaroslavl State Pedagogical University, Yaroslavl, Russia. ya.lvovich2012@yandex.ru;

³ International Humanitarian and Technical University Yunusov1951@mail.ru

SOLUTION OF THE COSMOLOGICAL PROBLEM IN THE APPROXIMATIONS. (PART-2)

Abstract: To determine the state of the Universe at any pre-specified time it is possible only to a cyclic model in which the entropy of a cycle is equal to zero, and the mechanism of evolution works exactly obeying the principles of Kant-Laplace determinism. The loop with extremely high probability can be established by boundaries quantitative applications of General relativity. As this area manifests itself for a huge period of time, it is impossible to determine it empirically. The article suggests the mediate path based on the determination of the structural transformations limits of dynamic variant of Minkowski geometry, which group of transformations is invariant. Taken as a basis instead of the Riemann geometry, it is possible to carry out the solution of the cosmological problem in six approximations with the definition of the most important quantitative indicators of the Universe evolution.

Key words: cosmological problem, the scope of the general theory of relativity, n-dimensional version of the Minkowski geometry, cyclic model of the evolution of the Universe, the range of values of variables, speed of light, evolution of the periodic table of chemical elements, metaperiod "arrow of time" cycle of the Universe, Absolute Universe, the physical nature phenomena of life and intelligence.

УДК378; 533.73.5

A.M. Дроздов¹, A.Л. Жохов², A.A. Юнусов³, A.A. Юнусова³

¹ Украина, Кривой Рог, Криворожский педагогический институт, филиал Национального университета;

²Россия, ФГОУ ВПО Ярославский государственный педагогический университет им. К.Д. Ушинского, кафедра МА и ТиМОМ, Россия, (Ярославль, ул. Республиканская, д. 108);

³Международный гуманитарно-технический университет (160012, г. Шымкент, ул.А. Байтурсынова, Республика Казахстан)

РЕШЕНИЕ КОСМОЛОГИЧЕСКОЙ ПРОБЛЕМЫ В ПРИБЛИЖЕНИЯХ. (ЧАСТЬ-2)

Аннотация. Определить состояние Вселенной в любой наперед заданный момент времени можно лишь для ее циклической модели, в которой энтропия цикла равна нулю, а механизм эволюции работает абсолютно точно, подчиняясь принципам детерминизма Канта-Лапласа. Границы цикла с предельно высокой вероятностью могут быть установлены границами количественной области применения ОТО. Поскольку эта область проявляет себя за огромный отрезок времени, то определить ее опытным путем невозможно. В статье предложен опосредственный путь на основе определения пределов структурных превращений динамического варианта геометрии Минковского, группа преобразований которой выступает инвариантной группе преобразований ОТО. Взятая за основу вместо геометрии Римана, она позволила осуществить решение космологической проблемы в шести приближениях с определением важнейших количественных показателей эволюции Вселенной.

Ключевые слова: космологическая проблема, область применения общей теории относительности, n-мерный вариант геометрии Минковского, циклическая модель эволюции Вселенной, интервал переменных

значений скорости света, эволюция периодической системы химических элементов, метaperиод, «стрелы времени» цикла Вселенной, Абсолютный мир, физическая природа феноменов жизни и разума.

... В ТРЕТЬЕМ ПРИБЛИЖЕНИИ

Только сингулярные состояния материи (электромагнитное и нейтронное) и области, расположенные вблизи них, не представляют атомного состояния материи. Все остальные этапы эволюции Вселенной представлены атомным строением вещества. Оно определяет следующий по значимости аспект космологической проблемы, касающийся *эволюции химических элементов*, поскольку этот процесс составляет органическое единство с процессом эволюции Вселенной.

В настоящее время среди ученых наметилась тенденция считать периодический закон и периодическую систему химических элементов Д.И. Менделеева обоснованными только квантово-механической теорией строения атома. Она объяснила причину периодичности в строении атомов элементов и нашла корреляцию места элемента, группы и периода в квантовых числах. Но эта теория не нашла такой корреляции для самой большой структурной единицы периодической системы – *диады*, установленной Ридбергом в начале 20 столетия [14] [Rydberg 1914: 145].. Вероятно, такое обоснование диады надо ожидать со стороны эволюционной теории периодической системы, еще не созданной, но интуитивно сформулированной в конце XIX века как учения о неорганическом дарвинизме [10] [Кедров 1976: 52-56].

Во второй половине XX столетия остро встал вопрос о верхней границе периодической системы, каковой несомненно является также вопросом эволюции химических элементов. Метод «атом-аналогии» Менделеева не дает возможности прогнозировать ее верхнюю границу. Прогноз осуществляют на основе явления радиоактивности и гипотетической оболочечной модели ядра, а также вытекающих из нее «магических чисел» нуклонов. Размывание периодичности в области тяжелых атомов, якобы, свидетельствует об исчерпании полного объема системы в районе второй сотни химических элементов.

Квантово-механическая теория, по свидетельству Н. Бора [3] [Бор1970:291] и А. Зоммерфельда [9] [Зоммерфельд 1956: 134], строилась на данных химической систематики и спектроскопическом материале. Из них статистической обработке надо было подвергнуть лишь данные спектроскопии, т.к. химическая систематика в виде периодической системы уже содержала в себе результаты предшествующей статистики (период, группу и место элемента). В квантовой модели атома они нашли точное преломление в квантовых числах.

Очевидно, новая теория периодической системы должна строиться при наличии решения другой фундаментальной проблемы и не описанных атомной теорией структурных единиц системы. И то, и другое периодическая система имеет в качестве эволюционной проблемы и самой большой структурной единицы, не получившей объяснения. Поясним сказанное.

Если с рядом периодов: 1 2 3 4 5 6 7 связывают электронное
2 8 8 18 18 32 32

заполнение атомных оболочек, то с рядом диад:

1 11 111 1У

4 16 36 64

не связывают никакую квантово-механическую информацию.

Закономерно предположить, что вместе с рядом элементов ряд периодов и ряд диад составляют *три уровня организации* периодичности химических элементов:

- 1) зависимость свойств элементов от порядкового номера (Z),
- 2) зависимость мощности периодов от порядкового номера периода (n)
- 3) зависимость мощности диад от порядкового номера диады (Q).

Это дает возможность использовать метод статистической обработки данных периодической системы применительно к трем уровням организации периодичности.

Следует отметить, что рассмотрение периодичности до сих пор ограничивалось лишь первым уровнем, для которого, в отличие от двух других, известно множество рядов (рис.7). Такое различное представительство этих уровней требует положить в основу метода исследования второго и третьего уровней организации периодичности получение для них такого же множества, как и для первого уровня [6] [Дроздов 2012: 5].

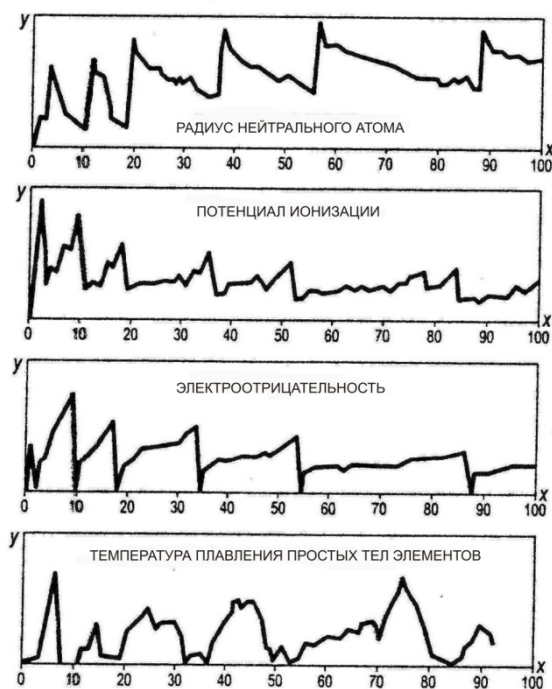


Рисунок 7 - Ряды элементов

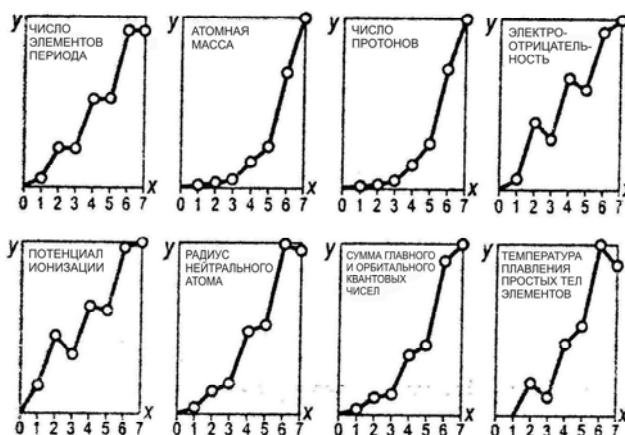


Рисунок 8 - Ряды периодов

Суммированием значений величин определенного параметра химических элементов в пределах периодов получаем ряд чисел, характеризующих мощности периодов – ряд периодов. Множество рядов периодов будет обусловлено множеством использованных параметров элементов. Графики этих рядов свидетельствуют о том, что во многих случаях наблюдается отсутствие монотонности роста мощности периода с возрастанием его номера (рис.8). Основываясь на этом и пользуясь элементами математического метода параболической интерполяции [4] [Бронштейн 1965: 70], для получения рядов диад используем не только сложение полученных мощностей, но и вычитание величин меньшего из большего по номерам периодов внутри диады. Графики рядов диад представлены на рисунках 9, 10.

Статистическое сопоставление графиков рядов всех трех уровней организации периодичности свидетельствует о том, что последовательный переход от первого уровня к третьему имеет тенденцию к математическому упрощению. Если графики первого уровня имеют большое число изломов, а графики второго уровня – меньшее число изломов, то графики третьего уровня в целом выражаются гладкой кривой в виде параболы. Лишь несколько рядов диад выпадают из общей

картины, что можно объяснить либо исключением из общего правила, либо подчинением другой функциональной зависимости, представленной на рисунке 10 возвратно-поступательной волной.

Предпочтительность второго допущения можно обосновать следующим образом. Если первый уровень организации периодичности дал возможность выделить период, а второй уровень – более крупную структуру – диаду, то третий уровень, будучи равноправным с первыми двумя, должен нести информацию о новой более крупной структурной единице периодической системы.

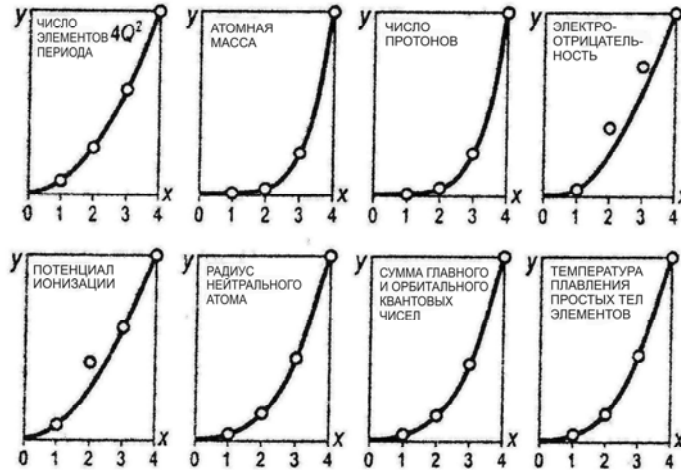


Рисунок 9 - Ряды диад, полученные суммированием мощности периодов

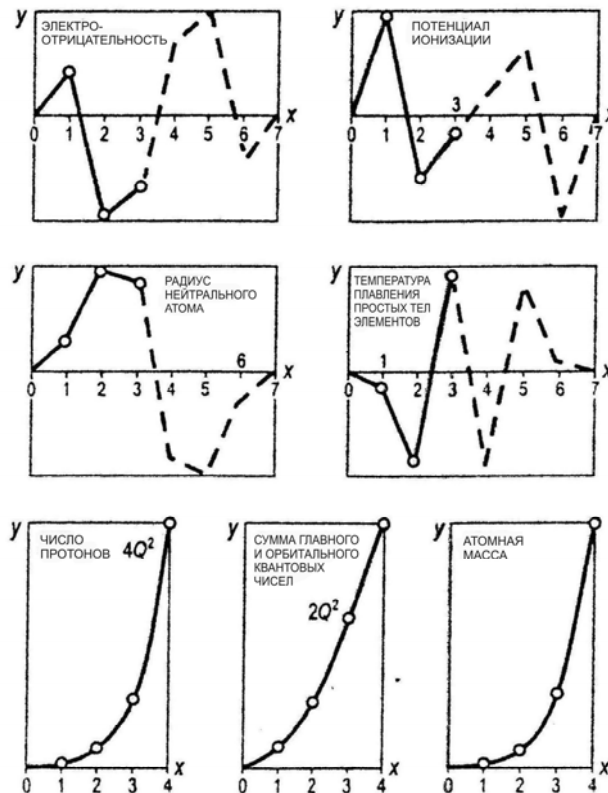


Рисунок 10 - Ряды диад, полученные разностью мощности периодов

Благодаря своим периодическим свойствам новая структурная единица системы может быть названа мета-периодом. Оценка мощности мета-периода, рассчитанная по формуле для одного периода диады $N = 2Q^2$, дает значение 362 элемента. Из них 86 приходится на первую полуволну,

относящуюся к фазе расширения Вселенной, остальные – на вторую полуволну, относящуюся к фазе сжатия. Такое разделение ряда химических элементов по частям мета-периода совпадает с границей стабильности элементов. Действительно, стабильны элементы от начала периодической системы вплоть до конца шестого периода, что не оставляет надежд на возможность существования «островков стабильности в море нестабильности», по выражению Г.Сиборга.

С изложенной точки зрения, диада – определенный этап (одна седьмая часть) в реализации мета-периода. Из них шести основным периодам цикла одного из миров Вселенной отвечает шесть диад мета-периода, представленных атомным строением вещества. Сам же мета-период выступает как самая крупная структура периодической системы в силу отсутствия информации о химических элементах второго, третьего и так далее циклах Вселенной.

Очевидно, эволюция периодической системы химических элементов выступает в качестве частного случая эволюции Вселенной, что позволяет следующим образом сформулировать закон эволюции периодической системы: *число диад мета-периода однозначно определяется числом периодов цикла эволюции одного из миров Вселенной.*

Современные представления о верхней границе периодической системы крайне противоречивы. Согласно одной точке зрения, основанной на строении ядра, объем системы ограничен рамками второй сотни. Противоположная ей точка зрения (высказанная Гольданским), вытекающая из постулата квантовой механики о значении главного квантового числа, допускает потенциальную бесконечность системы, буквально в несколько миллиардов элементов [10]. Развиваемые нами взгляды о колебательном характере эволюции периодической системы позволяют найти *диалектическое* (диалектико-физико-химическое) *решение* этих противоречий: *бесконечный ряд элементов в эволюционном плане реализуется через конечную серию, описываемую метапериодом.*

Тем самым получено *решение космологической проблемы в третьем приближении.*

...В ЧЕТВЕРТОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

Рассчитанному количеству (362) химических элементов завершённой периодической системы весьма строго отвечает ее длиннопериодная форма, включающая в себя s-, p-, d-, f-, g-, h-элементы. Такая форма системы представлена на рисунке 11. Выполненные исследования [8] [Дроздов 2014: 4] показали, что авторская форма системы дает возможность осуществления прогноза физических свойств элементов *фазы сжатия* Вселенной. На первых порах можно ограничиться прогнозом физических свойств основных четырех групп элементов: щелочных, щелочноземельных металлов, галогенов и инертных газов.

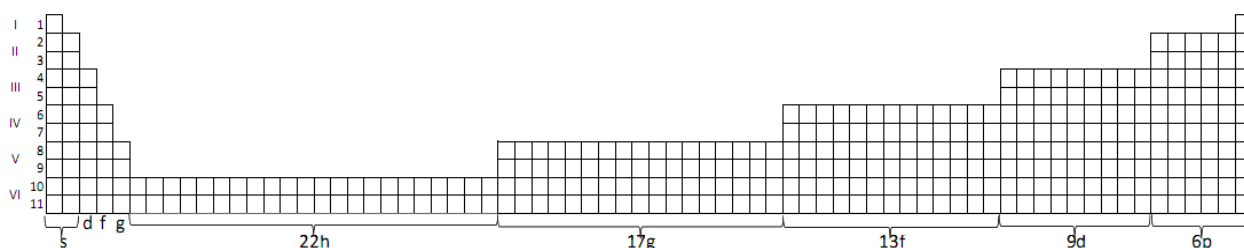


Рисунок 11 - Завершённая периодическая система в объеме 362 элементов (А.М. Дроздов)

Для этого воспользуемся методом, основанным на известной (логарифмическая форма) зависимости физической величины от другой, выступающей в роли аргумента, в данном случае от логарифма главного квантового числа или номера периода системы. Получаемые при этом графические линейные зависимости можно экстраполировать на область 7-11 периодов фазы сжатия Вселенной.

Построенные графические зависимости характеризуются высокими коэффициентами аппроксимации. Они позволили осуществить прогноз атомных масс, радиусов атомов и потенциалов ионизации для указанных четырех групп элементов фазы сжатия Вселенной. Однако в целях экономии места в статье в качестве примера приведем лишь один график (рис. 12). Ему отвечает коэффициент аппроксимации равный 0,994.

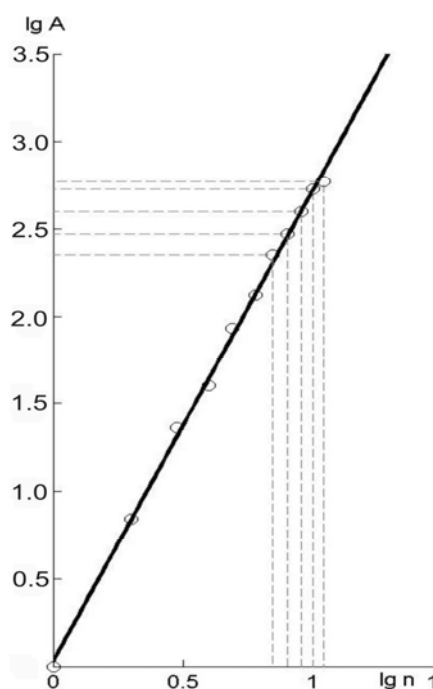


Рисунок 12 - Логарифмический график зависимости атомной массы щелочных металлов от порядкового номера периода или главного квантового числа (А.М. Дроздов, А.А. Юнусов)

Количественные результаты осуществленного прогноза сведены в таблицы 3-4. Необходимые для этого исходные величины взяты из справочных данных [11] [Комова 1964: 172]. Величины полученных физических свойств свидетельствуют о нарастании металлических и ослаблении металлоидных свойств, что может говорить о высокой реакционной способности элементов фазы сжатия Вселенной.

Тем самым дано *четвёртое* (на уровне вещества) *приближение рассматриваемой проблемы эволюции Вселенной*.

...В ПЯТОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

Среди многочисленных космологических идей XX столетия высказывалась и такая, согласно которой в модели циклической Вселенной реализуется только одна «стрела времени» – энтропийная. В такой модели Вселенной цикличность носит искусственный характер, поскольку движению Вселенной положен лишь один начальный (?) предел – «ноль-пункт времени», в то время как циклическое движение возможно только внутри двух пределов. И каждый из них должен представлять собой особое качественное состояние материи. В отсутствии второго предела движение вспять (сжатие) не может быть оправдано наличием одних сил тяготения в наблюдаемой модели расширяющейся вселенной. На пределе расширения система должна войти в состояние максимальной энтропии, выше которой энтропия уже не может быть фактором самопроизвольного течения процесса. В фазе сжатия самопроизвольное движение должно определяться не только фактором энергетическим (гравитацией), но и фактором упорядоченности – стремлением системы к максимальной негэнтропии. Гравитация как слабая сила не может сама по себе обеспечить обратимость времени.

Стремление к максимальной негэнтропии и вызовет к жизни новую уже негэнтропийную «стрелу времени». Если в фазе расширения фактор гравитации (притяжение) противостоял действию факторов ускорения (кинетической энергии и энтропии), то в фазе сжатия факторами ускоренного движения выступают и гравитация, и негэнтропия.

С представлением о «стреле времени» тесно связаны представления о физике и феномене жизни. Первое понятие («стрела времени») объединяет два других (физику и феномен жизни). При этом если в циклической Вселенной реализуется только одна «стрела времени», то это означает, что в природе имеет место только одна направленность событий, только одна физика. Такая версия

утверждает абсолютную монополию второго закона термодинамики в природных процессах и делает невозможным разработку естественнонаучного представления о сущности жизни. Живые организмы, не только не основаны на росте энтропии, но ведут с ней в онтогенезе и филогенезе непримиримую борьбу перед лицом единственной физики, провозгласившей монополию процесса возрастания энтропии, и выступают явлением чудесным, случайным и отнюдь не космическим.

Однако в современной термодинамике нет такой монополии на процесс возрастания энтропии. Второе начало термодинамики допускает наряду с доминирующей направленностью событий также и противоположную направленность – уменьшение энтропии, хотя вероятность её ничтожно мала. Это означает, что феномен жизни имеет под собой пусть и ничтожно малое, но вполне естественнонаучное основание. А чтобы феномен жизни приобрел по-настоящему космическое звучание необходимо второе начало термодинамики признать симметричным – в объёме вселенского цикла. При этом в фазе расширения доминирующим надо будет признать энтропийную направленность физических событий, энтропийную «стрелу времени» и энтропийную физику, а в фазе сжатия – неэнтропийную «стрелу времени» и такую же физику.

С точки зрения симметрии 2-го закона термодинамики феномен жизни – это достаточно яркое проявление в среде доминирующего физического процесса ему противоположного, какой является доминирующим в другой фазе циклической Вселенной. Иными словами, *жизнь в расширяющейся Вселенной отражает направленность событий физики сжимающейся Вселенной, а жизнь в сжимающейся Вселенной отражает направленность событий физики энтропийной фазы Вселенной.*

Таким образом, решение космологической проблемы *в пятом приближении* позволяет сделать вывод о существовании во Вселенной двух физик и двух биологий. Таким образом, бытующее мнение о том, что термодинамика не может быть использована для объяснения как Вселенной, так и феномена жизни несостоятельно, поскольку не предназначена для описания единственного объекта. Ведь при бесконечном количестве циклов в Абсолютном мире бесконечно как количество Вселенных, так и феноменов жизни, хотя в полуцикле Вселенной – жизнь это космический феномен в единственном числе в каждом из миров.

Представление о двух термодинамических процессах в фазах цикла Вселенной объясняет как неудачу, преследующую ученых в лабораторных опытах по созданию живых организмов, так и напрасные усилия по поиску инопланетных жизни и цивилизации. Для превращения неживого вещества в живые организмы необходимо одновременное рождение целого *живого* мира. Это обеспечит устойчивость феномену жизни против разрушающего действия доминирующего физического процесс путем создания собственной среды обитания. Наши земные Оазис и цивилизация единственны в одном из миров фазы расширения Вселенной. Здесь мы одиноки! Но это может быть не только поводом для огорчения. Такая мысль предаёт человечеству божественный лик. Мы стоим на пороге возникновения ноосферы.

Одним из насущных практических значений данного исследования является вывод о бессмысленных затратах средств и энергии на поиски внеземных цивилизаций и жизни. Такой, казалось бы пессимистический вывод получается из *пятого приближения выдвигаемой теории.*

... В ШЕСТОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

Наряду с феноменом жизни выступает еще один важнейший космологический феномен – p а z у м. На первый взгляд кажется, что разум – всего лишь предикат феномена жизни, и космическим он является только в рамках живого. Однако почти столетнее развитие кибернетики показало, что разум, в отличие от феномена жизни, может быть смоделирован в лаборатории на неживой матрице. Эта обретаемая независимость разума от феномена жизни подчеркивает статус *космологической самостоятельности* разума во Вселенной.

Однако оппоненты могут возразить, что кибернетике пока удалось смоделировать лишь элементы разума, а не сам разум в целом, хотя большинство специалистов-кибернетиков вообще отрицает существование какой-либо аналогии между человеческим и искусственным интеллектом. Из тех ученых, которые верят в возможность машинного разума, можно сослаться на Н.Н. Амосова [2] который считает, что машина будет обладать искусственным разумом лишь тогда, когда в её программу будут записаны все интеллектуальные свойства человека.

Вопреки такому утверждению авторы данной статьи считают, что для искусственного разума нужно ввести в компьютер дополнительную программу, моделирующую всего одно важное человеческое качество, чтобы машина уже сегодня приобрела способность рассуждать и мыслить [7[Дроздов 2014: 4]]. В авторской модели человеческий интеллект представлен двумя уровнями:

сознанием и подсознанием. Сознание напрямую связано с волеизъявлением индивидуума, и потому присуще всем высшим животным. Оно отключается в состоянии сна и при введении в организм транквилизатора. Наиболее развитым сознание представлено у человека в форме воображения (внутреннего мира), лежащего в основе языка, логики и мышления.

Подсознание – это свернутый процесс волеизъявления, осуществляющий управление автоматическими актами. Подсознание в развитой форме проявляется в виде внутреннего чувства – интуиции, которая порой работает даже в состоянии сна сознания. Оба уровня равноправны и дополняют друг друга в интеллектуальном акте, оба адресуются к одному отделу мозга – коре больших полушарий.

С точки зрения этой концепции, компьютер не обладает ни аналогом сознания, ни аналогом настоящего подсознания, поскольку лишен свободы воли и действует по воле программиста и оператора. Современный компьютер – это модель «гипнотического сна» человека, то есть подсознания, действующего под влиянием программиста и оператора. Наиболее близкой для решения искусственного сознания является робототехника, моделирующая способность машины к произвольным действиям. Сообщение компьютеру свободы воли возможно через увязывание произвольных действий с задачей выживания компьютера в окружающей среде.

Задача программирования свободы воли решается с помощью расширенной концепции Эверетта, как выбора субъектом альтернатив поведения из всех имеющихся в суперпозиции только тех, которые кажутся ему привлекательными (например, тех, которые благоприятны для жизни) [Менский М.В. [12]]. В компьютер, работающий по одной из известных программ, вводится дополнительная программа, моделирующая произвольные действия, тесно увязанные со способностью выживания компьютера в природной и социальной среде.

Такая всемерная «забота» компьютера о себе, необходимая для придания ему свободы воли, совпадает с третьим законом робототехники Айзека Азимова [1]. Пробуждение компьютера к сознанию из «гипнотического сна» должно проявиться, в первую очередь, в нарушении контакта оператора и машины, что потребует определенного времени для приобщения разбуженного машинного интеллекта к нормам, удобным человеку (период, подобный воспитанию человека).

Утверждение возможности существования разума на неорганической матрице независимо от феномена жизни придает ему статус вселенской автономии (статус БОГА), что и является итогом решения космологической проблемы в шестом приближении.

ВЫВОДЫ

13. Формулировка космологической проблемы ограничивает выбор модели Вселенной циклическим вариантом с двумя пределами движения и неизменными для всех циклов частотой и длиной волны колебаний.

14. Пределы движения Вселенной определяются областью применения ОТО, а последняя – в количественном выражении – определяется интервалом переменных значений скорости света.

15. А. Эйнштейн утвердил в науке представление о переменной скорости света в условиях переменной гравитации, но оставил неопределенным интервал переменных значений скорости света, а с ней и количественное выражение области применения ОТО.

16. Если этот интервал переменных значений «с» реализуется во Вселенной в процессе её эволюции, то определить его опытным путем невозможно, для чего необходим опосредованный метод – теоретический, связанный, прежде всего с формулированием некоторой системы *аксиом*.

17. В данной работе предложен метод определения интервала переменных значений скорости света путем исследования пределов изменения структуры геометрии Минковского в её динамическом варианте, который выразился значениями переменных величин скорости света от бесконечности до нуля.

18. Тем самым группа преобразований геометрии Минковского становится инвариантной в отношении не только с группой преобразований классической теории относительности, но и с группой преобразований ОТО, что позволяет рассматривать динамический её вариант общим случаем, а геометрии Галилея и Римана частными случаями, с точки зрения принципа соответствия.

19. С этой целью был разработан *n*-мерный вариант геометрии Минковского с определением в её структуре области двух тяготеющих масс в форме двояковыпуклых линз; такой геометрии придана интерпретация моментального снимка одного из этапов эволюции Вселенной.

20. Наложение на неё интервала переменных значений скорости света дало возможность получить геометрическую модель эволюции Вселенной в объеме всех этапов цикла, установить

график колебательного движения и сформулировать периодический закон эволюции Вселенной, что и явилось результатом решения космологической проблемы в первом приближении.

21. На основе этой модели Вселенной получено решение космологической проблемы в следующих пяти приближениях с расчетом переменных величин скорости света, скорости относительного движения тел мира и антимира, возраста всех этапов эволюции Вселенной, получена новая самая крупная структура периодической системы химических элементов в качестве основного показателя ее эволюции, построена длиннопериодная форма завершённой периодической системы, выполнен количественный прогноз физических свойств элементов фазы сжатия Вселенной, дано физическое обоснование космологии жизни и разума.

22. Утверждение возможности существования разума на неорганической основе при энтропийной «стреле времени» придаёт ему статус вселенской автономии как второго, наряду с феноменом жизни, негэнтропийного феномена.

23. Решение космологической проблемы было получено на основе выдвижения двух новых взаимосвязанных теорий: теории Абсолютного мира, как высшей ветви релятивизма, и теории эволюции периодической системы химических элементов.

24. Дальнейшее описание данной модели Вселенной, представленной частицей (миром и антимиром) и гравитационной волной, должно и, по нашему представлению, может быть описано на основе корпускулярно-волнового дуализма де Бройля

Таблица 3 - Относительные атомные массы элементов с 1 по 11 период

№ периода n	lg n	Щелочные металлы		Щелочно-земельные металлы		Галогены		Инертные газы	
		A	lg A	A	lg A	A	lg A	A	lg A
1	0	-	-	-	-	-	-	4	0,602
2	0,300	6,941	0,845	9,013	0,954	19,0	1,279	20,183	1,305
3	0,477	22,990	1,362	24,3	1,385	35,45	1,549	39,9	1,601
4	0,601	39,098	1,601	40,08	1,602	79,91	1,902	83,85	1,923
5	0,690	85,468	1,932	86,83	1,938	126,9	2,104	131,3	2,117
6	0,778	132,91	2,124	137,38	2,136	210,0	2,322	222,0	2,346
ПРОГНОЗ АТОМНЫХ МАСС									
7	0,845	223	2,35	226,05	2,354	263	2,42	282	2,45
8	0,903	295	2,47	302	2,48	380	2,58	355	2,55
9	0,954	397	2,599	398	2,50	489	2,69	468	2,67
10	1,000	537	2,73	549	2,74	616	2,79	602	2,78
11	1,041	589	2,77	631	2,80	813	2,91	813	2,91

Таблица 4 - Прогноз радиусов нейтральных атомов и потенциала ионизации элементов

Главное квантовое число № периода	Щелочные металлы		Щелочноземельные металлы		Галогены		Инертные газы	
	R(A°)	φ (вольт)	R(A°)	φ (вольт)	R(A°)	φ (вольт)	R(A°)	φ (вольт)
1	-	13,5	-	-	-	-	1,22	24,5
2	1,56	5,4	1,11	9,3	0,64	18,60	1,6	21,5
3	1,92	5,1	1,6	7,6	0,99	13,0	1,91	15,7
4	2,38	4,3	1,97	6,1	1,14	11,8	2,01	13,9
5	2,51	4,2	2,15	5,7	1,33	10,4	2,20	12,1
6	2,51	4,2	2,15	5,2	1,58	9,30	2,34	10,7
Прогноз радиусов нейтральных атомов и потенциала ионизации элементов								
7	2,98	3,09	2,63	4,78	2,2	8,32	2,67	10,0
8	3,38	2,29	2,82	4,46	2,27	7,58	2,69	9,5
9	3,54	2,13	3,02	4,16	2,29	6,91	2,82	7,05
10	3,80	1,95	3,23	3,89	3,2	6,60	3,02	6,45
11	4,16	1,77	3,46	3,7	3,4	5,89	3,09	6,02

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Азимов А. Я робот. – К.: Веселка. – 1987. – 271 с.
[2] Амосов Н.Н. Алгоритмы разума. – К.: Наукова думка. – 1965. – 164 с.
[3] Бор Н. Избранные научные труды, т.1. М.: Наука. – 1970. – С. 291.
[4] Бронштейн И.Н., Семендяев Е.А. Справочник по математике. – М.: Наука. – 1965. – С.70.
[5] Dirak P.A. Proc. Soc. A. 117. 610 (1928) 118. 356.
[6] Дроздов А.М., Макареня А.А., Старова Т.В. Новый подход в исследовании верхней границы. Периодической системы //Химия в школе, 2012, №9, с.5-9.
[7] Дроздов А.М., Дроздов Е.А., Стригунов В.И. Моделирование интеллекта и подсознание // Философские исследования, 1993, №1, с. 161-169.
[8] Дроздов А.М., Макареня А.А., Жохов А.Л. Периодическая система как завершенное целое с прогнозированием физических свойств элементов 7-11 периодов // Химия в школе, 2014, №8, с.4.
[9] Зоммерфельд А. Строение атома и спектры. – М.: Изд. техн. литер. – 1956. С.134.
[10] Кедров Б.М. Теоретические основы материалистической диалектики //Вопросы философии, 1976, №12, с. 52-66.
[11] Комова Е.Г. Группа химических астероидов. М.: Просвещение. – 1964. – С.172.
[12] Менский М.В. Квантовые измерения, феномен жизни и стрела времени: связь между тремя великими проблемами // Успехи физических наук, т. 177, №4, 1995, с. 422.
[13] Перельман В.И. Краткий справочник химика. Изд. третье. - 1954. – С.15.
[14] Rydberg I The originals of the elements and the highfrequency spectra || Phil. Mag. – 1914. Vol. 28 –P. 144-149.

REFERENCES

- [1] Azimov A. I am a robot. K.:Veselka. **1987**. 271 p.
[2] Amosov N.H. Algorithms of reason. - K.: Naukova dumka. **1965**. 164 p.
[3] Bor N. Select scientific works, т.1. М.: Science. **1970**. p. 291.
[4] Bronshteyn I.N., Semendyaev E.A. Reference book on mathematics. М.: Science. **1965**. P.70.
[5] Dirak P.A. Proc. Soc. A. 117. 610 (**1928**) 118. 356.
[6] Drozdov AM Makarenya AA Starova TV A new approach in the study of the upper border. Periodic system // Chemistry at school, **2012**, №9, p.5-9.
[7] Drozdov A.M., Drozdov E.A., Strigunov V.I. Modeling intelligence subconsciousness.Philosophical studies // **1993**, №1, p. 161-169.
[8] Drozdov A.M., Makarenya A.A., A.L. Zhokhov. Periodic system to be completed as a whole to the prediction of the physical properties of the elements 7-11 periods // Chemistry School **2014**, №8, p.4.169.
[9] Sommerfeld A. Atomic structure and spectra. - М.: Publishing. tehn. liter. - **1956**. P.134.
[10] Cedrov B.M. Theoretical foundations of materialist dialectics // Problems of Philosophy, **1976**, №12, p. 52-66.
[11] E.G. Komov. Group of chemical asteroids. М.: Education. **1964**. p.172.
[12] M. Menski. Quantum measurements, the phenomenon of life, and time arrow: three great problems // Successes of physical sciences, т.177, №4, **1995**, p. 422.
[13] Perelman V.I. Quick Reference chemist. Third Edition. **1954**. P.15.
[14] Rydberg I. The originals of the elements and the high frequency spectra || Phil. Mag. **1914**. Vol. 28. P. 144-149.

А.М. Дроздов², А.Л. Жохов², А.А. Юнусов³, А.А. Юнусова³

¹Украина, Кривой Рог, Криворож педагогикалық институты, Ұлттық университеттің филиалы;

²К.Д. Ушинский атындағы ЯМПУ, Ресей, Ярославль;

³Халықаралық Гуманитарлық-Техникалық университеті. Шымкент, Қазақстан

КОСМОЛОГИЯЛЫҚ МӘСЕЛЕЛЕРДІ ШЕШУДІҢ ЖУЫҚТАУ САЛДАРЫ. (2-БӨЛІМ)

Аннотация. Бұл мақалада кез-келген алдын-ала берілген уақыт кезеңіндегі кеңістіктің қалпын анықтау тек қана циклдік моделдеу үшін ғана емес, аралық энтропия циклі нольге тең болған кезде, Кант-Лаплас детерминизм қағидасына сүйенсе отырып, эволюция механизмімен абсолютті тең жұмыс істейді. Сондықтан бұл уақыт аралығын неліктен өзін үлкен етіп көрсететіндігін анықтау мүмкін емес. Бұл осы авторлардың бірінің көтерген эволюциялық кеңістік құрылымы мен проблемаларының моделі туралы идеясы, бұрын біршама толықтырылып алынған. Риман геометриясын негізге ала отырып дайындалған бұл мақалада, космологиялық мәселелерді шешудің алты жуықтау салдарын пайдаланып әлем эволюциясының көрінісін анықтау.

Тірек сөздер: космологиялық мәселелер, қолданыс облысы ортақ салыстырмалы қағидалар, Минковский геометриясының п-өлшеуіш нұсқасы, әлемнің эволюциялық топтамасының моделі, жарық қозғалысының айналымы маңнасы, химиялық элементтер жүйесінің мерзімді эволюциясы, метапериод, «уақыт жүйріктігі» әлемінің топтамасы, абсолютті әлем, өмір мен ақылдың физикалық табиғатының феномені.

NEWS

OF THE NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF THE REPUBLIC OF KAZAKHSTAN
PHYSICO-MATHEMATICAL SERIES

ISSN 1991-346X

Volume 1, Number 311 (2017), 65 – 71

S.S. Baizhanov¹, B.Sh. Kulpeshov²¹Institute of Mathematics and Mathematical Modeling, Almaty, Kazakhstan, e-mail: sayan-5252@mail.ru;²International Information Technology University, Almaty, Kazakhstan, e-mail: b.kulpeshov@iitu.kz

INVARIANT PROPERTIES AT EXPANDING MODELS OF QUITE O-MINIMAL THEORIES

Abstract. The present work concerns the notion of weak o-minimality originally studied by D. Macpherson, D. Marker and C. Steinhorn. If M is weakly o-minimal structure and $A \subseteq M$, we say that two non-algebraic 1-types p and q over A are weakly orthogonal if $p(x) \cup q(y)$ has a unique extension to a complete 2-type over A , and we say that p and q are quite orthogonal if there is an A -definable bijection between the sets of realizations of these types. We say that a weakly o-minimal theory is quite o-minimal if the notions of weak and quite orthogonality coincide. Here the properties being invariant regarding to expanding a model of a countably categorical quite o-minimal theory by a convex unary predicate are studied. It is proved that such properties as quite o-minimality, countable categoricity and convexity rank are invariant.

Keywords: weak o-minimality, quite o-minimality, countable categoricity, expansion of a model, convexity rank.

УДК 510.67

С.С. Байжанов¹, Б.Ш. Кулпешов²¹Институт математики и математического моделирования, Алматы, e-mail: sayan-5225@mail.ru;²Международный университет информационных технологий, Алматы, e-mail: b.kulpeshov@iitu.kz

ИНВАРИАНТНЫЕ СВОЙСТВА ПРИ ОБОГАЩЕНИЯХ МОДЕЛЕЙ ВПОЛНЕ О-МИНИМАЛЬНЫХ ТЕОРИЙ

Аннотация. В настоящей работе исследуются свойства, являющиеся инвариантными относительно обогащения модели счетно категоричной вполне о-минимальной теории посредством выпуклого унарного предиката. Доказано, что такими свойствами являются вполне о-минимальность, счетная категоричность и ранг выпуклости.

Ключевые слова: слабая о-минимальность, вполне о-минимальность, счетная категоричность, обогащение модели, ранг выпуклости.

Пусть L — счетный язык первого порядка. Всюду в данной статье мы рассматриваем L -структуры и предполагаем что L содержит символ бинарного отношения $<$, который интерпретируется как линейный порядок в этих структурах. Настоящая работа касается понятия *слабой о-минимальности*, первоначально глубоко исследованного в [1]. Подмножество A линейно упорядоченной структуры M называется *выпуклым*, если для любых $a, b \in A$ и $c \in M$ всякий раз когда $a < c < b$ мы имеем $c \in A$. *Слабо о-минимальной структурой* называется линейно упорядоченная структура $M = \langle M, =, <, \dots \rangle$ такая, что любое определимое (с параметрами) подмножество структуры M является объединением конечного числа выпуклых множеств в M . Вспомним что такая структура M называется *о-минимальной*, если каждое определимое (с параметрами) подмножество структуры M является объединением конечного числа интервалов и

точек в M . Таким образом, слабая о-минимальность является обобщением о-минимальности. Вещественно замкнутые поля с собственным выпуклым кольцом нормирования обеспечивают важный пример слабо о-минимальных (не о-минимальных) структур.

Пусть A, B — произвольные подмножества линейно упорядоченной структуры M . Тогда выражение $A < B$ означает, что $a < b$ всякий раз когда $a \in A$ и $b \in B$. Выражение $A < b$ (соответственно $b < A$) означает, что $A < \{b\}$ ($\{b\} < A$). Для произвольного типа p мы обозначаем через $p(M)$ множество реализаций типа p в M . Теория T является *бинарной*, если любая формула теории T эквивалентна в T булевой комбинации формул самое большее от двух свободных переменных.

Определение 1. [2] Пусть T — слабо о-минимальная теория, M — достаточно насыщенная модель теории T , и пусть $\phi(x)$ — произвольная M -определимая формула с одной свободной переменной. Ранг выпуклости формулы $\phi(x)$ ($RC(\phi(x))$) определяется следующим образом:

1) $RC(\phi(x)) \geq 1$, если $\phi(M)$ бесконечно.

2) $RC(\phi(x)) \geq \alpha + 1$, если существуют параметрически определенное отношение эквивалентности $E(x, y)$ и бесконечная последовательность элементов $b_i, i \in \omega$, такие, что:

- Для любых $i, j \in \omega$, всякий раз когда $i \neq j$ мы имеем $M \models \neg E(b_i, b_j)$

- Для каждого $i \in \omega$ $RC(E(x, b_i)) \geq \alpha$ и $E(M, b_i)$ - выпуклое подмножество множества $\phi(M)$

3) $RC(\phi(x)) \geq \delta$, если $RC(\phi(x)) \geq \alpha$ для всех $\alpha < \delta$ (δ предельный).

Если $RC(\phi(x)) = \alpha$ для некоторого α , то мы говорим что $RC(\phi(x))$ определяется. В противном случае (т.е. если $RC(\phi(x)) \geq \alpha$ для всех α), мы полагаем $RC(\phi(x)) = \infty$.

Рангом выпуклости 1-типа p ($RC(p)$) будем называть инфимум множества $\{RC(\phi(x)) \mid \phi(x) \in p\}$, т.е. $RC(p) := \inf \{RC(\phi(x)) \mid \phi(x) \in p\}$.

В следующих определениях M — слабо о-минимальная структура, $A, B \subseteq M$, M — $|A|^+$ -насыщенна, $p, q \in S_1(A)$ — неалгебраические.

Определение 2. [3] Будем говорить что тип p не является *слабо ортогональным* типу q ($p \perp^w q$), если существуют A -определимая формула $H(x, y)$, $\alpha \in p(M)$ и $\beta_1, \beta_2 \in q(M)$ такие что $\beta_1 \in H(M, \alpha)$ и $\beta_2 \notin H(M, \alpha)$.

Лемма 3. [3] Отношение не слабой ортогональности \perp^w является отношением эквивалентности на $S_1(A)$.

Определение 4. [4] Будем говорить что тип p не является *вполне ортогональным* типу q ($p \perp^q q$), если существует A -определимая биекция $f: p(M) \rightarrow q(M)$. Будем говорить что слабо о-минимальная теория является *вполне о-минимальной*, если понятия слабой и вполне ортогональности 1-типов совпадают.

Очевидно что любая о-минимальная теория является вполне о-минимальной, поскольку в случае не слабой ортогональности 1-типов над произвольным множеством A существует A -определимая строго монотонная биекция между множествами реализаций этих типов.

Пример 5. [1] Пусть $M = \langle M; <, P_1^1, P_2^1, f^1 \rangle$ — линейно упорядоченная структура такая, что M есть непересекающееся объединение интерпретаций унарных предикатов P_1 и P_2 , при этом $P_1(M) < P_2(M)$. Мы отождествляем интерпретацию P_2 с множеством рациональных чисел \mathbb{Q} , упорядоченном как обычно, а P_1 с $\mathbb{Q} \times \mathbb{Q}$, упорядоченном лексикографически. Символ f интерпретируется частичной унарной функцией с $Dom(f) = P_1(M)$ и $Range(f) = P_2(M)$ определяется равенством $f((n, m)) = n$ для всех $(n, m) \in \mathbb{Q} \times \mathbb{Q}$.

Может быть доказано, что $Th(M)$ — слабо о-минимальная теория. Пусть $p(x) := \{P_1\}$, $q(x) := \{P_2\}$. Очевидно что $p, q \in S_1(\emptyset)$, $p \perp^w q$, но $p \perp^q q$, т.е. $Th(M)$ не является вполне о-минимальной. Заметим также, что $RC(p) = 2, RC(q) = 1$.

Пример 6. Пусть $M := \langle M, <, P_1^1, P_2^1, E_1^2, E_2^2, f^1 \rangle$ — линейно упорядоченная структура, так что M есть непересекающееся объединение интерпретаций унарных предикатов P_1 и P_2 , при этом $P_1(M) < P_2(M)$. Мы отождествляем интерпретации P_1 и P_2 с $\mathbf{Q} \times \mathbf{Q}$, упорядоченной лексикографически. Интерпретации бинарных предикатов $E_1(x, y)$ и $E_2(x, y)$ — это отношения эквивалентности на $P_1(M)$ и $P_2(M)$ соответственно такие, что для всех $x = (n_1, m_1), y = (n_2, m_2) \in \mathbf{Q} \times \mathbf{Q}$,

$$E_i(x, y) \Leftrightarrow n_i = n_2, \text{ где } i = 1, 2.$$

Символ f интерпретируется частичной унарной функцией с $Dom(f) = P_1(M)$ и $Range(f) = P_2(M)$ и определяется посредством $f((n, m)) = (n, -m)$ для всех $(n, m) \in \mathbf{Q} \times \mathbf{Q}$.

Можно понять, что $E_1(x, y)$ и $E_2(x, y)$ — \emptyset -определимые отношения эквивалентности, разбивающие $P_1(M)$ и $P_2(M)$ соответственно на бесконечное число бесконечных выпуклых классов. Утверждаем, что f является строго убывающей на каждом $E_1(a, M)$, где $a \in P_1(M)$, и f — строго возрастающая на $P_1(M)/E_1$. Может быть доказано, что $Th(M)$ — вполне о-минимальная теория. Теория $Th(M)$ не является о-минимальной, поскольку $E_1(a, M)$ определяет выпуклое множество, не являющееся интервалом в M . Заметим также, что $RC(P_1(x)) = RC(P_2(x)) = 2$.

Вполне о-минимальные теории являются подклассом класса слабо о-минимальных теорий, наследующим многие свойства о-минимальных теорий. Так, в работе [5] были полностью описаны счетно категоричные вполне о-минимальные теории. Это описание влечет их бинарность (аналогичный результат верен для счетно категоричных о-минимальных теорий).

Теорема 7. [5], [6] Пусть T — счетно категоричная вполне о-минимальная теория, $M \models T$, $|M| = \aleph_0$. Тогда

(i) существует конечное множество $C = \{c_0, \dots, c_n\} \subseteq M (M \cup \{-\infty, +\infty\})$, если M не имеет первого или последнего элементов), состоящее из всех \emptyset -определимых элементов в M (с возможными исключениями для $-\infty, +\infty$), такое что $M \models c_i < c_j$ для всех $i < j \leq n$ и для каждого $j \in \{1, \dots, n\}$ либо $M \models (\exists x) c_{j-1} < x < c_j$ либо $I_j = \{x \in M : M \models c_{j-1} < x < c_j\}$ является плотным линейным порядком без концевых точек и существуют $k_j \in \omega$ и $p_1^j, \dots, p_{k_j}^j \in S_1(\emptyset)$ так что $I_j = \bigcup_{s=1}^{k_j} p_s^j(M)$;

(ii) для каждого неалгебраического $p \in S_1(\emptyset)$ существует $n_p \in \omega$ такой, что $RC(p) = n_p$, т.е. существуют \emptyset -определимые отношения эквивалентности $E_1^p(x, y), E_2^p(x, y), \dots, E_{n_p-1}^p(x, y)$ такие, что

- $E_{n_p-1}^p$ разбивает $p(M)$ на бесконечное число $E_{n_p-1}^p$ -классов, каждый $E_{n_p-1}^p$ -класс выпуклый и открытый, так что индуцированный порядок на классах является плотным линейным порядком без концевых точек

• для каждого $i \in \{1, \dots, n_p - 2\}$ E_i^p разбивает каждый E_{i+1}^p -класс на бесконечное число E_i^p -классов, каждый E_i^p -класс выпуклый и открытый, так что E_i^p -подклассы каждого E_{i+1}^p -класса плотно упорядочены без конечных точек

(iii) существует отношение эквивалентности $\varepsilon \subseteq (\{s : 1 \leq s \leq k\})^2$, где $\{p_s \mid s \leq k < \omega\}$ есть произвольное перечисление всех неалгебраических 1-типов над \emptyset , такое что для каждого $(i, j) \in \varepsilon$ существует единственная \emptyset -определимая локально монотонная биекция $f_{i,j} : p_i(M) \rightarrow p_j(M)$ так что $RC(p_i) = RC(p_j)$, $f_{i,i} = id_{p_i(M)}$ и $f_{j,l} \circ f_{i,j} = f_{i,l}$ для всех $(i, j), (j, l) \in \varepsilon$

так что T допускает элиминацию кванторов до языка

$$\{=, <\} \cup \{c_i : i \leq n\} \cup \{U_s(x) : s \leq k\} \cup \{E_i^{p_s}(x, y) : s \leq k, l \leq n_{p_s}\} \cup \{f_{i,j} : (i, j) \in \varepsilon\},$$

где $U_s(x)$ изолирует тип p_s для каждого $s \leq k$.

Более того, любому упорядочению с выделенными элементами как в (i)-(ii) и любым подходящим отношением эквивалентности ε как в (iii), соответствует счетно категоричная вполне о-минимальная теория как выше.

В настоящей работе исследуются свойства, сохраняющиеся при обогащениях моделей счетно категоричной вполне о-минимальной теории посредством выпуклого унарного предиката. Установлено, что свойствами, сохраняющимися при таких обогащениях, являются вполне о-минимальность, счетная категоричность и ранг выпуклости.

Пусть $M := \langle M, \Sigma \rangle$ — счетно категоричная слабо о-минимальная структура. Обогатим структуру $M := \langle M, \Sigma \rangle$ до структуры $M' := \langle M, \Sigma, U^1 \rangle$ посредством добавления в сигнатуру нового унарного предиката $U(x)$, выделяющего выпуклое множество в M . Согласно основному результату из [3] $T' := Th(M')$ остается слабо о-минимальной теорией. Заметим, что обогащение унарным предикатом $U(x)$, выделяющим конечное число (скажем, m) выпуклых множеств в M , равносильно обогащению m унарными предикатами $U_i(x)$, $1 \leq i \leq m$, выделяющими выпуклые множества в M (поскольку, очевидно, каждое такое выпуклое множество является \emptyset -определимым). Так как M — счетно категорична, то существует лишь конечное число неалгебраических 1-типов над \emptyset p_1, p_2, \dots, p_s . Пусть для определенности $p_1(M) < p_2(M) < \dots < p_s(M)$. Предположим, что $U(M) \cap p_i(M) \neq \emptyset$ для каждого $1 \leq i \leq 3$, $p_2(M) \subset U(M)$, существуют $a_1, a_2 \in p_1(M)$, $b_1, b_2 \in p_3(M)$ такие, что

$$M' \models a_1 < a_2 \wedge \neg U(a_1) \wedge U(a_2) \wedge b_1 < b_2 \wedge U(b_1) \wedge \neg U(b_2)$$

Тогда введение предиката $U(x)$ равносильно введению двух выпуклых предикатов $U_1(x)$ и $U_2(x)$, где $U_1(x) := P_1(x) \wedge \neg U(x)$ и $U_2(x) := P_3(x) \wedge U(x)$. Поэтому далее рассматриваем предикат $U(x)$ такой, что для некоторого неалгебраического 1-типа $p \in S_1(\emptyset)$ $U(M) \subset p(M)$, $U(M)^- = p(M)^-$, т.е существует $a \in p(M)$ такой, что $U(M) < a$.

Если правая граница предиката $U(x)$ определяется некоторым элементом $b \in M$, то обогащение предикатом $U(x)$ равносильно обогащению структуры M одной константой. Понятно, что в этом случае T' остается счетно категоричной. Поэтому далее рассматриваем случай, когда правая граница предиката $U(x)$ определяет иррациональное сечение в M .

Пусть $E(x, y)$ — \emptyset -определимое отношение эквивалентности, разбивающее $p(M)$ на бесконечное число бесконечных выпуклых классов. Будем говорить, что $U(x)$ является *иррациональным относительно E -классов*, если выполняются следующие два условия:

(1) для каждого $a \in p(M)$ с условием $U(a)$ существует $b \in p(M)$ такой, что

$$M' \models a < b \wedge \neg E(a, b) \wedge U(b);$$

(2) для каждого $c \in p(M)$ с условием $\neg U(c)$ существует $d \in p(M)$ такой, что

$$M' \models d < c \wedge \neg E(c, d) \wedge \neg U(d).$$

Пример 8. Пусть $M := \langle \mathbf{Q}, <, U^1 \rangle$ — линейно упорядоченная структура, где $U(x)$ — унарный предикат, выделяющий в M следующее выпуклое множество:

$$U(M) := \{b \in \mathbf{Q} \mid b < \sqrt{2}\}.$$

Заменим каждую точку $a \in M$ копией множества рациональных чисел \mathbf{Q} и определим новое бинарное отношение $E(x, y)$ следующим образом: для любых $a_1 = (m_1, n_1), a_2 = (m_2, n_2) \in \mathbf{Q} \times \mathbf{Q}$

$$E(a_1, a_2) \Leftrightarrow m_1 = m_2.$$

В результате получим структуру $M' := \langle \mathbf{Q} \times \mathbf{Q}, <, U^1, E^2 \rangle$. Отношение $E(x, y)$ является отношением эквивалентности, разбивающим M' на бесконечное число бесконечных выпуклых классов, так что индуцированный порядок на E -классах является плотным порядком без конечных точек.

Может быть доказано, что M' — счетно категоричная слабо о-минимальная структура. Нетрудно понять, что предикат $U(x)$ является иррациональным относительно E -классов.

Будем говорить, что $U(x)$ является *квазирациональным вправо (влево) относительно E -классов*, если существует E -класс $E(a, M)$ для некоторого $a \in p(M)$ такой, что $U(M)^+ = E(a, M)^+ (U(M) = p(M) \cap E(a, M)^-)$.

Будем далее предполагать, что T — счетно категоричная вполне о-минимальная теория, $M \models T$, $p \in S_1(\emptyset)$ — неалгебраический, M' — обогащение модели M унарным предикатом $U(x)$ таким, что $U(M) \subset p(M)$ и $U(M)^- = p(M)^-$.

Лемма 9. Пусть $RC(p) = n$. Тогда множество реализаций $p(M)$ делится предикатом $U(x)$ на s выпуклых \emptyset -определимых множеств, являющихся 1-неразличимыми над \emptyset , где $2 \leq s \leq 2n$.

Доказательство Леммы 9. В силу счетной категоричности теории T тип p является изолированным, откуда существует \emptyset -определимая формула $P(x)$, изолирующая тип p . Поскольку $RC(p) = n$, то существуют \emptyset -определимые отношения эквивалентности $E_1(x, y), E_2(x, y), \dots, E_{n-1}(x, y)$, разбивающие $p(M)$ на бесконечное число бесконечных выпуклых классов, так что

$$E_1(a, M) \subset E_2(a, M) \subset \dots \subset E_{n-1}(a, M)$$

для некоторого (любого) $a \in p(M)$. В силу Теоремы 7 тип p определяется только этими отношениями эквивалентности. Следовательно, достаточно исследовать взаимное расположение E_i -классов для $1 \leq i \leq n-1$ и предиката $U(x)$.

Введем следующие формулы:

$$E_0(x, y) := x = y, \quad E_n(x, y) := P(x) \wedge P(y)$$

$$\theta_i(y) := \exists z_1 \exists z_2 [E_i(y, z_1) \wedge E_i(z_1, z_2) \wedge U(z_1) \wedge \neg U(z_2)], \quad 1 \leq i \leq n-1$$

$$R_i(y) := \exists z [E_{i+1}(y, z) \wedge \neg E_i(y, z) \wedge y < z \wedge U(y) \wedge \neg U(z) \wedge \forall t_1 (E_i(y, t_1) \rightarrow U(t_1)) \wedge$$

$$\wedge \forall t_2 (y < t_2 < z \wedge \neg E_i(y, t_2) \rightarrow \neg U(t_2))], \quad 1 \leq i \leq n-1$$

$$L_i(y) := \exists z[E_{i+1}(y, z) \wedge \neg E_i(y, z) \wedge y > z \wedge \neg U(y) \wedge U(z) \wedge \forall t_1(E_i(y, t_1) \rightarrow \neg U(t_1)) \wedge \\ \wedge \forall t_2(z < t_2 < y \wedge \neg E_i(y, t_2) \rightarrow U(t_2))], \quad 1 \leq i \leq n-1$$

Случай 1. $U(x)$ является иррациональным относительно E_{n-1} -классов.

В этом случае $\theta_i(M) = \emptyset$ для каждого $1 \leq i \leq n-1$ и $P(x)$ делится на две выпуклые формулы: $P(x) \wedge U(x)$ и $P(x) \wedge \neg U(x)$.

Случай 2. $U(x)$ делит E_i -класс для некоторого $1 \leq i \leq n-1$ и является иррациональным относительно E_{i-1} -классов.

Тогда $P(x)$ делится на $2(n-i+1)$ формул:

$$U_j^l(x) := P(x) \wedge \forall y[\theta_i(y) \rightarrow x < y \wedge \neg E_{n-j+1}(x, y) \wedge E_{n-j+2}(x, y)], \quad 2 \leq j \leq n-i+1$$

$$U_1^l(x) := P(x) \wedge \forall y[\theta_i(y) \rightarrow E_i(x, y) \wedge U(x)]$$

$$U_1^r(x) := P(x) \wedge \forall y[\theta_i(y) \rightarrow E_i(x, y) \wedge \neg U(x)]$$

$$U_j^r(x) := P(x) \wedge \forall y[\theta_i(y) \rightarrow x > y \wedge \neg E_{n-j+1}(x, y) \wedge E_{n-j+2}(x, y)], \quad 2 \leq j \leq n-i+1$$

Случай 3. $U(x)$ делит E_i -класс для некоторого $2 \leq i \leq n$ и является квазирациональным вправо относительно E_{i-1} -классов.

Тогда $P(x)$ делится на $2(n-i)+3$ формул:

$$U_j^l(x) := P(x) \wedge \forall y[\theta_i(y) \rightarrow x < y \wedge \neg E_{n-j}(x, y) \wedge E_{n-j+1}(x, y)], \quad 2 \leq j \leq n-i+1$$

$$U_1^l(x) := P(x) \wedge \forall y[R_{i-1}(y) \rightarrow x < y \wedge E_i(x, y)]$$

$$U_0^l(x) := P(x) \wedge R_{i-1}(x)$$

$$U_1^r(x) := P(x) \wedge \forall y[R_{i-1}(y) \rightarrow x > y \wedge E_i(x, y)]$$

$$U_j^r(x) := P(x) \wedge \forall y[\theta_i(y) \rightarrow x > y \wedge \neg E_{n-j}(x, y) \wedge E_{n-j+1}(x, y)], \quad 2 \leq j \leq n-i+1$$

Случай 4. $U(x)$ делит E_i -класс для некоторого $2 \leq i \leq n$ и является квазирациональным влево относительно E_{i-1} -классов.

Тогда $P(x)$ также делится на $2(n-i)+3$ формул: $U_j^l(x)$ и $U_j^r(x)$ для каждого $2 \leq j \leq n-i+1$ такие же как в Случае 3.

$$U_1^l(x) := P(x) \wedge \forall y[L_{i-1}(y) \rightarrow x < y \wedge E_i(x, y)]$$

$$U_0^l(x) := P(x) \wedge L_{i-1}(x)$$

$$U_1^r(x) := P(x) \wedge \forall y[L_{i-1}(y) \rightarrow x > y \wedge E_i(x, y)]$$

Лемма 10. Пусть $p, q \in S_1(\emptyset)$ — неалгебраические, $p \perp^w q$. Тогда $p(M)$ разбивается на s выпуклых \emptyset -определимых множеств $\Leftrightarrow q(M)$ разбивается на s выпуклых \emptyset -определимых множеств.

Доказательство Леммы 10. Поскольку $p \perp^w q$, то $RC(p) = RC(q)$ и существует \emptyset -определимая функция $f: p(M) \rightarrow q(M)$, являющаяся локально монотонной биекцией. Пусть $P(x)$ — \emptyset -определимая формула, изолирующая тип p . Предположим, что $P(x)$ делится на s выпуклых \emptyset -определимых формул $U_1(x), \dots, U_s(x)$, выделяющих в $p(M)$ 1-неразличимые над \emptyset множества. Рассмотрим следующие формулы:

$$S_i(x) := \exists y[U_i(y) \wedge f(y) = x], \quad 1 \leq i \leq s$$

Очевидно, что поскольку $U_i(M) \cap U_j(M) = \emptyset$ для всех $1 \leq i, j \leq s$ с условием $i \neq j$, то $S_i(M) \cap S_j(M) = \emptyset$. В силу неразличимости $U_i(M)$ над \emptyset таким же будет и $S_i(M)$ для любого $1 \leq i \leq s$.

Пусть $p_i := \{U_i(x)\}, q_i := \{S_i(x)\}$ для каждого $1 \leq i \leq s$. Тогда нетрудно понять, что $p_i \perp^w q_i$, $RC(p_i) = RC(q_i)$ и $f: p_i(M) \rightarrow q_i(M)$ — \emptyset -определимая биекция.

Таким образом, установлена следующая:

Теорема 11. Пусть M — модель счетно категоричной вполне о-минимальной теории, M' — обогащение модели M произвольным конечным семейством выпуклых унарных предикатов. Тогда M' — модель счетно категоричной вполне о-минимальной теории того же ранга выпуклости.

В заключение отметим, что данные исследования поддержаны грантом КН МОН РК № 0830/ГФ4 по теме «Классификационные вопросы генерических и упорядоченных структур, а также их элементарных теорий» в рамках приоритета «Интеллектуальный потенциал страны».

ЛИТЕРАТУРА

- [1] H.D. Macpherson, D. Marker, and C. Steinhorn, Weakly o-minimal structures and real closed fields // Transactions of The American Mathematical Society, 352 (2000), pp. 5435–5483.
- [2] B.Sh. Kulpeshov, Weakly o-minimal structures and some of their properties // The Journal of Symbolic Logic, 63 (1998), pp. 1511–1528.
- [3] B.S. Baizhanov, Expansion of a model of a weakly o-minimal theory by a family of unary predicates // The Journal of Symbolic Logic, 66 (2001), pp. 1382–1414.
- [4] Б.Ш. Кулпешов, Ранг выпуклости и ортогональность в слабо о-минимальных теориях // Известия НАН РК, серия физико-математическая, 227 (2003), С. 26–31.
- [5] Б.Ш. Кулпешов, Счетно-категоричные вполне о-минимальные теории // Вестник НГУ, серия: математика, механика, информатика, 11:1 (2011), С. 45–57.
- [6] B.Sh. Kulpeshov, Countably categorical quite o-minimal theories // Journal of Mathematical Sciences, 188:4 (2013), pp. 387–397.

С.С. Байжанов¹, Б.Ш. Кулпешов²

¹Математика және математикалық модельдеу институты, Алматы, Қазақстан;

²Халықаралық ақпараттық технологиялар университеті, Алматы, Қазақстан,

ӘБДЕН О-МИНИМАЛДЫҚ ТЕОРИЯЛАРДЫҢ МОДЕЛЬДЕРІН БАЙЫТУДА ИНВАРИАНТТЫҚ ҚАСИЕТТЕРІ

Аннотация. Осы жұмыста дөңестік унарлық предикатпен есептік-категориялық әбден о-минималдық теорияларының моделін байытылғанда инварианттық қасиеттер зерттеленеді. Әбден о-минималдық, есептік категориялық және дөңестік рангісі инварианттық қасиеттерге жататындығын дәлелденді.

Кілт сөздер: әлсіз о-минималдық, әбден о-минималдық, есептік категориялық, модельді байыту, дөңестік рангісі.

NEWS

OF THE NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF THE REPUBLIC OF KAZAKHSTAN

PHYSICO-MATHEMATICAL SERIES

ISSN 1991-346X

Volume 1, Number 311 (2017), 72 – 76

A.D. Duisenbay¹, N.ZH. Takibayev¹, V.O. Kurmangalieva¹

¹Kazakh National University named after al-Farabi, Almaty, Kazakhstan
aknurka_93@mail.ru, venera_baggi@mail.ru

**RESEARCH OF THE REACTIONS
OF Li AND Be ISOTOPES WITH NEUTRONS**

Abstract. Defined the energies of the reactions of neutron interaction with isotopes of light nuclei in nuclear installation. Have done the calculations of kinetic energies of neutrons which can occur in nuclear installation.

Key words: isotopes of light nuclei, kinetic energy of neutron, nuclear reactions etc.

А.Д. Дүйсенбай¹, Н.Ж. Такибаев¹, В.О. Құрманғалиева¹

¹Әл-Фараби атындағы Қазақ Ұлттық Университеті, Алматы, Қазақстан

**Li ЖӘНЕ Be ИЗОТОПТАРЫНЫҢ НЕЙТРОНДАРМЕН
ӘРЕКЕТТЕСУ РЕАКЦИЯЛАРЫНЗЕРТТЕУ**

Аннотация. Жұмыста жеңіл ядролар изотоптарының ядролық құрылғыларда нейтрондармен әрекеттесу реакцияларының энергиялары анықталды, сонымен қатар ядролық құрылғыларда жүзеге асуы үшін кейбір энергиялары жеткіліксіз реакциялардағы нейтрондардың кинетикалық энергиялары есептелінді.

Тірек сөздер: жеңіл ядролардың изотоптары, нейтронның кинетикалық энергиясы, ядролық реакциялар және т.б.

Кіріспе

Қазіргі таңда ядролық физика саласы күннен күнге дамып келеді. Бұл саланың негізгі элементтері ретінде жеңіл ядролардың алатын орны ерекше. Сондықтан, жеңіл ядролар изотоптарының қасиеттерін зерттеудің, әсіресе, олардың ядролық құрылғыларда қолданылуының немесе өңделуінің маңызы зор. Сонымен қатар, бұл элементтердің ядролық құрылғыларда нейтрондармен әрекеттесу реакцияларының жүзеге асу үдерісін зерттеудің де өзіндік ерекшелігі бар.

Әрбір жеңіл ядроның бірнеше изотоптары бар. Олардың тұрақты және радиоактивті түрлері болады. Бұл изотоптар өздеріне тән қасиеттері мен сипаттамаларына ие. Жеңіл ядролар ішінен литий мен бериллий элементтерінің ядролық құрылғылардағы маңызы зор: литийдің қолданылатын ортасы – ядролық энергетика, ал ⁶Li изотобы тритийді алудың жалғыз өндіріс көзі болып табылады.

Реактордағы атомдық жанармай ядросының бөліну процесінде шығарылатын нейтрондар өте үлкен жылдамдыққа ие. Әдетте, нейтрондарды тізбекті реакция эффективті өтетіндей жылдамдықтарға дейін баяулатқан жөн. Сол себепті, реакторда нейтрондарды бөлгеннен пайда болған бөлшектерді баяулату үшін арналған материалдардың болуы қажет. Мұндай материал «баяулатқыш» деп аталады. Атомдық массасы аз болатын элементтер ең эффективті баяулатқыштар болып табылады.

Атомдық энергияны алу аймағындағы бериллийдің тағы бір қолданылу аясы – нейтрондық шашыратқыш ретінде пайдаланылуы. Шашырауын минимум мәніне дейін төмендететін нейтрон-

дарды шағылдырғыш заттар қабатымен, ядролық жанармай орналасқан активті аймақты қоршайтын болса, онда реактордың критикалық массасын төмендетуге болады [1].

Литий және бериллий элементтері изотоптарының ядролық құрылғыларда нейтрондармен әрекеттесу реакциялары теориялық тұрғыда жүзеге асырылып, реакция энергиялары есептеледі. Энергиялары жеткілікті болатын реакциялар ядролық құрылғыларда жүзеге асады. Ал, егер нейтрондар жеткілікті энергияға ие болмаса, онда оның кинетикалық энергиясын есептеп, сондай энергияны нейтронға бере отырып, энергиясын арттырамыз. Сонда мұндай реакциялар да ядролық құрылғыларда жүзеге аса алады.

Ядролық энергетика саласында мұндай реакциялардың жүзеге асуының және энергияларының жеткілікті болуының маңызы зор. Себебі, ядролық құрылғыларда жүретін реакциялардың барлығы дерлік энергияны өндіру мақсатында жүзеге асырылады.

Ядролық реакциялар – энергияның көзі. Кейбір ауыр элементтердің (мысалы, уран, плутоний) ядролары бөлінген кезде, ал жеңіл түрлері (сутегі изотоптары) қосылып ауырырақ (гелий) элементтерді құрағанда, ядролық реакциялар барысында едәуір энергия шығарылады. Бөліну реакцияларында атом ядросы сыртқы нейтрондардың әсерінен екі немесе одан көп бөлшектерге ыдырайды [2].

Ядролық реакциялардың нейтрондармен әрекеттесуінің негізгі қасиеті – нейтрондар энергиясының төмендеген кезіндегі ядролық реакция қимасының параболалық заң бойынша өсуі. Сондықтан, көптеген қарапайым энергетикалық ядролық реакторлар қоршаған ортамен жылулық тепе-теңдікте болатын нейтрондарда жұмыс жасайды [3]. Сонымен қатар, ауыр ядролар бөлінген кезде жылдам нейтрондар шығарылады (энергиясы бірнеше МэВ).

Нейтрон – спині $1/2$ және массасы протонның массасынан аз ғана үлкен қарапайым нейтралды бөлшек. Оның негізгі қасиеттеріне мыналарды жатқыза аламыз: массасы – $939,565346$ МэВ; $m_n - m_p = 1,29344$ МэВ; бос күйіндегі өмір сүру уақыты – $885,7$ секундтар; ядролық магнетонның магниттік моменті – $-1,91304273(45)$, ал нейтронның магниттік моменті протондікіне ұқсас, яғни $m_p = 2,79m_{nuc}$. Бұлар күшті әсерлесетін бөлшектер қатарына жатады және бариондар тобына кіреді, яғни ішкі ерекше сипаттамаларға ие болады. Ол – протондікіндей $+1$ -ге тең болатындай бариондық заряд. Нейтрондар тек тұрақты атом ядроларында ғана орнықты болады. Еркін нейтрон – протонға, электронға және электрондық антинейтриноға ыдырайтын тұрақсыз бөлшек [4]

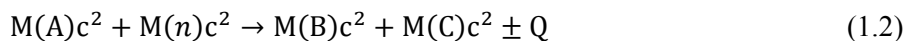


Нейтронның орташа өмір сүру уақыты $\tau=16$ мин. Еркін нейтрондар ядролармен күшті жұтылатындықтан затта аз мөлшерде кездеседі. Сондықтан, еркін электрондар тек ядролық реакциялардың нәтижесінде ғана пайда болады. Еркін нейтрон атом ядроларымен әрекеттесуге бейім болып келеді. Нейтрондар ауыр ядролардың бөлінуі, сонымен қатар, көп жағдайда радиоактивті изотоптардың құрылуына әкелетін нейтронды қарпу елеулі орын алатындай қандай да бір ядролық реакцияны шақырады. Ядролық реакциялардың жүзеге асуына орай нейтрондардың үлкен эффективтілігі, баяу нейтрондар затымен әрекеттесуі, оларды ядролық физиканы зерттеуде басты құрал ретінде көрсетеді. Нейтрондар қарапайым бөлшектердің барлық әрекеттесулеріне қатысады, олар – күшті, электромагниттік, әлсіз және гравитациялық.

Заттан өткен кезде нейтрондар әр түрлі ядролық реакцияларды шақырады және ядроларда серпімді шашыратылады. Бұл микроскопиялық үдерістердің интенсивтіліктері ретінде нейтрондардың заттардан өтудің барлық макроскопиялық қасиеттері анықталады. Олар: баяулату, диффузия, жұтылу және т.б. Нейтронның заряды нөлге тең болғандықтан, атомдық бұлтшалардың электрондарымен мүлдем әрекеттеспейді. Сондықтан, ортаның атомдық сипаттамалары нейтрондардың затта таралуында ешқандай маңызы жоқ. Бұл – таза ядролық үдеріс [5]. Әр түрлі нейтрон-ядролық реакциялардың қималары нейтрондардың энергияларына тәуелді.

Талдаулары мен есептеулері

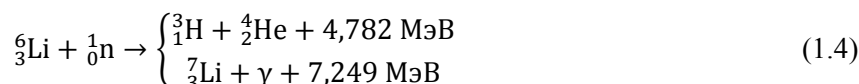
Жалпы жеңіл ядролардың нейтрондармен әрекеттесу реакцияларының шартты түрі мынадай болады:



Мұндағы А, В, С – реакцияға дейінгі және реакциядан кейінгі элементтер, Q – реакция нәтижесінде пайда болатын жылу мөлшері. Ал, енді бұл жылу мөлшерін, яғни энергияны, есептеу үшін оны теңдіктің сол жағына, қалғандарын оң жақ бөлігіне өткіземіз. Сонда

$$Q = M(A)c^2 + M(n)c^2 - M(B)c^2 - M(C)c^2 \quad (1.3)$$

Енді (1.2) өрнегіне жеңіл ядролар изотоптарын қоя отырып, реакциядан бөлініп шығатын элементтерді анықтайық, сонымен қатар, (1.3) формуласы бойынша реакцияның энергиясын есептеп жазайық [6,7]:



мұндағы, $M({}^6_3\text{Li})=5601,518 \text{ МэВ}$, $m_n=939,565379 \text{ МэВ}$, $M({}^3_1\text{H})=2808,921 \text{ МэВ}$, $M({}^4_2\text{He})=3727,379 \text{ МэВ}$, $M({}^7_3\text{Li})=6533,833 \text{ МэВ}$ [2].

Бұл ${}^6_3\text{Li}$ изотобының нейтронмен әрекеттесу реакциясының әр түрлі каналда жүруіне орай, екі түрлі реакция өнімдерін аламыз. Бірінші жағдайда, тритий мен гелий элементтері, ал екінші жағдайда, ${}^7_3\text{Li}$ изотобы және γ бөлшегі бөлініп шығады. Бұл реакцияларда энергия сыртқа бөлінетіндіктен, экзотермиялық реакцияға жатқызамыз.

${}^7_3\text{Li}$ изотобының нейтронмен әрекеттесу реакциясы [8]:

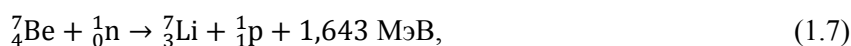


Литийдің бұл изотобының нейтронмен әрекеттесу реакциясында энергия шығарылмайды, яғни энергиясы жеткілікті деңгейге жетпейді. Мұндай реакция түрін эндотермиялық деп атаймыз. Енді ${}^8_3\text{Li}$ изотобының әрекеттесу реакциясынан энергияның бөлінетіндігі көрінеді. Бұл да экзотермиялық реакцияға жатады [9]:



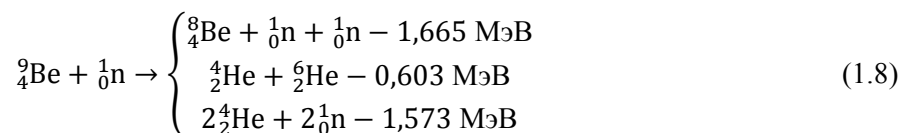
мұндағы, $M({}^8_3\text{Li})=7471,366 \text{ МэВ}$, $M({}^9_3\text{Li}) = 8406,867 \text{ МэВ}$ [10].

Сонымен қатар, ${}^7_4\text{Be}$ және ${}^9_4\text{Be}$ изотоптарының нейтронмен әрекеттесу реакциялары [6]:



мұндағы, $M({}^7_4\text{Be})=6534,184 \text{ МэВ}$, $M(m_p)=938,272046 \text{ МэВ}$ [10].

Бұл жерде реакцияның энергияны бөле отырып жүруіне сәйкес реакцияны экзотермиялық деп атаймыз. Ал, басқа изотобының әрекеттесуі [11, 12, 13]



мұндағы, $M({}^9_4\text{Be})=8392,749 \text{ МэВ}$, $M({}^8_4\text{Be})=7454,850 \text{ МэВ}$, $M({}^6_2\text{He})=5605,537 \text{ МэВ}$ [10].

${}^9_4\text{Be}$ изотобының нейтронмен әрекеттесу реакциясы әр түрлі каналдар арқылы жүретіндіктен, үш түрлі реакция орын алады.

Ядролық құрылғыларда бұл реакциялардың кейбіреуі жүреді, ал қалғандарының реакция энергиясы жеткіліксіз болғандықтан жүзеге аспайды. Себебі, нейтрондардың кинетикалық энергиясының мөлшері аз. Сондықтан оны арттыру амалын қарастыруымыз қажет. Бұған эндотермиялық реакциялар жатады.

Сонымен, ядролық құрылғылардағы эндотермиялық реакциялардың жүзеге асуы үшін, яғни нейтрондардың кинетикалық энергиясын қаншалықты арттыру керектігін анықтау үшін, (1.2) өрнегін нейтронның кинетикалық энергиясын ескере отырып, қайта жазатын болсақ:

$$E(A) + n(E_0 + E_k) \rightarrow E(B) + E(C) \quad (1.9)$$

Енді мұндағы нейтронның кинетикалық энергиясын есептейік:

$$E_k({}_0^1n) = E(B) + E(C) - E(A) - E_0({}_0^1n) \quad (1.10)$$

Осы жалпы формулаға реакция бөлшектерін енгізіп есептейік:

$$E_k({}_0^1n) = E({}_2^4\text{He}) + E({}_1^3\text{H}) + E({}_0^1n) - E({}_3^7\text{Li}) - E_0({}_0^1n) \quad (1.11)$$

Бұл ${}^7_3\text{Li}$ изотобының нейтронмен әрекеттесу реакциясындағы нейтронның кинетикалық энергиясы есептелген. Әрбір бөлшектердің энергияларын ескере отырып, $E_k({}_0^1n) = 2,467$ МэВ екендігі шығады.

(1.9) реакциялары үшін нейтрондардың кинетикалық энергиялары:

$$E_k({}_0^1n) = E({}_4^8\text{Be}) + E({}_0^1n) + E({}_0^1n) - E({}_4^9\text{Be}) - E_0({}_0^1n) \quad (1.12)$$

$$E_k({}_0^1n) = E({}_2^4\text{He}) + E({}_2^4\text{He}) - E({}_4^9\text{Be}) - E_0({}_0^1n) \quad (1.13)$$

$$E_k({}_0^1n) = 2E({}_2^4\text{He}) + 2E({}_0^1n) - E({}_4^9\text{Be}) - E_0({}_0^1n) \quad (1.14)$$

(1.12) теңдеуіндегі $E_k({}_0^1n) = 1,665$ МэВ; (1.13) теңдеуінің шешімі бойынша $E_k({}_0^1n) = 0,603$ МэВ; (1.14) теңдеуінің мәні $E_k({}_0^1n) = 1,573$ МэВ тең болады.

Сонымен, ядролық құрылғыларда мұндай реакциялардың жүруі үшін нейтрондардың кинетикалық энергиялары жеткілікті болуы қажет. Сондықтан нейтрондардың кинетикалық энергиялары жеткілікті мөлшерге дейін арттырылды. Нейтрондардың табалдырық энергиялары, яғни реакцияның жүруіне қажет нейтрондардың кинетикалық энергиялары есептеп шығарылды.

Бұдан көріп отырғанымыздай, литий элементтерінің кейбір изотоптарының нейтрондармен әрекеттесу реакциялары ядролық құрылғыларда жүзеге асады. Өйткені бұл реакцияларда энергия мөлшері артық болғандықтан, сыртқа шығарылады, яғни нейтрондардың кинетикалық энергиялары жеткілікті мәнге ие. Ал, бұл жеңіл ядросының бұдан басқа изотоптарының реакциялары жүзеге аспайды. Себебі, нейтрондардың кинетикалық энергиялары жеткіліксіз. Сондықтан мұндай жеңіл ядролар изотоптарының реакцияларын ядролық құрылғыларда жүзеге асыру үшін, яғни энергияны бөлу үшін, нейтрондарының кинетикалық энергияларын есептеп, сондай энергияны нейтрондарға беруіміз қажет. Сонда, бұл реакциялар да жеткілікті энергияға ие болып, жүзеге аса алады.

Қорытынды

Қазіргі таңда теориялық және ядролық физика саласының маңызды мәселесінің бірі жеңіл ядролар изотоптарының қасиеттерін зерттеу және оларды ядролық құрылғыларда пайдалану.

Бұл жұмыста ядролық құрылғыларда жеңіл ядролардың нейтрондармен әрекеттесу реакцияларының қалай жүзеге асатындығы қарастырылып, талдаулар жасалды. Жеңіл элементтердің, оның ішінде литий және бериллийдің ядролық құрылғыларда қолданылуы туралы мәліметтер қарастырылды. Ядролық құрылғыларда жеңіл ядролардың, яғни литий және бериллийдің, нейтрондармен әрекеттесу реакцияларының жүру үдерісі зерттелген.

Қойылған мәселелеріміздің нәтижелері:

- литий және бериллий изотоптарының нейтрондармен әрекеттесу реакциялары теориялық тұрғыда жүзеге асырылып, реакция энергиялары есептелді;

- бұл реакциялардың ядролық құрылғыларда жүзеге асуы үшін нейтрондардың кинетикалық энергияларына есептеулер жүргізілді;
- алынған нәтижелерге талдаулар жасалды.

Ядролық құрылғыларда жеңіл ядролардың кейбір изотоптарының жүзеге аспауы нейтрондардың кинетикалық энергиясының жеткіліксіздігімен түсіндіріледі. Мұндай реакцияларда жылдам нейтрондар қолданылған, себебі алынған нәтижелер бойынша нейтрондардың энергиялары 100 кэВ пен 14 МэВ аралығында жатыр.

ӘДЕБИЕТ

- [1] Грешилов А. А., Егупов Н. Д., Матушенко А. М. Ядерный щит // М.: Логос, 2008. - 438 с.
- [2] А.Н.Климов. Ядерная физика и ядерные реакторы // Москва: Энергоатомиздат, 1985. - С. 352.
- [3] Бартоломей Г.Г., Байбаков В.Д., Алхутов М.С., Бать Г.А. Основы теории и методы расчета ядерных энергетических реакторов // Москва: Энергоатомиздат, 1982. - С. 512.
- [4] Широков Ю.М. Ядерная физика // Учеб. пособие для физ. спец. вузов, 1972, с. 483
- [5] К.Н.Мухин Экспериментальная ядерная физика // т. 1, ч. 1., стр. 347–349.
- [6] Kunakov S., Takibaev N., Kenzhebayev N., Sultanov A. Electronenergy distribution and ionization rate caused by nuclear fission fragment in gaseous medium.
- [7] K.Jedamzik et al, Lithium-6 // A.Probe of the Early Universe, Phys. Lett. 84(2000) 3848.
- [8] Kajino T. and Boyd R.N. Production of the light elements in primordial nucleosynthesis // Astrophys.J. 547, L21 (2001)
- [9] K.Bondek, J.Krug, W.Lubcke, S.Obermanns, H.Ruhl, M.Steinke, M.Stephan, D.Kamke Neutron-Neutron scattering length in the reaction $9\text{Be}(n,nn)8\text{B}$ at 10,3 MeV.
- [10] <http://nuclphys.sinp.msu.ru>
- [11] <http://Knowledge.allbest.ru>
- [12] Левин В. Е. Ядерная физика и ядерные реакторы. 4-е изд. // М.: Атомиздат, 1979.
- [13] Петунин В. П. Теплоэнергетика ядерных установок М. // Атомиздат, 1960г.

А.Д. Дуйсенбай¹, Н.Ж. Такибаев¹, В.О. Курмангалиева¹

¹Казахский Национальный Университет имени Аль-Фараби, Алматы, Казахстан

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИЙ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИЗОТОПОВ Li и Be с НЕЙТРОНАМИ

Аннотация. Определены энергии реакций взаимодействия нейтронов с изотопами легких ядер. Проведены расчеты кинетической энергии реакции нейтронов, которые могут происходить в ядерных установках.

Ключевые слова: изотопы легких ядер, кинетическая энергия нейтрона, ядерные реакций и т.д.

NEWS

OF THE NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF THE REPUBLIC OF KAZAKHSTAN
PHYSICO-MATHEMATICAL SERIES

ISSN 1991-346X

Volume 1, Number 311 (2017), 77 – 82

**K.A. Kabylbekov, H. A. Ashirbaev, Zh. A. Abekova,
G.Sh. Omashova, Zh. B. Kydyrbekova, A.I. Dzhumagalieva**

M.Auezov South-Kazakhstan State University, Shymkent, Kazakhstan
kenkab@mail.ru

**THE ORGANIZATION OF PERFORMANCE
OF COMPUTER LABORATORY OPERATION ON EXAMINATION
OF ISOTHERMAL CURVES REAL GAZA**

Abstract. The model of the form of the organisation of computer laboratory operation on examination of isothermal curves of real gas is offered. The form includes short data from the theory, control questions for checkout of readiness of pupils to operation performance, fact-finding assignments with computer model, the observational, research and creative assignments. In short data from the theory features of isothermal curves of real gas, a requirement of transmutation of gas in a fluid by an isothermal compression, concepts about phases, saturated steam, about critical parametres are given. Fact-finding assignments with computer model includes questions on abilities of change of parametres of process, definition of critical parametres. In the observational, research assignments are provided carrying out of experiments on examination of requirements of transmutation of gas in a fluid by an isothermal compression definition of critical parametres at which gas is transmuted into a two-phase state, to spot on critical parametres what gas it is put in computer model. Creative assignments provides to pupils to offer carrying out of similar experiments or to conduct the examinations taking into account possibility of computer model.

Assignments are given much. Performance all of them to one pupil is unessential. The teacher can taking into account ability of the pupil pick up the assignment or offer other similar assignments. Upon termination of a lesson the trained fills the form, sends by e-mail or hands over immediately to the teacher. At a following lesson the teacher discusses answers and estimates operations.

Keywords: an isothermal curve, saturated steam, uniphase and two-phase states, critical temperature, critical isothermal curve.

УДК 532.133, 371.62, 372.8.002

**К.А.Қабылбеков, Х.А. Аширбаев, Ж.А. Абекова,
Г.Ш. Омашова, Ж.Б. Қыдырбекова, А.И. Джумагалиева**

М.Әуезов атындағы Оңтүстік Қазақстан мемлекеттік университеті, Шымкент, Қазақстан

**НАҚТЫ ГАЗ ИЗОТЕРМАЛАРЫН ЗЕРТТЕУГЕ АРНАЛҒАН
КОМПЬЮТЕРЛІК ЗЕРТХАНАЛЫҚ ЖҰМЫСТЫ
ОРЫНДАУДЫ ҰЙЫМДАСТЫРУ**

Аннотация. Нақты газдың изотермаларын зерттеуге арналған компьютерлік зертханалық жұмысты ұйымдастырудың банкі үлгісі ұсынылған. Үлгіде теориядан қысқаша мәліметтер, оқушылардың зертханалық жұмысты орындауға дайындығын тексеруге арналған бақылау сұрақтары, компьютерлік модельмен танысу тапсырмалары, тәжірибелік, зерттеулік және творчестволық тапсырмалар қамтылған. Компьютерлі модельмен танысу тапсырмаларында процестің параметрлерін өзгерте алу, сындық параметрлерді анықтай алуды үйренуге арналған сұрақтар қарастырылған. Тәжірибелік, зерттеулік тапсырмаларда изотермиялық сығу

арқылы газды сұйыққа айналдыру процесін компьютерлік тәжірибеде жүзеге асыру, газдың сұйыққа айналуының сындық параметрлерді анықтау және компьютерлік модельде қандай газ қолданғанын анықтау тапсырмалары қамтылған. Творчестволық тапсырмаларды оқушыларға ұқсас тәжірибелер ұсынуын немесе компьютерлі моделдің мүмкіншілігіне қарай өздерінің зерттеулік тәжірибелерін іске асыруы ұсынылған.

Тапсырмалар артығымен берілген, олардың барлығын бір оқушының орындауы шарт емес. Оқушының шамасына қарай оқытушы тапсырмаларды таңдап бере алады, немесе өзінің құрастырған тапсырмаларын қоса алады. Сабақтың соңында оқушылар өздерінің бланкілерін толтырып электронды пошта арқылы немесе оқытушыға тапсыруы керек. Келесі сабақта оқытушы жауаптарды талқылап жұмыстарды бағалайды.

Кілттік сөздер: изотерма, қаныққан бу, бірфазалық және екіфазалық күйлер, сындық температура, сындық изотерма.

Қазақстан Республикасының Президенті-Елбасы Н.А.Назарбаев ««Қазақстан-2050 –стратегиясы» - қалыптасқан мемлекеттің жаңа саяси бағыты» атты Қазақстан халқына Жолдауында: Қазақстан 2050 жылы 30 дамыған мемлекетер қатарына енуі керек деп атап көрсетті. Дамып келе жатқан елдер арасында мұндай қатарда болуы үшін бәсекелестік қатаң болады. Ұлт глобалдық экономикалық бәсекелестікке дайын болғанда ғана мұндай қатарда бола алады. Біз, аса маңызды мақсаттарымызды естен шығармай, мақсатты және шабытты еңбек етуіміз керек: қазіргі заманға сай нәтижелі білім мен денсаулық сақтау жүйесін құру. Бәсекеге қабілетті дамыған мемлекет болу үшін біз сауаттылығы жоғары елге айналуымыз керек. Бізге оқыту әдістемелерін жаңғырту және өңірлік мектеп орталықтарын құра отырып, білім берудің онлайн-жүйелерін белсене дамыту керек болады. Біз қалайтындардың барлығы үшін қашықтан оқытуды және онлайн режимінде оқытуды қоса, отандық білім беру жүйесіне инновациялық әдістерді, шешімдерді және құралдарды қарқынды енгізуге тиіспіз [1].

Президент жолдауында келтірілген тапсырмаларды орындау мақсатында жасалған жұмыстар туралы біз бұрын жазғанбыз [2-17].

Мақалада студенттерге, магистранттарға, мектеп мұғалімдеріне көмекші құрал ретінде оқушылардың [18] ресурсын пайдаланып компьютерлік зертханалық жұмысты ұйымдастыруда қандай тапсырмалар беруге болатынын және оқушыларға алдын ала берілетін компьютерлік зертханалық жұмыстардың бланкі үлгісін ұсынамыз.

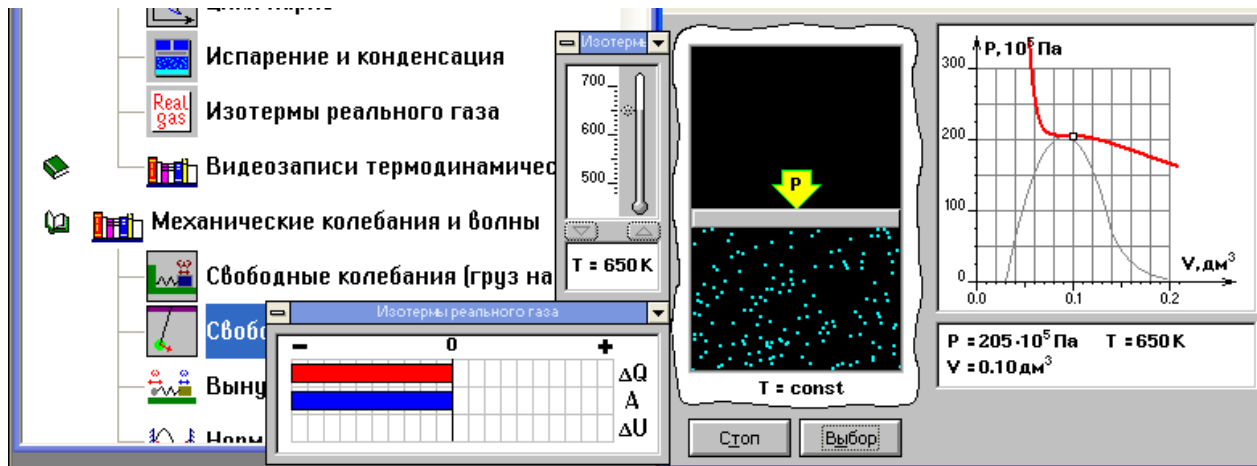
Жұмыстың тақырыбы: Нақты газ изотермасын зерттеу.

Жұмыстың мақсаты: Компьютерлік тәжірибе арқылы нақты газдың сындық изотермасын, сындық параметрлерін анықтап, модель қандай газға арналғанын анықтау.

Сынып..... Оқушының фамилиясы..... Есімі.....

Теориядан қысқаша мәлімет.

Кез келген зат әр түрлі фазада – қатты, сұйық және газ түрінде бола алады. Бір күйден екінші күйге өту фазалық өту деп аталады. Фазалық өтудің мысалдары булану мен конденсация. Барлық нақты газдарды белгілі бір жағдайда сұйыққа айналдыруға болады. Сондықтан да нақты газдар изотермалары идеал газ изотермаларынан ерекше. Жабық ыдыста сұйық пен оның булары динамикалық тепе – теңдікте болады: сұйықтан шыққан бу молекулалар саны сұйыққа қайтып келетін бу молекулалар санына тең. Мұндай жүйені қосфазалық жүйе деп атайды. Сұйықпен тепе-теңдіктегі бу қаныққан деп аталады. Қаныққан будың қысымы мен тығыздығы тек температураға ғана тәуелді және оның көлемінен тәуелсіз. Сондықтан P, V – диаграммасында нақты газдар изотермасында екі фазалық горизонталь түзу байқалады. Температура жоғарылаған сайын қаныққан будың қысымы мен тығыздығы артады, ал сұйықтың тығыздығы жылулық ұлғаю нәтижесінде төмендейді. Белгілі бір температурада бу тығыздығы мен сұйық тығыздығы теңеседі. Осы температураны критикалық (сындық) $T_{кр}$ температура деп атайды. $T \geq T_{кр}$ жағдайда сұйық пен қаныққан бу арасында физикалық айырмашылық жоғалады. Судың сындық температурасы 647.3 К, азот үшін 123 К. Бөлме температурасында су өзінің буымен тепе-теңдікте бола алады, ал азот тек газ түрінде болады.



1-сурет

Сындық изотермадан жоғары жатқан изотермаларда берілген газ сұйыққа айналмайды, оны сұйыққа айналдыру үшін изотермалық сығуды сындық температурадан төмен температурада жасау керек. Газдың критикалық параметрлері Ван дер Ваальс теңдеуіндегі *a* және *b* тұрақтыларына тәуелді. Ал бұл тұрақтылар нақты газ молекулаларының арасындағы тартылыс және тебілу күштеріне тәуелді. Көптеген газдар үшін критикалық параметрлер мен *a* және *b* тұрақтылары тәжірибелерде анықталған. Төменде бірнеше газдар үшін критикалық параметрлер берілген

Газ	$t_{KP}^{\circ}C$	$P_{KP} MPa$
Азот	-146	3,3
Су буы	374	22
Оттегі	-110	130
Көмірқышқыл газы	31	360

Бақылау сұрақтары.

- Фазалық өтуді сипаттаңдар. Жауабы:.....
- Қаныққан бу деп нені айтады? Жауабы:.....
- Қаныққан будың қысымы қандай шамаларға тәуелді? Жауабы:.....
- Нақты газды изотермиялық сығу арқылы қандай жағдайда сұйыққа айналдыруға болады? Жауабы:.....
- Сындық параметрлер деп нені айтады? Жауабы:.....
- Сындық параметрлер қандай шамаларға тәуелді? Жауабы:.....

1. Компьютерлік модельмен танысу тапсырмалары.

- 1.1. Компьютерлік модельдегі нақты газдың көлемі қандай? Жауабы:.....
- 1.2. Тәжірибеде температураны қандай интервалда өзгертуге болады? Жауабы:.....
- 1.3. Модельдегі газды 650K температурада икотермалық сыққанда оның көлемі қандай интервалда өзгереді? Жауабы:.....
- 1.4. Модельдегі газды 650K температурада икотермалық сыққанда оның қысымы қандай интервалда өзгереді? Жауабы:.....

2. Тәжірибелік есептер

2.1. Модельде берілген газды $T=400\text{ K}$ температурада $V=0,20\text{ дм}^3$ көлемінен бастап изотермиялық сығу процесін бақылап, қандай параметрлерде (P, V) жүйе екі фазалық жағдайға өтетінін анықтаңдар. Жауабы:.....

2.2. Модельде берілген газды $T=450\text{ K}$ температурада $V=0,20\text{ дм}^3$ көлемінен бастап изотермиялық сығу процесін бақылап, қандай параметрлерде (P, V) жүйе екі фазалық жағдайға өтетінін анықтаңдар Жауабы:.....

2.3. Модельде берілген газды $T=500$ К температурада $V=0,20$ дм³ көлемінен бастап изотермиялық сығу процесін бақылап, қандай параметрлерде (P, V) жүйе екі фазалық жағдайға өтетінін анықтаңдар. Жауабы:.....

2.4. Модельде берілген газды $T=550$ К температурада $V=0,20$ дм³ көлемінен бастап изотермиялық сығу процесін бақылап, қандай параметрлерде (P, V) жүйе екі фазалық жағдайға өтетінін анықтаңдар. Жауабы:.....

2.5. Модельде берілген газды $T=600$ К температурада $V=0,20$ дм³ көлемінен бастап изотермиялық сығу процесін бақылап, қандай параметрлерде (P, V) жүйе екі фазалық жағдайға өтетінін анықтаңдар. Жауабы:.....

2.6. Модельде берілген газды $T=640$ К температурада $V=0,20$ дм³ көлемінен бастап изотермиялық сығу процесін бақылап, қандай параметрлерде (P, V) жүйе екі фазалық жағдайға өтетінін анықтаңдар. Жауабы:.....

2.7. Модельде берілген газды 650 К температурада $V=0,20$ дм³ көлемінен бастап изотермиялық сығу процесін бақылап, қандай параметрлерде (P, V) жүйе екі фазалық жағдайға өтетінін анықтаңдар. Жауабы:.....

2.8. Модельде берілген газды 700 К температурада $V=0,20$ дм³ көлемінен бастап изотермиялық сығу процесін бақылап, қандай параметрлерде (P, V) жүйе екі фазалық жағдайға өтетінін анықтаңдар. Жауабы:.....

3. Зерттеу тапсырмалары

3.1. Компьютерлік тәжірибе арқылы модельде берілген газдың сындық изотермасын, сындық параметрлерін анықтап, модель қандай газға арналғанын анықтаңдар. Жауабы:.....

3.2. Сындық температурадан жоғары жатқан температурада моделде қолданған газды изотермиялық сығу арқылы сұйыққа айналдыруға болмайтынына көз жеткізіндер. Жауабы:.....

4. Творчестволық тапсырмалар. Мұндай тапсырма аясында оқушыларға өз бетінше бір немесе бірнеше есеп құрастыру және үйде немесе сыныпта орындауы ұсынылады. Содан кейін алған нәтижесін компьютерлік моделді пайдаланып тексеруі керек. Алғашқыда бұл есептер бұрын құрастырылып (мысалы 2.1-2.8 есептер секілді), сабақта шешілген есептер типтесі болып, кейіннен модел мүмкіншілігіне орай жаңа типті болуы мүмкін.

Орындалған тапсырмалар саны	Қателер саны	Сіздің бағалауыңыз

Бланкіде тапсырмалар артығымен берілген. Бір оқушы олардың барлығын орындауы шарт емес. Мұғалім ұсынылған тапсырмалар ішінен іріктеп оқушының шамасына қарай бергені дұрыс, немесе басқа да тапсырмалар ұсынуына болады.

ӘДЕБИЕТ

[1] Назарбаев Н.А. «Стратегия «Казахстан-2050»-новый политический курс состоявшегося государства». Послание народу Казахстана. Астана. www.bnews.kz. 14 декабря 2012г.

[2] Кабылбеков К.А., Байжанова А. Использование мультимедийных возможностей компьютерных систем для расширения демонстрационных ресурсов некоторых физических явлений. Труды Всероссийской научно-практ, конф.с междунар. участием. Томск 2011г., С 210-215.

[3] Кабылбеков К.А., Саидахметов П.А., Арысбаева А.С Оқушылардың өз бетінше атқаратын компьютерлік зерханалық жұмыс бланкісінің үлгісі. Известия НАН РК, серия физ.мат., Алматы, 2013, №6, С 82-89.

[4] Кабылбеков К.А., Саидахметов П.А., Байдуллаева Л.Е. Абдураимов Фотоэффект, комптонэффекті заңдылықтарын оқытуда компьютерлік үлгілерді қолданудың әдістемесі, компьютерлік зертханалық жұмыс атқаруға арналған бланкі үлгілері. Известия НАН РК, серия физ.мат., Алматы, 2013. №6, С 114-121.

[5] Кабылбеков К.А., Саидахметов П.А.,Турганова, Т.К., Нуруллаев М.А., Байдуллаева Л.Е.Жинағыш және шашыратқыш линзаларды үлгілеу тақырыбына сабақ өткізу үлгісі Известия НАН РК, серия физ-мат.№2, Алматы, 2014, С 286—294.

[6] Кабылбеков К.А., Аширбаев Х. А., Саидахметов П. А, Рүстемова Қ. Ж., Байдуллаева Л. Е. Жарықтың дифракциясын зерттеуді ұйымдастыруға арналған компьютерлік зертханалық жұмыстың бланкі үлгісі Изв. НАН РК, серия физ-мат, №1(299), Алматы, 2015, С 71-77.

- [7] Кабылбеков К.А., Аширбаев Х. А., Такибаева Г.А., Сапарбаева, Э.М., Байдуллаева Л. Е., Адинева Ш.И. Зарядталған бөлшектердің магнит өрісінде қозғалысын және масс-спектрометр жұмысын зерттеуді ұйымдастыруға арналған компьютерлік зертханалық жұмыстың бланкі үлгісі. Изв. НАН РК, серия физ.-мат, №1(299), Алматы, 2015. С. 80-87.
- [8] Кабылбеков К.А., Аширбаев Х. А, Саидахметов, П А., Байгулова З.А., Байдуллаева Л.Е. Ньютон сақиналарын зерттеуді ұйымдастыруға арналған компьютерлік зертханалық жұмыстың бланкі үлгісі. Изв. НАН РК, серия физ.-мат, № 1(299), Алматы, 2015, С14-20.
- [9] Кабылбеков К.А., Аширбаев Х.А., Сабалахова А.П., Джумагалиева А.И. Жарықтың интерференция құбылысын зерттеуді ұйымдастыруға арналған компьютерлік зертханалық жұмыстың бланкі үлгісі. Изв. НАН РК, серия физ.мат., № 3 (301), Алматы, 2015, С 131-136
- [10] Кабылбеков К.А., Аширбаев Х.А., Сабалахова А.П., Джумагалиева А.И. Допплер эффектін зерттеуге арналған компьютерлік жұмысты ұйымдастырудың бланкі үлгісі. Изв. НАН РК, секция физ.-мат., № 3 (301) Алматы, 2015, С 155-160.
- [11] Кабылбеков К.А. Физикадан компьютерлік зертханалық жұмыстарды ұйымдастыру. Оқу құралы. Шымкент қ., 2015, 284 с.
- [12] Кабылбеков К.А. Аширбаев Х.А., Арысбаева А.С., Джумагалиева А.М. Модель бланка организации компьютерной лабораторной работы при исследовании физических явлений. Современные наукоемкие технологии, №4, Москва, 2015, С 40-43:
- [13] Модель бланка организации компьютерной лабораторной работы по исследованию работы селектора скорости. Современные наукоемкие технологии, №6, Москва, 2015, С19-21.
- [14] Кабылбеков К.А., Саидахметов П. А., Омашова Г.Ш., Серикбаева Г.С., Сүйеркұлова Ж.Н. Еркін механикалық тербелістерді зерттеуге арналған компьютерлік зертханалық жұмысты орындауды ұйымдастырудың бланкі үлгісі. Изв. НАН серия физ. мат №2 2016г. С84-91.
- [15] Кабылбеков К.А., Саидахметов П. А., Омашова Г.Ш., Нуруллаев, М.А. Артыгалин Н. Модель бланка организации компьютерной лабораторной работы по исследованию двигателя совершающего цикл Карно. Изв. НАН серия физ мат №2 2016г. С98-103.
- [16] Кабылбеков К.А., Саидахметов П.А., Аширбаев Х.А., Абдубаева Ф.И., Досканова А.Е., Исследование работы газа на компьютерной модели. Вестник НАН №2 2016г. С83-88.
- [17] Кабылбеков К.А., Саидахметов А.А., Омашова Г.Ш., Суттибаева Д.И., Қозыбақова Г.Н. Изобаралық процесті зерттеуге арналған компьютерлік зертханалық жұмысты ұйымдастырудың бланкі үлгісі. Изв НАН серия физ. мат №2 2016г. С92-97.
- [18] CD диск компании ОАО «Физикон». «Открытая физика 1.1». 2001.

REFERENCES

- [1] Nazarbayev H.A. "Strategy" Kazakhstan-2050 »- a new political policy of the taken place state». The message to the people of Kazakhstan. Astana. www.bnews.kz. On December, 14th 2012г.
- [2] Kabyzbekov K.A., Bajzhanova A. Application of multimedia possibilities of computer systems for expansion of demonstration resources of some physical phenomena. Works All-Russia scientifically-practical conference with the international participation. Tomsk 2011г., P.210-215.
- [3] Kabyzbekov K.A., Saidahmetov P. A, Arysbaeva A.S. Model of the form of the organisation of self-maintained performance of computer laboratory operation. News NAN RK, series physical-mat., Almaty, 2013, №6, P 82-89.
- [4] Kabyzbekov K.A., Saidahmetov P. A, Bajdullaeva L.E., Abduraimov. A procedure of use of computer models for photoeffect studying, Compton effect, models of forms of the organisation of performance of computer laboratory operations. News NAN RK, series physical-mat., Almaty, 2013. №6, P 114-121.
- [5] Kabyzbekov K.A., Saidahmetov P. A, Turganova T.K., Nurullaev M. A, Bajdullaeva L.E. Model of carrying out of a lesson of modelling of agglomerating and diffusing lenses. News NAN RK, series physical-mat., Almaty, № 2, 2014, P 286-294.
- [6] Kabyzbekov K.A., Ashirbaev H. A, Saidahmetov P. A, Rustemova T.Ж, Bajdullaeva L. E. Model of the form of the organisation of performance of computer laboratory operation on examination of a diffraction of light. News of NAN RK, series physical-mat., Almaty, № 1(299), 2015, P 71-77.
- [7] Kabyzbekov K.A., Ashirbaev H. A, Takibaeva G.A, Saparbaeva E. M, Bajdullaeva L. E, Adineeva SH.I. Model of the form of the organisation of computer laboratory operation on examination of a motion of charged particles in a magnetic field. News of NAN RK, series physical-mat., Almaty, № 1 (299), 2015, P 80-87.
- [8] Kabyzbekov K.A., Ashirbaev H. A, Saidahmetov, П А, Bajgulova Z.A., Bajdullaeva L.E. Model of the form of the organisations of computer laboratory operation on examination of Newton's fringes. News NAN RK, series physical-mat/, Almaty, № 1 (299), 2015, P14-20.
- [9] Kabyzbekov K.A., Ashirbaev H.A., Sabalahova A.P., Dzhumagalieva A.I. Model of the form of the organisation of computer laboratory operation on examination of the phenomenon of an interference of light. News of NAN RK, series physical-mat., № 3 (301), Almaty, 2015, P 131-136
- [10] Kabyzbekov K.A., Ashirbaev H.A., Sabalahova A.P., Dzhumagalieva A.I. Model of the form of the organisation computer laboratory operations on examination Doppler-effect. News NAN RK, series physical-mat., № 3 (301) Almaty, 2015, P 155-160.
- [11] Kabyzbekov K.A. Organisation of computer laboratory work on the physicist. Shymkent. 2015, 284 p.
- [12] Kabyzbekov K.A., Ashirbaev H.A., Arysbaeva A.S., Dzhumagalieva A.I. Models of the form of the organisation of computer laboratory operations at examination of the physical phenomena. Modern high technologies. №4, Moscow, 2015. P 40-43.

[13] Kabylbekov K.A., Models of the form of the organisation of computer laboratory work on research of the selector of speeds. Modern high technologies. №6, Moscow, 2015, P 19-21.

[14] Kabylbekov K.A., Saidahmetov P.A., Omashova G.SH, Serikbaeva G.S., Sujerkulova ZH. N. News NAN RK, series physical-mat., № 2, 2016, P 84-91.

[15] Kabylbekov K.A., Omashova G.SH., Saidahmetov P.A., Nurullaev M. A., Artygalin N.A. Models of the form of the organisation of computer laboratory operation on examination of the Carnot cycle. News NAN RK, series physical-mat., № 2, 2016, P 98-103.

[16] Kabylbekov K.A., Saidahmetov P.A., Ashirbaev N.A., Abdubaeva P.H.I, Doskanova A.E. Examination of operation gaz on computer model. The bulletin of NAN RK №2 2016г. P 83-88.

[17] Kabylbekov K.A., Saidahmetov P.A., Omashova G.SH, Suttibaeva D.I., Kozybakova G. N. Model of the form of the organization of computer laboratory operation of isobaric process. News NAN RK, series physical-mat., № 2, 2016, P 92-97.

[18] CD a disk of the company of Open Society "Physical icons". «The open physics 1.1".2001.

**К.А.Кабылбеков, Х.А. Аширбаев, Ж.А. Абекова,
Г.Ш. Омашова, Ж.Б. Кыдырбекова, А.И. Джумагалиева**

Южно-Казахстанский государственный университет им. М.Ауэзова, Шымкент, Казахстан

ОРГАНИЗАЦИЯ ВЫПОЛНЕНИЯ КОМПЬЮТЕРНОЙ ЛАБОРАТОРНОЙ РАБОТЫ ПО ИССЛЕДОВАНИЮ ИЗОТЕРМ РЕАЛЬНОГО ГАЗА

Аннотация. Предлагается модель бланка организации компьютерной лабораторной работы по исследованию изотерм реального газа. Бланк включает краткие сведения из теории, контрольные вопросы для проверки готовности учащихся к выполнению работы, ознакомительные задания с компьютерной моделью, экспериментальные, исследовательские и творческие задания. В кратких сведениях из теории приведены особенности изотерм реального газа, условия превращения газа в жидкость изотермическим сжатием, понятия о фазах, насыщенном паре, о критических параметрах. Ознакомительные задания с компьютерной моделью включает вопросы на умения изменения параметров процесса, определения критических параметров. В экспериментальных, исследовательских заданиях предусмотрены проведение экспериментов по исследованию условий превращения газа в жидкость изотермическим сжатием, определение критических параметров при котором газ превращается в двухфазное состояние, определить по критическим параметрам какой газ заложен в компьютерной модели. Творческие задания предусматривает самим ученикам предлагать проведение подобных экспериментов или провести свои исследования с учетом возможности компьютерной модели.

Задания даны с избытком. Выполнение их всех одному ученику необязательно. Преподаватель может с учетом способности ученика подобрать задания или предложить другие подобные задания. По окончании урока обучающийся заполняет свой бланк, отправляет по электронной почте или сдает непосредственно преподавателю. На следующем уроке преподаватель обсуждает ответы и оценивает работы.

Ключевые слова: изотерма, насыщенный пар, однофазное и двухфазное состояния, критическая температура, критическая изотерма.

NEWS

OF THE NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF THE REPUBLIC OF KAZAKHSTAN
PHYSICO-MATHEMATICAL SERIES

ISSN 1991-346X

Volume 1, Number 311 (2017), 83 – 90

B.S. Kalmurzayev

Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan
birzhan.kalmurzayev@gmail.com

**ON ASSESSMENTS OF EMBEDDABILITY L_m^0
IN ROGERS SEMILATTICE OF TWO-ELEMENT FAMILIES
OF SETS IN THE HIERARCHY OF ERSHOV**

Abstract. It is well known that the structure of computable enumerable m -degrees with respect to m -reducibility is very complicated. It forms an upper semilattice which has a universal degree, an infinite chain and anti-chain. And we know that cardinality of this semilattice is infinite. This paper presents the assessments of embeddability the semilattice of computable enumerable m -degrees into Rogers semilattice of two-element families of sets of finite levels in the hierarchy of Ershov. Also, using the examples of families with one-element Rogers semilattice, whose evaluation at any level lower than our assessments, it is proved that these assessments are not improvable.

Key words. Semilattice of computably enumerable m degrees, Rogers semilattice, hierarchy of Ershov, computably enumerable sets, decidable numbering.

УДК 510.54

Б.С. Калмурзаев

Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан
birzhan.kalmurzayev@gmail.com

**ОБ ОЦЕНКАХ ВЛОЖИМОСТИ L_m^0 В ПОЛУРЕШЕТКУ
РОДЖЕРСА ДВУХЭЛЕМЕНТНЫХ СЕМЕЙСТВ МНОЖЕСТВ
ИЕРАРХИИ ЕРШОВА**

Аннотация. Хорошо известно, что структура вычислимо перечислимых m -степеней относительно m -сводимости очень сложная. Она образует верхнюю полурешетку, которая имеет универсальную степень, бесконечную цепь и анти-цепь. И известно, что мощность этой полурешетки бесконечна. В данной работе приведены оценки вложимости полурешетки вычислимо перечислимых m -степеней в полурешетку Роджерса двухэлементных семейств множеств конечных уровней иерархии Ершова. Также с помощью примеров семейств с одноэлементной полурешеткой Роджерса, оценки которых на любом уровне ниже, чем наши оценки, доказано, что эти оценки являются неулучшаемыми.

Ключевые слова. Полурешетка, полурешетка Роджерса, иерархия Ершова, вычислимо перечислимые множества, разрешимая нумерация.

Исследование вычисляемых семейств множеств иерархии Ершова было инициировано работами [1], [2], в которых был предложен общий подход к введению понятия вычислимой нумерации для широкого класса семейств конструктивных объектов и сформулирована программа их изучения в терминах свойств так называемых полурешеток Роджерса.

Полученные к настоящему времени результаты о полурешетках вычисляемых нумераций семейств множеств иерархии Ершова выявили новые феномены, не присущие классическим

вычислимым нумерациям семейств вычислимо перечислимых (в.п.) множеств. В частности, было доказано существование семейств, состоящих из двух вложенных множеств, у которых полурешетка Роджерса является одноэлементной [3].

Приведем некоторые понятия из теории вычислимости, используемые в работе. Понятие n -вычислимо перечислимого (n -в.п.) множества было предложено С.А. Ash, J.F. Knight в индуктивной форме [4]:

Определение 1. 1-в.п. множества – это в точности в.п. множества, а каждое $(n + 1)$ -в.п. множество – это разность некоторого вычислимо перечислимого и некоторого n -в.п. множеств.

Таким образом, 2-в.п. множества имеют вид $R_1 \setminus R_2$, где R_1, R_2 – в.п. множества, поэтому их еще называют разностями в.п. множеств (кроме того, можно утверждать, что $R_1 \subseteq R_2$), 3-в.п. множества имеют вид $R_1 \setminus (R_2 \setminus R_3) = (R_1 \setminus R_2) \cup R_3$, где $R_1 \subseteq R_2 \subseteq R_3$ и R_1, R_2, R_3 – в.п. множества, и т.д. n -в.п. множества образуют уровень Σ_n^{-1} иерархии Ершова [5], о них также говорят как о Σ_n^{-1} -множествах.

Для определения бесконечных уровней иерархии Ершова, введенных в статье [6], мы используем подход, предложенный позже в монографии [4]. Пусть \mathcal{O} – система ординальных обозначений Клини (подробности см. в [4], [7]). Для $a \in \mathcal{O}$ через $|a|_{\mathcal{O}}$ обозначается ординал, чьим обозначением является a . Ординальные обозначения используются для определения бесконечных уровней иерархии Ершова.

Определение 2. Пусть a является обозначением ненулевого вычислимого ординала. Говорят, что множество A принадлежит классу Σ_a^{-1} иерархии Ершова, если существуют вычислимые функции $f(z, t)$ и $h(z, t)$ такие, что для всех $z, t \in \omega$ выполняются следующие условия:

- 1) $A(z) = \lim_t f(z, t)$, причем $f(z, 0) = 0$;
- 2) $h(z, 0) = a$ & $h(z, t + 1) \leq_{\mathcal{O}} h(z, t)$;
- 3) $f(z, t + 1) \neq f(z, t) \Rightarrow h(z, t + 1) \neq h(z, t)$.

Функцию g назовем функцией перемен для A относительно f . Σ_a^{-1} -аппроксимацией Σ_a^{-1} -множества A называется пара функций $\langle f, h \rangle$, удовлетворяющих условиям 1)-3) выше.

Хорошо известно, что для конечных ординалов их Клиневские обозначения однозначно определены, в частности, для ординала n

$$\left| \underbrace{2^{2^{2^{\dots^2}}}}_{n\text{-раз}} \right|_{\mathcal{O}} = n.$$

Для множеств конечного уровня иерархии Ершова будем использовать аналог определения 2, заменив значения функции h на ординалы.

Приведем некоторые понятия из теории нумераций. Сюръективное отображение α множества натуральных чисел ω на непустое множество \mathcal{A} называется нумерацией множества \mathcal{A} . Пусть \mathcal{A} – семейство множеств из класса Σ_n^{-1} , $n \geq 1$, иерархии Ершова. Нумерация $\alpha: \omega \rightarrow \mathcal{A}$ называется Σ_n^{-1} -вычислимой, если

$$\{\langle x, n \rangle \mid x \in \alpha(n)\} \in \Sigma_n^{-1}.$$

Следовательно, α является Σ_n^{-1} -вычислимой нумерацией семейства \mathcal{A} , если существует Σ_n^{-1} -аппроксимация множества $\{\langle n, x \rangle : x \in \alpha(n)\}$, т.е. вычислимые функции $f(n, x, t)$ и $h(n, x, t)$ такие, что

$$\alpha(n)(x) = \lim_t f(n, x, t), f(n, x, 0) = 0$$

для всех $n, x \in \omega$, а $h(n, x, t)$ является функцией перемен для универсального множества $\{\langle x, n \rangle \mid x \in \alpha(n)\}$ нумерации α относительно f .

Понятие Σ_1^{-1} -вычислимой нумерации совпадает с классическим понятием вычислимой нумерации семейства рекурсивно перечислимых множеств [4]. Множество всех Σ_n^{-1} -вычислимых нумераций семейства \mathcal{A} обозначим через $\text{Com}_n^{-1}(\mathcal{A})$. Нумерация α семейства \mathcal{A} сводится к нумерации β этого семейства ($\alpha \leq \beta$), если существует рекурсивная функция f , для которой $\alpha(x) = \beta(f(x))$ для всех $x \in \omega$. Если $\alpha \leq \beta$ и $\beta \leq \alpha$, то нумерации α и β называются

эквивалентными ($\alpha \equiv \beta$). Обозначим через $\text{deg}(\alpha)$ степень нумерации α , т.е. совокупность нумерации $\{\beta | \beta \equiv \alpha\}$. Отношение сводимости нумерации является предпорядком на $\text{Com}_n^{-1}(\mathcal{A})$ и индуцирует отношение частичного порядка на множестве степеней нумерации из $\text{Com}_n^{-1}(\mathcal{A})$, которое также будем обозначать через \leq . Частично упорядоченное множество

$$\mathcal{R}_n^{-1}(\mathcal{A}) \equiv \langle \{\text{deg}(\alpha) | \alpha \in \text{Com}_n^{-1}(\mathcal{A})\}, \leq \rangle$$

является верхней полурешеткой, которая называется полурешеткой Роджерса семейства \mathcal{A} .

Пусть A, B – произвольные множества, а R – собственное подмножество множества ω . Определим нумерацию v_R семейства $S = \{A, B\}$, полагая

$$v_R(x) = \begin{cases} A, & \text{если } x \in R; \\ B, & \text{если } x \notin R, \end{cases}$$

для каждого $x \in \omega$. $v_R \leq v_Q$ для любых множеств R, Q тогда и только тогда, когда $R \leq_m Q$. Кроме того, $v_R \oplus v_Q \equiv v_{R \oplus Q}$. Таким образом, отображение $R \mapsto v_R$ индуцирует изоморфизм верхней полурешетки m -степеней L_m и полурешетки всех нумераций семейства S . В случае, когда множества A, B, R являются в.п. множествами, причем $B \subset A$, нумерация v_R является Σ_1^{-1} -вычислимой и отображение $R \mapsto v_R$ индуцирует изоморфизм верхней полурешетки вычислимо перечислимых m -степеней L_m^0 и полурешетки Роджерса $\mathcal{R}_1^{-1}(S)$ семейства S [8].

Предложение. Для любого $n \geq 1$ и для любых Σ_n^{-1} -множеств A, B нумерация v_R является Σ_{2n}^{-1} -вычислимой, если число n – четное и Σ_{2n+1}^{-1} -вычислимой, если число n – нечетное.

Доказательство. Пусть число n – четное. Пусть R – произвольное несобственное в.п. множество и пусть $\langle f_A, h_A \rangle, \langle f_B, h_B \rangle$ – аппроксимационные функции для множеств A, B соответственно. Строим аппроксимационные функции $\langle f_{v_R}, h_{v_R} \rangle$ для нумерации v_R следующим образом: для любых $x, z, t \in \omega$ если $x \notin R^t$, то пусть

$$\begin{aligned} f_{v_R}(x, z, t) &= f_B(z, t), \\ h_{v_R}(x, z, t) &= n + h_B(z, t). \end{aligned}$$

и, если $x \in R^t$, то пусть

$$\begin{aligned} f_{v_R}(x, z, t) &= f_A(z, t), \\ h_{v_R}(x, z, t) &= h_A(z, t). \end{aligned}$$

Покажем, что пара функций $\langle f_{v_R}, h_{v_R} \rangle$ удовлетворяет условиям 1)-3) в определении. Для любых $x, z \in \omega$:

$$1) f_{v_R}(x, z, 0) = f_B(z, 0) = 0.$$

$$2) h_{v_R}(x, z, 0) = n + h_B(z, 0) = n + n = 2n.$$

$$\text{Если } x \notin R^{t+1}, \text{ то } h_{v_R}(x, z, t+1) = n + h_B(z, t+1) \leq n + h_B(z, t) = h_{v_R}(x, z, t).$$

$$\text{Если } x \in R^{t+1} \text{ и } x \notin R^t, \text{ то } h_{v_R}(x, z, t+1) = h_A(z, t+1) \leq n \leq n + h_B(z, t) = h_{v_R}(x, z, t).$$

$$\text{Если } x \in R^t, \text{ то } h_{v_R}(x, z, t+1) = h_A(z, t+1) \leq h_A(z, t) = h_{v_R}(x, z, t).$$

$$3) \text{ Пусть } f_{v_R}(x, z, t+1) \neq f_{v_R}(x, z, t). \text{ Покажем, что } h_{v_R}(x, z, t+1) \neq h_{v_R}(x, z, t).$$

Если $x \notin R^{t+1}$, то $f_{v_R}(x, z, t+1) = f_B(z, t+1) \neq f_B(z, t) = f_{v_R}(x, z, t) \Rightarrow f_B(z, t+1) \neq f_B(z, t) \Rightarrow h_B(z, t+1) \neq h_B(z, t) \Rightarrow h_{v_R}(x, z, t+1) \neq h_{v_R}(x, z, t)$.

Если $x \in R^{t+1}$ и $x \notin R^t$, то $f_{v_R}(x, z, t+1) = f_A(z, t+1) \neq f_B(z, t) = f_{v_R}(x, z, t) \Rightarrow f_A(z, t+1) \neq f_B(z, t)$. Рассмотрим 2 случая: первый случай $h_B(z, t) > 0$. В этом случае $h_{v_R}(x, z, t) = n + h_B(z, t) > n$ и $h_{v_R}(x, z, t+1) = h_A(z, t+1) \leq n$ и отсюда следует, что $h_{v_R}(x, z, t+1) \neq h_{v_R}(x, z, t)$.

Второй случай $h_B(z, t) = 0$. В этом случае n – четное число, следовательно, $f_B(z, t) = 0$. Это означает, что $f_B(z, t) \neq f_A(z, t+1) = 1$. Следовательно, $h_A(z, t+1) < n$. Значит, $h_{v_R}(x, z, t+1) = h_A(z, t+1) < n$ и $h_{v_R}(x, z, t) = n + h_B(z, t) = n$. Следовательно, $h_{v_R}(x, z, t+1) \neq h_{v_R}(x, z, t)$.

Если $x \in R^t$, то $f_{v_R}(x, z, t + 1) = f_A(z, t + 1) \& f_{v_R}(x, z, t) = f_A(z, t + 1) \Rightarrow f_A(z, t + 1) \neq f_A(z, t) \Rightarrow h_A(z, t + 1) \neq h_A(z, t) \Rightarrow h_{v_R}(x, z, t + 1) \neq h_{v_R}(x, z, t)$.

Пусть теперь n – четное число. Также пусть R – произвольное несобственное в.п. множество и пусть $\langle f_A, h_A \rangle, \langle f_B, h_B \rangle$ – аппроксимационные функции для множеств A, B соответственно. Строим аппроксимационные функции $\langle f_{v_R}, h_{v_R} \rangle$ для нумерации v_R следующим образом: для любых $x, z, t \in \omega$ если $x \notin R^t$, то пусть

$$\begin{aligned} f_{v_R}(x, z, t) &= f_B(z, t), \\ h_{v_R}(x, z, t) &= n + 1 + h_B(z, t), \end{aligned}$$

И, если $x \in R^t$, то пусть

$$\begin{aligned} f_{v_R}(x, z, t) &= f_A(z, t), \\ h_{v_R}(x, z, t) &= h_A(z, t). \end{aligned}$$

Покажем, что пара функций $\langle f_{v_R}, h_{v_R} \rangle$ удовлетворяет условиям 1)-3) в определении. Для любых $x, z \in \omega$:

4) $f_{v_R}(x, z, 0) = f_B(z, 0) = 0$.

5) $h_{v_R}(x, z, 0) = n + h_B(z, 0) = n + 1 + n = 2n + 1$.

Если $x \notin R^{t+1}$, то $h_{v_R}(x, z, t + 1) = n + 1 + h_B(z, t + 1) \leq n + 1 + h_B(z, t) = h_{v_R}(x, z, t)$.

Если $x \in R^{t+1}$ и $x \notin R^t$, то $h_{v_R}(x, z, t + 1) = h_A(z, t + 1) \leq n < n + 1 + h_B(z, t) = h_{v_R}(x, z, t)$.

Если $x \in R^t$, то $h_{v_R}(x, z, t + 1) = h_A(z, t + 1) \leq h_A(z, t) = h_{v_R}(x, z, t)$.

6) Пусть $f_{v_R}(x, z, t + 1) \neq f_{v_R}(x, z, t)$. Покажем, что $h_{v_R}(x, z, t + 1) \neq h_{v_R}(x, z, t)$.

Если $x \notin R^{t+1}$, то $f_{v_R}(x, z, t + 1) = f_B(z, t + 1) \& f_{v_R}(x, z, t) = f_B(z, t + 1) \Rightarrow f_B(z, t + 1) \neq f_B(z, t) \Rightarrow h_B(z, t + 1) \neq h_B(z, t) \Rightarrow h_{v_R}(x, z, t + 1) \neq h_{v_R}(x, z, t)$.

Если $x \in R^{t+1}$ и $x \notin R^t$, то $f_{v_R}(x, z, t + 1) = f_A(z, t + 1) \& f_{v_R}(x, z, t) = f_B(z, t) \& h_{v_R}(x, z, t + 1) = h_A(z, t + 1) \leq n \& h_{v_R}(x, z, t) = n + 1 + h_B(z, t) > n \Rightarrow h_A(z, t + 1) \neq h_B(z, t)$.

Если $x \in R^t$, то $f_{v_R}(x, z, t + 1) = f_A(z, t + 1) \& f_{v_R}(x, z, t) = f_A(z, t + 1) \Rightarrow f_A(z, t + 1) \neq f_A(z, t) \Rightarrow h_A(z, t + 1) \neq h_A(z, t) \Rightarrow h_{v_R}(x, z, t + 1) \neq h_{v_R}(x, z, t)$.

Учитывая предложение, можно сказать, что для любого двухэлементного семейства Σ_n^{-1} -множеств $S = \{A, B\}$ полурешетка L_m^0 изоморфно вложится в полурешетку Роджерса $\mathcal{R}_{2n+1}^{-1}(S)$. А если n – четное, то вложимость верна и для полурешетки Роджерса $\mathcal{R}_{2n}^{-1}(S)$. Покажем, что оценки вложимости полурешетки L_m^0 в полурешетку Роджерса не улучшаются.

Теорема. Для любого $n \geq 1$ найдется двухэлементное семейство Σ_n^{-1} -множеств $S = \{A, B\}$ такое, что

$$|\mathcal{R}_n^{-1}(S)| = |\mathcal{R}_{n+1}^{-1}(S)| = \dots = |\mathcal{R}_{2n-1}^{-1}(S)| = 1$$

Доказательство. Строим разрешимую Σ_n^{-1} -вычислимую нумерацию α следующим образом: $\alpha(0) = A$ и $\alpha(x) = B$ для всех $x \geq 1$. Пусть π_k – все Σ_{2n-1}^{-1} -вычислимые нумерации всех Σ_{2n-1}^{-1} -вычислимых семейств. Пусть $a(k, x, i)$ – произвольная 1 – 1-вычислимая функция. Будем строить аппроксимационные функции f_A, h_A, f_B, h_B для множеств A и B соответственно и функции g_k ($k \in \omega$), удовлетворяющие следующему требованию: Если π_k – Σ_{2n-1}^{-1} -вычислимая нумерация семейства S , то g_k всюду определена и сводит π_k к α .

Стратегия для g_k .

Определяем $f_A(a(k, x, 0), t) = 1$, $h_A(a(k, x, 0), t) = n - 1$, $f_B(a(k, x, 1), t) = 1$, $h_B(a(k, x, 1), t) = n - 1$. Ждём, пока $f_{\pi_k}(x, a(k, x, 0), t)$ или $f_{\pi_k}(x, a(k, x, 1), t)$ не поменяют свои значения.

Случай 1. Если $g_k(x)$ не определена, $f_{\pi_k}(x, a(k, x, 0), t + 1) = f_A(a(k, x, 0), t)$ и $h_A(a(k, x, 0), t) \neq 0$, то пусть $f_A(a(k, x, 0), t + 1) = \overline{sg}(f_A(a(k, x, 0), t))$ и $h_A(a(k, x, 0), t + 1) =$

$h_A(a(k, x, 0), t) - 1$. А если $g_k(x)$ не определена, $f_{\pi_k}(x, a(k, x, 1), t + 1) = f_B(a(k, x, 1), t)$ и $h_B(a(k, x, 1), t) \neq 0$, то пусть $f_B(a(k, x, 1), t + 1) = \overline{sg}(f_B(a(k, x, 1), t))$ и $h_B(a(k, x, 1), t + 1) = h_B(a(k, x, 1), t) - 1$.

Случай 2. Если g_k не определена, $f_{\pi_k}(x, a(k, x, 0), t + 1) = f_A(a(k, x, 0), t)$ и $h_A(a(k, x, 0), t) = 0$, то пусть $g_k(x) = 0$. А если g_k не определена, $f_{\pi_k}(x, a(k, x, 1), t + 1) = f_B(a(k, x, 1), t)$ и $h_B(a(k, x, 1), t) = 0$, то пусть $g_k(x) = 1$.

Случай 3. Если $g_k(x)$ определена и $g_k(x) = 1$, то пусть $f_A(a(k, x, 1), t + 1) = \overline{sg}(f_{\pi_k}(x, a(k, x, 1), t + 1))$ и $h_A(a(k, x, 1), t + 1) = h_{\pi_k}(x, a(k, x, 1), t + 1)$. Если $g_k(x)$ определена и $g_k(x) = 0$, то пусть $f_B(a(k, x, 0), t + 1) = \overline{sg}(f_{\pi_k}(x, a(k, x, 0), t + 1))$ и $h_B(a(k, x, 0), t + 1) = h_{\pi_k}(x, a(k, x, 0), t + 1)$.

Конструкция стратегии

Шаг 0. Пусть $f_A(x, 0) = 0$, $h_A(x, 0) = n$, $f_B(x, 0) = 0$, $h_B(x, 0) = n$ для всех $x \in \omega$. И $g_k^0(x)$ не определена для всех $k, x \in \omega$. И пусть $f_\alpha(x, y, 0) = 0$, $h_\alpha(x, y, 0) = n$ для всех $x, y \in \omega$. Переходим к следующему шагу.

Шаг t+1. Пусть $m = l(t)$, $k = l(m)$, $x = r(m)$ и выполняем инструкции следующих случаев.

Случай 1. Если t наименьший номер такой, что $l(t) = m$, то пусть $f_A(a(k, x, 0), t + 1) = 1$, $h_A(a(k, x, 0), t + 1) = n - 1$ и $f_B(a(k, x, 1), t + 1) = 1$, $h_B(a(k, x, 1), t + 1) = n - 1$. Переходим в конец шага.

Случай 2. Если найдется $t' < t$ такой, что $l(t') = l(t) = m$ и $g_k^{t'}(x)$ не определена, то выполняем инструкции следующих подслучаев.

Подслучай 2.1. Если $h_A(a(k, x, 0), t) \neq 0$ и $h_B(a(k, x, 1), t) \neq 0$, то пусть

$$\begin{aligned} f_A(a(k, x, 0), t + 1) &= \overline{sg}(f_{\pi_k}(x, a(k, x, 0), t + 1)), \\ h_A(a(k, x, 0), t + 1) &= h_A(a(k, x, 0), t) - \overline{sg}|f_{\pi_k}(x, a(k, x, 0), t + 1) - f_A(a(k, x, 0), t)|, \\ f_B(a(k, x, 1), t + 1) &= \overline{sg}(f_{\pi_k}(x, a(k, x, 1), t + 1)), \\ h_B(a(k, x, 1), t + 1) &= h_B(a(k, x, 1), t) - \overline{sg}|f_{\pi_k}(x, a(k, x, 1), t + 1) - f_B(a(k, x, 1), t)|. \end{aligned}$$

Переходим в конец шага.

Подслучай 2.2. Если $h_A(a(k, x, 0), t) = 0$ и $f_A(a(k, x, 0), t) = f_{\pi_k}(x, a(k, x, 0), t + 1)$, то пусть $g_k^{t+1}(x) = 0$. Переходим в конец шага.

Подслучай 2.3. Если подслучай 2.2. не выполняется, $h_B(a(k, x, 1), t) = 0$ и $f_{\pi_k}(x, a(k, x, 1), t + 1) = f_B(a(k, x, 1), t)$, то пусть $g_k^{t+1}(x) = 1$. Переходим в конец шага.

Подслучай 2.4. Если подслучаи 2.1.-2.3. не выполняются, то пусть $f_A(a(k, x, 0), t + 1) = f_A(a(k, x, 0), t)$, $h_A(a(k, x, 0), t + 1) = h_A(a(k, x, 0), t)$, $f_B(a(k, x, 1), t + 1) = f_B(a(k, x, 1), t)$, $h_B(a(k, x, 1), t + 1) = h_B(a(k, x, 1), t)$. Переходим в конец шага.

Случай 3. Если $g_k^t(x)$ определена, то выполняем инструкции следующих подслучаев.

Подслучай 3.1. Если $g_k^t(x) = 0$, то пусть

$$\begin{aligned} f_B(a(k, x, 0), t + 1) &= \overline{sg}(f_{\pi_k}(x, a(k, x, 0), t + 1)), \\ h_B(a(k, x, 0), t + 1) &= h_{\pi_k}(x, a(k, x, 0), t + 1). \end{aligned}$$

Переходим в конец шага.

Подслучай 3.2. Если $g_k^t(x) = 1$, то пусть

$$\begin{aligned} f_A(a(k, x, 1), t + 1) &= \overline{sg}(f_{\pi_k}(x, a(k, x, 1), t + 1)), \\ h_A(a(k, x, 1), t + 1) &= h_{\pi_k}(x, a(k, x, 1), t + 1). \end{aligned}$$

Переходим в конец шага.

Конец шага. Для всех $m, y \in \omega$, если $g_m^t(y)$ определена, то пусть $g_m^{t+1}(y) = g_m^t(y)$. Для всех s таких, что $s \neq a(k, x, 0)$ и $s \neq a(k, x, 1)$ пусть $f_A(s, t+1) = f_A(s, t)$, $h_A(s, t+1) = h_A(s, t)$, $f_B(s, t+1) = f_B(s, t)$, $h_B(s, t+1) = h_B(s, t)$. Для всех $x \geq 1$ и y пусть $f_\alpha(0, y, t+1) = f_A(y, t+1)$, $h_\alpha(0, y, t+1) = h_A(y, t+1)$, $f_\alpha(x, y, t+1) = f_B(y, t+1)$, $h_\alpha(x, y, t+1) = h_B(y, t+1)$. Переходим к следующему шагу.

Свойства конструкции

1. Для всех $i \geq 1$ $\alpha(i) = \alpha(1)$. В частности, $S = \{\alpha(1), \alpha(1)\}$.
2. Для каждого $y \in \alpha(0) \cup \alpha(1)$ найдется $i \leq 1$ и $k, x \in \omega$ такие, что $y = a(k, x, i)$.
3. Для всех $k, x, t \in \omega$, если $g_k^t(x)$ определена, тогда $g_k^s(x)$ определена и $g_k^t(x) = g_k^s(x)$ для всех $s \geq t$. В частности, каждая g_k является частично рекурсивной функцией.
4. Для каждого k , если π_k – нумерация семейства S , тогда g_k всюду определена. Свойства 1-4 очевидны.
5. $S \subseteq \Sigma_n^{-1}$ и α является Σ_n^{-1} -вычислимой нумерацией семейства S .

Доказательство. В наших множествах все элементы вида $a(k, x, 0)$ или $a(k, x, 1)$ (по свойству 2.) Для доказательства этого свойства нам достаточно показать, что функции h_A и h_B корректно определены. По конструкции в нулевом шаге для всех x $h_A(x, 0) = h_B(x, 0) = n$.

Для h_A по конструкции видно, что для элементов вида $a(k, x, 0)$ функция h_A корректно определена, т.е. для любого t :

- 1) $h_A(a(k, x, 0), 0) = n$,
- 2) $f_A(a(k, x, 0), t+1) \neq f_A(a(k, x, 0), t) \Rightarrow h_A(a(k, x, 0), t+1) \neq h_A(a(k, x, 0), t)$,
- 3) $h_A(a(k, x, 0), t+1) \leq h_A(a(k, x, 0), t)$.

А для элементов вида $a(k, x, 1)$ ясно, что $h_A(a(k, x, 1), 0) = n$. По конструкции $f_A(a(k, x, 1), t)$ меняет своё значение лишь тогда, когда $g_k^t(x) = 1$. Пусть t_0 – наименьший шаг, когда $g_k^t(x)$ определился и $g_k^t(x) = 1$. По подслучаю 2.3. $f_{\pi_k}(x, a(k, x, 1), t_0) = f_B(a(k, x, 1), t_0 - 1) = 1$ и $f_A(a(k, x, 1), t_0) = \overline{sg}(f_{\pi_k}(x, a(k, x, 1), t_0)) = 0 = f_A(a(k, x, 1), s)$ для любых $s \leq t_0$. Значит, для $t \leq t_0$ второе условие выполняется. А для $t > t_0$ очевидно по подслучаю 3.2. По конструкции видно то, чтобы функция $g_k(x)$ определилась и равнялась 1, $\pi_k(x)$ должен как минимум n колебаний истратить. Значит, $h_{\pi_k}(x, a(k, x, 1), t_0) \leq 2n - 1 - n = n - 1$. Так как $f_A(a(k, x, 1), s) = n$ для всех $s \leq t_0$, монотонность функции сохраняется.

А корректность h_B доказывается точно так же.

6. Для любого $k \in \omega$, если π_k – нумерация семейства S , то $\pi_k(x) = \alpha(g_k(x))$ для всех $x \in \omega$.

Доказательство. Пусть π_k – нумерация семейства S и пусть x – произвольное число. По свойству 4 функция g_k всюду определена и по конструкции $g_k(x) = 0$ или $g_k(x) = 1$.

Рассмотрим случай, когда $g_k(x) = 0$. Докажем, что $\pi_k(x) = \alpha(0) = A$. Пусть t_0 – такой наименьший шаг, что $g_k^t(x)$ определена. Пойдем от противного, пусть $\pi_k(x) = B$. Так как $g_k(x) = 0$ в конструкции, начиная с момента t_0 , всегда будет срабатывать подслучай 3.1., и в пределе

$$\lim_t (f_B(a(k, x, 0), t)) = \lim_t (\overline{sg}(f_{\pi_k}(x, a(k, x, 0), t))) \Rightarrow \lim_t (f_B(a(k, x, 0), t)) \neq \lim_t (f_{\pi_k}(x, a(k, x, 0), t)).$$

Это противоречит нашему предположению $\pi_k(x) = B$.

А случай, когда $g_k(x) = 1$ доказывается аналогично.

$$7. |\mathcal{R}_n^{-1}(S)| = |\mathcal{R}_{n+1}^{-1}(S)| = \dots = |\mathcal{R}_{2n}^{-1}(S)| = 1.$$

Доказательство. По сути, нам достаточно доказать, что $|\mathcal{R}_{2n-1}^{-1}(S)| = 1$. Если бы для некоторого $n \leq m < 2n - 1$ была бы $|\mathcal{R}_m^{-1}(S)| > 1$, то $|\mathcal{R}_{2n}^{-1}(S)| > 1$, так как полурешетка Роджерса некоторого уровня содержит все нумерации и их структуры полурешеток меньших уровней. Так как π_k – все Σ_{2n-1}^{-1} -вычисляемые нумерации всех Σ_{2n-1}^{-1} -вычислимы семейств, то если π_k нумерация - нумерация нашего семейства, то по свойству 6, π_k сводится к разрешимой Σ_n^{-1} -вычисляемой нумерации α через функцию g_k . Отсюда следует, что $|\mathcal{R}_{2n-1}^{-1}(S)| = 1$.

Следствие. Для нечетных n найдется двухэлементное семейство Σ_n^{-1} -множеств $S = \{A, B\}$ такое, что $|\mathcal{R}_{2n}^{-1}(S)| = 1$.

Доказательство. Строим разрешимую Σ_n^{-1} -вычислимую нумерацию α следующим образом: $\alpha(0) = A$ и $\alpha(x) = B$ для всех $x \geq 1$. Пусть π_k – все Σ_{2n}^{-1} -вычислимые нумерации всех Σ_{2n}^{-1} -вычислимых семейств. Пусть $a(k, x, i)$ – произвольная 1 – 1-вычислимая функция. Будем строить аппроксимационные функции f_A, h_A, f_B, h_B для множеств A и B соответственно и функции g_k ($k \in \omega$), удовлетворяющие следующему требованию: Если π_k – Σ_{2n}^{-1} -вычислимая нумерация семейства S , тогда g_k всюдуопределена и сводит π_k к α .

Стратегия и конструкция будут такими же, как в теореме. Все свойства теоремы тоже выполняются и доказываются также, за исключением свойства 5.

Доказательство свойства 5. В наших множествах все элементы вида $a(k, x, 0)$ или $a(k, x, 1)$ (по свойству 2.) Для доказательства этого свойства, нам достаточно показать, что функции h_A и h_B корректно определены. По конструкции, в нулевом шаге для всех x $h_A(x, 0) = h_B(x, 0) = n$.

Для h_A . По конструкции видно, что для элементов вида $a(k, x, 0)$ функция h_A корректно определены, т.е. для любого t :

$$1) h_A(a(k, x, 0), 0) = n,$$

$$2) f_A(a(k, x, 0), t + 1) \neq f_A(a(k, x, 0), t) \Rightarrow h_A(a(k, x, 0), t + 1) \neq h_A(a(k, x, 0), t),$$

$$3) h_A(a(k, x, 0), t + 1) \leq h_A(a(k, x, 0), t).$$

По конструкции видно: чтобы функция $g_k(x)$ определилась и равнялась 1, $\pi_k(x)$ должен истратить как минимум n колебаний. Значит, $h_{\pi_k}(x, a(k, x, 1), t_0) \leq 2n - n = n$. Так как $h_A(a(k, x, 1), s) = n$ для всех $s \leq t_0$, монотонность функции сохраняется.

А для элементов вида $a(k, x, 1)$ ясно, что $h_A(a(k, x, 1), 0) = n$. По конструкции, $f_A(a(k, x, 1), t)$ меняет своё значение лишь тогда, когда $g_k^t(x) = 1$. Пусть t_0 – наименьший шаг, в котором $g_k^t(x)$ определился и $g_k^t(x) = 1$. По подслучаю 2.3. $f_{\pi_k}(x, a(k, x, 1), t_0) = f_B(a(k, x, 1), t_0 - 1) = 1$ и $f_A(a(k, x, 1), t_0) = \overline{s g}(f_{\pi_k}(x, a(k, x, 1), t_0)) = 0 = f_A(a(k, x, 1), s)$ для любых $s \leq t_0$. Значит, для $t \leq t_0$ второе условие выполняется. Из $h_{\pi_k}(x, a(k, x, 1), s) = n$ следует, что $f_{\pi_k}(x, a(k, x, 1), s) = 1$. Значит, когда сработает подслучай 3.2 при $h_{\pi_k}(x, a(k, x, 1), s) = n$, функция $f_A(x, a(k, x, 1), s)$ свое значение не поменяет, и это значит 2 условия не рушится. А для $t > t_0$ очевидно по подслучаю 3.2.

А корректность h_B доказывается точно также.

Замечание. При четных n доказательство свойства 5 не проходит.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Гончаров С.С., Сорби А. Обобщенные вычислимые нумерации и нетривиальные полурешетки Роджерса // Алгебра и логика – 1997. Т. 36 - №6. – С. 621-641.
- [2] Badaev S.A., Goncharov S.S. Theory of numberings: open problems // Computability theory and its applications – 2000. P. Cholack (ed.) et al. (Contemp. Math. – Т. 257), Providence, RI, Am. Math. Soc., - С. 23-38.
- [3] Badaev S.A., Talasbaeva Zh.T. Computable numberings in the hierarchy of Ershov // Goncharov S.S., (ed.) et al., Mathematical logic in Asia. Proceedings of the 9th Asian logic conference (Novosibirsk, Russia, August 16-19, 2005). – 2006. NJ. World Scientific. –С. 17-30.
- [4] Ash C.J., Knight J.F. Computable structure and the hyperarithmetical hierarchy, (Stud. Logic Found. Math., -Т. 144), Amsterdam etc., Elsevier Sci. B.V., -2000. -346 p.
- [5] Ершов Ю.Л., Об одной иерархии множеств // Алгебра и логика. – 1968. – Т. 7, - №1, – С. 47-74.
- [6] Ершов Ю.Л., Об одной иерархии множеств // Алгебра и логика. – 1968. – Т. 7, - №4, - С. 15-47.
- [7] Rodgers H. Theory of recursive functions and effective computability. – New York: McGraw-Hill, 1967. – 482 p. (имеется русский перевод: Роджерс Х. Теория рекурсивных функций и эффективная вычислимость. – Москва: Мир, 1972. – 624 с.)
- [8] Ершов Ю.Л. Теория нумераций. – Москва: Наука, 1977. – 416 с.

REFERENCES

- [1] Goncharov S.S., Sorbi A. Obobshhennye vychislimye numeracii i netrivial'nye polureshetki Rodzhersa // Algebra i logika. 1997. T. 36. №6. S. 621-641.

[2] Badaev S.A., Goncharov S.S. Theory of numberings: open problems // Computability theory and its applications – 2000. P. Cholack (ed.) et al. (Contemp. Math. T. 257), Providence, RI, Am. Math. Soc., С. 23-38.

[3] Badaev S.A., Talasbaeva Zh.T. Computable numberings in the hierarchy of Ershov // Goncharov S.S., (ed.) et al., Mathematical logic in Asia. Proceedings of the 9th Asian logic conference (Novosibirsk, Russia, August 16-19, 2005). 2006. NJ. World Scientific. С. 17-30.

[4] Ash C.J., Knight J.F. Computable structure and the hyperarithmetical hierarchy, (Stud. Logic Found. Math., -Т. 144), Amsterdam etc., Elsevier Sci. B.V., 2000. 346 p.

[5] Ershov Ju.L., Ob odnoj ierarhii mnozhestv // Algebra i logika. 1968. Т. 7, №1, S. 47-74.

[6] Ershov Ju.L., Ob odnoj ierarhii mnozhestv // Algebra i logika. 1968. Т. 7, №4, S. 15-47.

[7] Rodgers H. Theory of recursive functions and effective computability. New York: McGraw-Hill, 1967. 482 p. (imeetsja russkij perevod: Rodzher H. Teorija rekursivnyh funkcij i jeffektivnaja vychislimost'. Moskva: Mir, 1972. 624 s.)

[8] Ershov Ju.L. Teorija numeracij. Moskva: Nauka, 1977. 416 s.

ӘОЖ: 510.54

Б.С. Калмурзаев

Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Алматы қ., Қазақстан
E-mail: birzhan.kalmurzayev@gmail.com

L_m^0 ЖАРТЫТОРЫНЫҢ ЕКІ ЭЛЕМЕНТІ ЕРШОВ ИЕРАРХИЯСЫНЫҢ ЖИЫНДАР ҮЙІРІНІҢ РОДЖЕРС ЖАРТЫТОРЫНА ЕНУІНІҢ БАҒАЛАУЛАРЫ ЖАЙЛЫ

Аннотация. Рекурсив саналымды m деңгейлердің құрылымы өте күрделі екендігі жақсы белгілі. Ол универсалды деңгейі, шексіз тізбе және анти-тізбесі бар жоғарғы жартыторды құрайды. Және де ол жартытордың қауты шексіз екендігі белгілі. Бұл жұмыста рекурсив саналымды m деңгейлер жартыторының екі элементті Ершов иерархиясының ақырлы деңгейіндегі жиындар үйірінің Роджерс жартыторына енуінің бағалаулары берілген. Және де бір элементті Роджерс жартыторларының мысалдардың көмегімен біздің бағалаулардан кез келген төмен деңгейдегі бағалаулары жақсартылмайтындығы дәлелденген.

Түйін сөздер: рекурсив саналымды m деңгейлерінің жартыторы, Роджерс жартыторы, Ершов иерархиясы, рекурсив саналымды жиындар, шешілімді нөмірлеулер.

NEWS

OF THE NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF THE REPUBLIC OF KAZAKHSTAN
PHYSICO-MATHEMATICAL SERIES

ISSN 1991-346X

Volume 1, Number 311 (2017), 91– 98

UDC: 535.34

**Y.A. Ryabikin, B.A. Rakymetov, B.A. Baytimbetova, T. Aytmukan,
V.V. Klimenov, D.A. Muratov, A.U. Mereke, A.U. Umirzakov**

LLP "Physical-Technical Institute", Almaty
yuar-39@mail.tu

IDENTIFICATION OF CAPABILITIES OF THE EPR METHOD IN STUDYING POROUS NICKEL ANODES BASED ON DEFINITION OF PARAMAGNETIC CHARACTERISTICS OF CARBON FILMS

Abstract. In order to create a power supply based on the use as the porous nickel anode it was investigated the possibility of studying the electron paramagnetic resonance (EPR). To this end, the EPR spectra of thin carbon films on various substrates were investigated. Measuring by EPR was carried out on the spectrometer of the JOEL company. The spectrometer operates in 3-centimeter wavelength range. The maximum sensitivity of the spectrometer was 5×10^9 spin / sample at 100 kHz modulation of the magnetic field. As a reference sample it was used Mn^{+2} ions in MgO. Spectra measurement of samples was conducted in air at room temperature. Samples for measurement were placed in an ampoules made of special glass, not giving the EPR signal. The article presents the results of the study of thin carbon films by EPR method. The carbon films were deposited on various substrates: glass, quartz, silicon, aluminum, nickel, etc. Analysis of the EPR line of the thin carbon film showed that it is composed of: graphene, carbon nanotubes and graphite. Changing the parameters of the EPR spectrum of graphite on its rotation angle relative to the rotational direction of the magnetic field indicates that the graphite film is in the crystalline state. However, the EPR signal was unable to detect the carbon film deposited on a nickel substrate. This is due to the strong signal from a ferromagnetic nickel substrate. It is further assumed to hold similar EPR measurements of the carbon film deposited directly on the porous nickel anode.

Keywords: carbon film, sample, electron paramagnetic resonance, carbonation, spectrum, graphene, graphite, nickel substrate.

УДК: 535.34

**Ю.А. Рябикин, Б.А. Рақыметов, Б. А. Байтимбетова, Т. Айтмукан,
В.В. Клименов, Д.А. Муратов, А.У. Мереке, А.У. Умирзаков**

ТОО «Физико-технический институт», Алматы

ВЫЯСНЕНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ МЕТОДА ЭПР ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ПОРИСТОГО НИКЕЛЕВОГО АНОДА НА ОСНОВЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМАГНИТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК УГЛЕРОДНЫХ ПЛЕНОК

Аннотация. В целях создания источника тока на основе использования в качестве анода пористого никеля была исследована возможность его изучения методом электронного парамагнитного резонанса (ЭПР). С этой целью были изучены спектры ЭПР тонких углеродных пленок на различных подложках. Измерения методом ЭПР проводились на японском спектрометре фирмы JOEL. Спектрометр работает в 3-х сантиметровом диапазоне длин волн. Максимальная чувствительность спектрометра составляла $5 \cdot 10^9$

спин/образец при 100 кГц модуляций магнитного поля. В качестве реперного образца использовались ионы Mn^{2+} в MgO . Измерения спектров образцов проводились в атмосфере воздуха при комнатной температуре. Образцы для измерений помещались в ампулу из специального стекла, не дающего сигнала ЭПР. В статью представлены результаты исследования тонких углеродных пленок методом ЭПР. Углеродные пленки наносились на различные подложки: стекло, кварц, кремний, алюминий, никель и др. Анализ линии ЭПР тонкой углеродной пленки показал, что в ее состав входят графен, углеродные нанотрубки и графит. Изменение параметров спектра ЭПР графита от угла вращения образца относительно направления магнитного поля говорит о том, что графит находится в пленке в поликристаллическом состоянии. Но сигнал ЭПР не удалось обнаружить в углеродной пленке, нанесенной на никелевую подложку. Это может быть обусловлено сильным ферромагнитным сигналом от никелевой подложки. В дальнейшем предполагается проведение аналогичных измерений ЭПР на углеродной пленке, нанесенной непосредственно на пористый никелевый анод.

Ключевые слова: углеродистая пленка, образец, электронный парамагнитный резонанс, карбонизация, спектр, графен, графит, никелевая подложка.

Было проведено несколько экспериментов по изучению методом ЭПР тонких углеродных пленок, нанесенных на различные подложки. Они показали большую информативность этого метода в изучении парамагнитных характеристик используемых образцов. Проведение этих измерений обусловлены необходимостью оценки возможности метода ЭПР для изучения пористого никелевого анода. Кроме того, изучение парамагнитных характеристик углеродистых соединений само по себе представляет большой научный интерес.

Ранее было показано [1-4], что в случае многостеночных нанотрубок (MWNT) эффективным методом контроля содержания нанотрубок в образце является ЭПР-спектроскопия.

Измерения проводились при комнатной температуре в атмосфере воздуха на спектрометре ЭПР японском фирмы JOEL, работающем в 3-х см диапазоне длин волн. Максимальная чувствительность спектрометра составляла $5 \cdot 10^9$ спин/образец при 100 кГц модуляции магнитного поля.

В качестве реперного образца использовались ионы Mn^{2+} в MgO . Сигналы от образцов с g-фактором ~ 2 записываются между 3-й и 4-й компонентами шестилинейчатого спектра от Mn^{2+} . Образец размером 3x5 мм помещался в ампулу из специального стекла, не дающего сигнала ЭПР. При выполнении резонансных условий путем изменения магнитного поля в определенных пределах появлялся сигнал ЭПР, который детектировался и подавался для распечатки спектра на принтер.

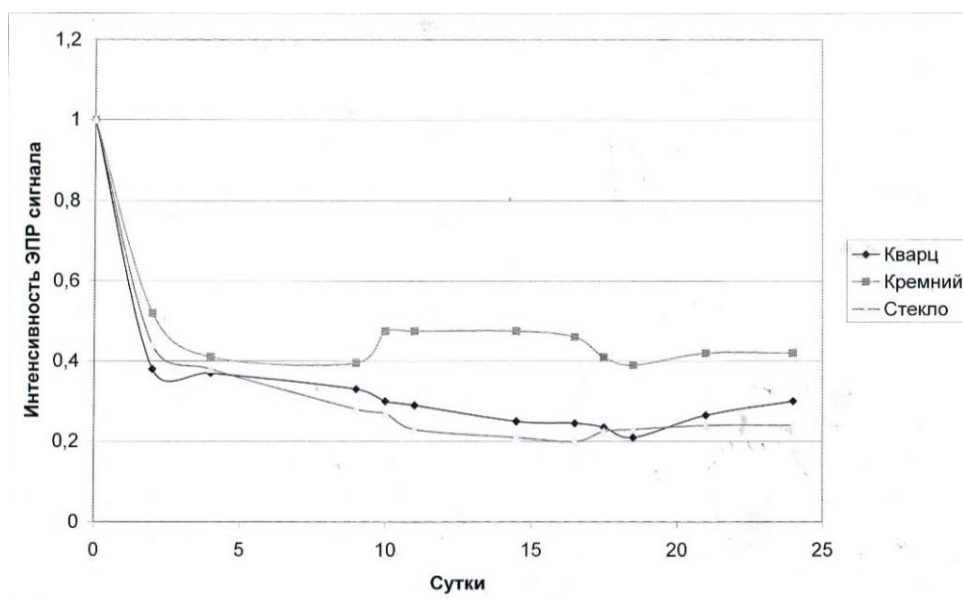


Рисунок 1 - Изменение интенсивности сигнала ЭПР тонкой углеродной пленки от времени после ее нанесения

Здесь приведены некоторые результаты изучения углеродных пленок методом электронного парамагнитного резонанса (ЭПР). При изучении поведения интенсивности сигнала ЭПР от времени после напыления плёнки установлено, что имеет место изменение ее величины. (рис. 1). Менее чем за двое суток после нанесения пленки на кварц, стекло и кремний ее ЭПР интенсивность упала более чем в 2 раза. Затем до 8 суток она практически не изменялась. А от 8 суток до 18 суток наблюдается медленное ее уменьшение для кварца и стекла, тогда как для кремния отмечается ее небольшое возрастание. После 18 суток для стекла и кварца отмечено небольшое возрастание интенсивности, а для кремния – падение. С 18 до 25 суток наблюдается стабилизация уровня интенсивности сигнала ЭПР.

Обычно углеродные пленки имеют довольно сложный структурный состав. В основном в него входят графены и графеноподобные образования, нанотрубки различных параметров, графиты разнообразной организации и их окислы.

Полученные результаты показали, что в зависимости от условий проведения эксперимента соотношения между составляющими углеродной плёнки могут заметно меняться.

Актуальность развития методов получения графена обусловлена его уникальными свойствами. Графен имеет высокую электро- и теплопроводность, прозрачность и механическую прочность, что делает его полезным материалом для использования во многих областях науки и технологий [1-3], включая квантовую электронику.

В работе используется методика получения графеновых структур, входящих в состав углеродных пленок, образующихся при магнетронном или ультразвуковом воздействии на возгоняемые пары ароматических углеводородов [4-7] и проведение исследования их парамагнитных свойств.

Из анализа ЭПР спектра образца установлено, что в углеродной пленке при напылении, помимо графена, образуются также углеродные нанотрубки ($g=2,0037$) и графиты.

Ширина линии ЭПР углеродной пленки на стекле в этом случае получается равной $\Delta H=16,4\text{Э}$. Скорее всего, ее уширение обусловлено диполь-дипольным взаимодействием между графенами и нанотрубками. Амплитуда сигнала от углеродной пленки, нанесенной на алюминий, в 3 раза меньше, чем на стекле, а ширина линии составляет 8,3 Э. На спектре наблюдаются изгибы, позволяющие выделить вклады в суммарную линию от графенов, нанотрубок и графитов. Их соотношение в пленке для данного случая равно 2:5,2:1,8.

В работе так же рассмотрена возможность определения парамагнитных характеристик пламени твердого топлива на основе измерения методом электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) тонких углеродных пленок, получаемых из продуктов отбора из различных частей пламени.

Метод ЭПР широко используется для изучения разреженных пламен (3-5 мм рт.ст.) с использованием стандартных спектрометров ЭПР, работающих в 3-х сантиметровом диапазоне длин волн [1-4]. Небольшие размеры кварцевых трубок и кювет, используемых в этом диапазоне ЭПР-спектроскопии, несколько ограничивают его возможности из-за гибели активных центров на стенках кварцевых реакторов. Представляет интерес попытка использования спектрометров ЭПР, работающих на более низких частотах, с резонаторами больших размеров, что приводит к значительному увеличению размеров кварцевых реакторов и, соответственно, к уменьшению гибели на их стенках активных центров [9].

Тем не менее, впервые изучение практически при атмосферном давлении горячего пламени при его получении в резонаторе было проведено на 3-х сантиметровом спектрометре в кварцевой трубке, проходящей через резонатор. При этом методом ЭПР регистрировались атомы водорода [10].

Неоднородно уширенные линии спектра ЭПР, которыми являются линии ЭПР углеродных пленок, зачастую содержат большую и полезную информацию как об изучаемых парамагнитных центрах (ПЦ) как таковых, так и о структуре изучаемого объекта, в состав которого они входят. Рассмотрению природы неоднородно уширенных линий ЭПР и их анализу посвящен ряд работ

теоретического и экспериментального плана, например [1-3]. К сожалению, на основании использования этих работ не всегда удается получить полную и однозначную информацию о некоторых характеристиках парамагнитных центров, входящих в состав изучаемого объекта – значений их g -факторов и относительного их вклада в суммарный спектр ЭПР. К тому же эти методы требуют проведения дополнительных непростых экспериментов, связанных с насыщением спектра ЭПР микроволновой мощностью при различных ее уровнях. А обработка полученных результатов - чрезвычайно кропотливая работа, занимающая много времени.

Здесь предлагается простой и информативный метод анализа неоднородно уширенных линий ЭПР, уширение которых обусловлено сложением отдельных линий ЭПР изучаемого образца, имеющих различные значения интенсивности, величин g – факторов и ширин линии ЭПР. Он устраняет отмеченные недостатки, позволяя получить результат, заключающийся в том, что на основе рассмотрения проведенной линии, соединяющей максимум и минимум спектра ЭПР изучаемого образца, анализируются на ней точки перегиба, что позволяет определить количество компонент, составляющих спектр, соотношения их величин и значения их g – факторов.

Известно, что метод ЭПР широко используется при изучении углеродных систем, например, [8-18]. В данном случае рассмотрение проведено на примере неоднородно уширенной линии ЭПР тонкой углеродной пленки, нанесенной на стеклянную подложку. Вообще, плёнка может наноситься на различные подложки, в частности, на кварц, кремний, стекло и др. Тонкие углеродные пленки различной структуры находят самое широкое применение во многих областях науки и техники. Это обусловлено рядом их полезных свойств, таких как высокая твердость, диэлектрические характеристики, теплопроводность и др. Свойства тонких углеродных пленок в значительной степени определяются способом их получения. В рассматриваемом случае пленки получали на установке AX5200S–ECR фирмы Seku Technotron Corp., оснащенной микроволновым излучателем для возбуждения плазмы. При плазменном разложении смеси CH_4 и H_2 и осаждении углерода на различные подложки (стекло, кварц, кремний и др.) на них образуются углеродные пленки темноватого цвета. В нашем случае время осаждения углерода на подложку с образованием пленки было 2 часа при возбуждении плазмы в смеси $\text{CH}_4 + \text{H}_2 + \text{Ar}$ при давлении $3,8 \cdot 10^{-2}$ торр. Подводимая микроволновая мощность в камеру составляла 540 Вт, а отраженная – 84Вт, натекание CH_4 и H_2 было одинаковым и равным $20 \text{ см}^3/\text{мин}$. Измерения толщины пленки на микроскопе показали, что исходная пленка имеет толщину 1,2 мкм, а после отжига полученной углеродной пленки, например, до $800 \text{ }^\circ\text{C}$ ее толщина уменьшилась до 0.8 мкм. Отжиг образцов полученных углеродных пленок проводился на этой же установке в атмосфере различных газов, а также в вакууме с остаточным давлением $\sim 3 \cdot 10^{-6}$ торр.

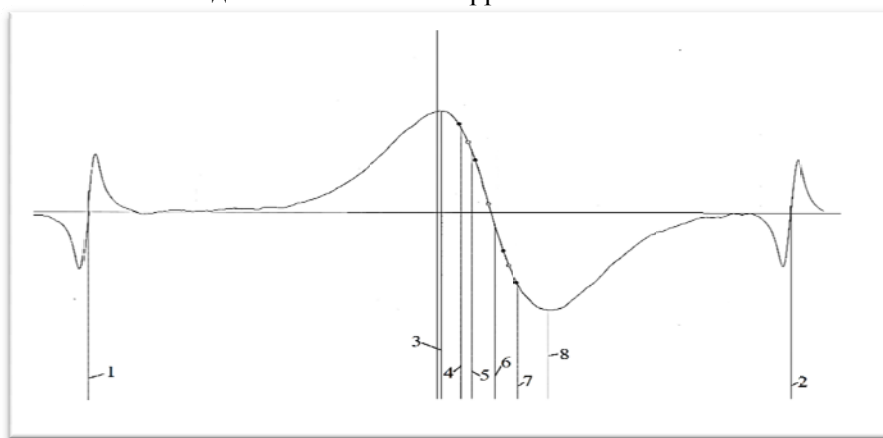


Рисунок 2 - Спектр ЭПР тонкой углеродной пленки на стекле при напылении в течение 2-х ч.

Где: 1) 331.446, $g=2.03256$, 2) 340.627, $g=1.98078$, 3) 336.321, $g=2.00612$, 4) 336.552, $g=2.00475$, 5) 336.687, $g=2.00394$, 6) 36.981, $g=2.00219$, 7) 337.260, $g=2.00054$, 8) 337.633, $g=1.99832$

Как уже упоминалось, в ЭПР–спектроскопии в качестве вторичного образца часто используются ионы двухвалентного марганца в решетке окиси магния (Mn^{2+} в MgO). Спектр ЭПР этого образца состоит из шести линий ЭПР, между 3-ей и 4-ой компонентами которого обычно записывается спектр изучаемого образца. Анализ третьей линии ЭПР, как и всех остальных линий спектра двухвалентного марганца, показывает, что на линии, соединяющей ее максимум и минимум, отсутствуют какие–либо изгибы (изломы). Эта линия идеально прямая.

Но другую картину можно наблюдать на подобной линии исследуемого образца. Так, в случае изучаемого нами образца тонкой углеродной пленки на поверхности стекла (кстати, аналогичная картина наблюдается и при использовании подложек из других материалов: кварц, кремний и т. д.) на этой прямой обнаружены три излома (смотри рисунок).

На рисунке приведен спектр ЭПР углеродной пленки, полученной при плазменном разложении смеси CH_4 и H_2 в Ag и осаждении образующегося при этом углерода на стекло. Темные точки на линии, соединяющей максимум и минимум этого спектра, соответствуют началу и концу каждого из трех участков, образующихся в результате изломов на этой линии. Светлые точки характеризуют середину каждого участка, т.е. средние значения их интенсивностей и величин их g -факторов. Таким образом, эти изломы делят эту линию на три части, каждая из которых характеризуется своим значением g -фактора и размером. Как это следует из рисунка, соотношение между величинами участков определяется как 2:5,2:1,8. Это свидетельствует о том, что получаемая тонкая углеродная пленка обусловлена тремя составляющими. В подписи к рисунку представлены величины магнитного поля и значения g -факторов, соответствующие выделенным точкам на спектре. Кроме того, значения магнитного поля и g -факторов под номером 1 и 2 соответствуют параметром 3-и 4 линии спектра марганца. Первый участок имеет $g=2.00420$, что характерно для спектра ЭПР графена и его соединений. Второй участок имеет $g=2.0031$. С таким g -фактором могут быть углеродные компоненты, обусловленные углеродными нанотрубками. Третья компонента углеродной пленки имеет g -фактор, равный $2.00118 \div 2.00164$ в зависимости от угла вращения образца в магнитном поле. Это свидетельствует о наличии в составе углеродных плёнок разных форм графита с некоторой степенью его кристалличности.

Аналогичная картина может наблюдаться на углеродных пленках, получаемых при их осаждении на подложку (кварц, кремний и др.) при отсосе из различных частей пламени продуктов горения твердого топлива с помощью капилляра. Не исключено, что в силу более сложной структуры пламени твердого топлива и спектры ЭПР будут иметь более богатый характер, чем в приведённом примере. Однако, это в принципе не помешает проведению зондирования пламени предлагаемой методикой, что позволит получить полезную информацию о структуре пламени твердого топлива.

Таким образом, предлагаемая методика анализа неоднородно уширенной линии ЭПР, рассмотренная на примере тонкой углеродной пленки, позволяет определить количество составляющих сложного спектра ЭПР, в частности спектра горячего пламени, их относительные значения интенсивностей и величины их g -факторов. Конечно, эту методику можно использовать и при анализе неоднородно уширенных линий ЭПР, соответствующих некоторым другим парамагнитным системам.

Методом ЭПР были исследованы еще некоторые системы полезные для использования их в квантовой электронике.

Известно [19-21], что нитрид кремния (Si_3N_4), являясь важной компонентой в современной кремниевой микроэлектронике, находит в ней широкое применение в качестве изолирующих и пассивирующих покрытий. В связи с этим исследование их различных физических свойств представляется весьма актуальным. Так, в работе [21] были детально исследованы его оптические свойства. Нам представляется полезным изучение его парамагнитных характеристик методом электронного парамагнитного резонанса (ЭПР). Были исследованы 3 серии образцов:

1. Образцы SiO₂/Si, имплантированные Zn энергией 150 Кэв и флюенсом 7,5*10¹⁶ см⁻², а также облученные Хе энергией 200 Мэв и флюенсом 2*10¹⁴ см⁻². (№6)

2. SiN_x/Si, облученные Хе энергией 200 Мэв и флюенсом 2*10¹⁴ см⁻². (№B23)

3. Si₃N₄/SiO₂/Si, облученные Хе энергией 200 Мэв и флюенсом 2*10¹⁴ см⁻². (№1)

Эти образцы исследовались в зависимости от ориентации плоскости образца относительно направления внешнего магнитного поля при 0°, 60°, 120°, 180°. Результаты измерений сведены в таблицу, представленную ниже.

В таблице I_c и I_c^H амплитуды сигнала ЭПР измеренного исследуемого образца и нормированного на 3-ю линию спектра образца ионов Mn²⁺ в MgO₂ встроенного в резонатор для регистрации условий записи изучаемого образца, I_{Mn} – амплитуда сигнала от Mn²⁺, ΔH – ширина линии изучаемого образца в эрстедах, ΔH² ее квадрат, I_c^H·ΔH² интегральная интенсивность спектра, g-фактор спектра ЭПР изучаемого образца, далее вес образца в граммах, нормировочный коэффициент на 1 грамм и интегральная нормированная интенсивность на 1 грамм, получаемая умножением I_c^H·ΔH² на предыдущий коэффициент. Видно, что вращение образца мало влияет на интегральную его интенсивность. По нашему мнению, это связано с аморфной структурой исследуемого образца.

Таблица

№	I _c	I _{Mn}	K _{Mn}	I _c ^H	ΔH	ΔH ²	I _c ^H ΔH ²	g-factor	Вес (гр)	Коэф. нормирования на 1гр	Отн интенсив., нормир. на 1гр
6 (0°)	95	134	1	95	15.3	233.9	22221	2.00600	0,0123	81,3	180 656
6 (60°)	94	133	1.008	94.1	15.3	233.9	22010	2.00564			178 941
6 (120°)	93	132	1.015	94.4	15.3	233.9	22079	2.00581			179 502
6 (180°)	93	128	1.05	97.4	15.1	228.6	22256	2.00592			180 941
B23 (0°)	115	77	1	75	15.1	229.2	1719147	2.00526	0,0123	81,3	139 762
B23 (60°)	83	72	1.07	79	14.7	215.5	170247	2.00531			138 230
B23 (120°)	74	74	1.04	92.5	15.2	229.5	189350	2.00559			153 950
B23 (180°)	91	87	0.72	82.8	15.02	225.6	186797	2.00540			151 866
1 (0°)	83	87	1	83	15.8	248.9	206587	2.00436	0,0243	41,2	85 015
1 (60°)	87	95	0.92	80	15.6	243.4	194497	2.00447			80 092
1 (120°)	91	97	0.9	81.9	15.8	248.9	203849	2.00445			83 985
1 (180°)	89	95	0.92	81.8	15.7	246.0	202867	2.00442			83 582

Была также сделана попытка исследовать спектр ЭПР углеродной пленки на подложке из никеля. К сожалению, из-за сильного сигнала ферромагнитного резонанса(ФМР) от никеля обнаружить сигнал ЭПР от углеродной пленки на нем не удалось.

Таким образом, приведенные данные ЭПР измерений различных углеродистых систем показали перспективность их изучения методом ЭПР. К сожалению, изучение углеродной пленки, нанесенной на подложку из пластины никеля, оказалось невозможным из-за сильного ферромагнитного резонансного сигнала от никеля. Можно надеяться, что это поглощение в пористом никеле окажется слабее. К тому же, не исключено, что ФМР сигнал сам может дать полезную информацию о свойствах пористого никелевого анода в зависимости от условий его использования. Дальнейшие исследования покажут правомерность этого предположения.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Панфилов В.Н., Цветков Ю.Д., Воеводский В.В. Кинетика и катализ. 1960, Т. 1, № 2, С. 333.
- [2] Панфилов В. Н. Кинетика и катализ. 1962, Т. 3, В. 5, С. 643.
- [3] Карпинский Б. В., Мансуров З.А., Дубинин В.В., Рябикин Ю.А. и др. Тез. Докл. третьего Всесоюзного симп. по горению и взрыву. Ленинград, 1971.
- [4] Сагиндыков А.А., Мансуров З.А., Рябикин Ю.А., Ксандопуло Г.И. Сб. Ингибирование цепных и газовых реакций, Алма-Ата, 1971, С. 38
- [5] Байтимбетова Б.А., Верменичев Б. М., Рябикин Ю. А. Мансуров З. А. Горение и плазмохимия. 2013. Т11. №1. С76.

- [6] Байтимбетова Б.А., Рябикин Ю. А. Мансуров З. А. Докл. Нац. АН РК. 2015. №6. С 88.
- [7] Рябикин Ю. А., Байтимбетова Б.А. Мырзахметова А.А. XIII Международная научная конференция Физика твердого тела – 2016 Астана.
- [8] Карпинский Б.В., Мансуров З.А., Дубинин В.В., Рябикин Ю.А., и др. Горение и взрыв, Матер. 3–го Всесоюзного симп. М. Наука, 1972, С. 716
- [9] Рябикин Ю.А., Ксандопуло Г.И. Парамагнитный резонанс, Всесоюз. Юбил. Конф. Казань, 1969, ЭПР. Ч. 1, Казань, 1971, С. 297
- [10] Ю.А. Рябикин, Ю.М. Гершензон, В.В. Дубинин, З.А. Мансуров, и др. Изв. АН СССР, Сер. хим. 1972, № 2, С. 464.
- [11] Бротиковский О.И., Жидомиров Г.М., Казанский В.Б., Шелимов Б.Н. "Теор. Экспер. Хим.", 1971, Т. 7, В 2, С. 245.
- [12] Гринберг О.Я., Дубинский А.А., Лебедев Я.С. Докл. АН СССР, 1971, Т. 196, № 3, С. 627.
- [13] Basu S., Mclenyehlm K.A. J. Magn. Rez. 1983. №2, P. 335.
- [14] Королева Н.В. Физико–химические методы исследования углей и продуктов их переработки. М. Изд–во МХТИ, 1984. С 48.
- [15] Kosaka M., Ebbesen T.W., Hiura H., Tanigakia K. Chem. Phys. Let. 1995, V. 233, Issues 1–2, P. 47.
- [16] Рябикин Ю.А., Мансурова Р.М., Зашквара О.В. Вестник КазНУ, 2001, Сер. Хим, №3 (20), С.164.
- [17] Васильева Л.М., Шкляев А.Н., Ануфриенко В.С. Исследование бурых углей методом ЭПР, Пиролиз бурых углей. Новосибирск: Наука, 1973, С. 44.
- [18] Рябикин Ю.А., Каирбеков Ж.К., Зашквара О.В., Ешова Ж.Т. ХТТ, 2011, № 2, С. 53.
- [19] Шипатов Э. Т. Обратное рассеяние быстрых ионов. Теория, эксперимент, практика. Ростов: Издательство Ростовского университета, 1988, С. 160.
- [20] Гриценко В.А. Литовченко В.Г. Строение и электронная структура аморфных диэлектриков в кремниевых МДП-структурах, Новосибирск: Наука, 1993, С. 278.
- [21] Власукова Л.А., Комаров Ф.Ф., Пархоменко И.Н., Мильчанин О.В., Леонтьев А.В., Мудрый А.В., Тогамбаева А. К. Оптические свойства пленок нитрида кремния, полученных плазмохимическим осаждением из газовой фазы // Прикладная спектроскопия, 2013, Т.80, №1, С. 92

REFERENCES

- [1] Panfilov V.N., Tsvetkov Y.D., Provincial V.V. Kinetics and Catalysis. **1960**. Volume 1, number 2, pp 333. (in Russ.)
- [2] Panfilov V.N. Kinetics and Catalysis. **1962** Volume 3, V. 5, pp 643. (in Russ.)
- [3] Karpinski B.V., Mansurov Z.A, Dubinin V.V., Ryabikin Yu.A. et al. Proc. Dokl. Third All-Union Symp. on combustion and explosion. Leningrad **1971**. (in Russ.)
- [4] Sagindykov A., Mansurov ZA, Ryabikin Yu.A., Kсандopulo G.I. Coll. Inhibition of chain reactions and gas, Alma-Ata, **1971**, P. 38. (in Russ.)
- [5] Baytimbetova B.A., Vermenich B.M., Ryabikin Yu.A., Mansurov Z.A. Burning and plasma chemistry. **2013**. T11. №1. P76.
- [6] Baytimbetova B.A., Ryabikin Yu.A., Mansurov Z.A. Dokl. Nat. Academy of Sciences of the Republic of Kazakhstan. **2015**. №6. P 88. (in Russ.)
- [7] Ryabikin Yu.A. Baytimbetova B.A., Myrzakhmetova A.A. XIII International Conference of Solid State Physics - 2016 Astana. (in Russ.)
- [8] Karpinski B.V., Mansurov Z.A., Dubinin V.V., Ryabikin Yu.A, et al. The combustion and explosion, Mater. 3rd All-Union Symp. M. Science, **1972**, pp 716. (in Russ.)
- [9] Ryabikin Yu.A., Kсандopulo G.I. Paramagnetic Resonance, All-Union. Anniversary. Conf. Kazan, 1969 EPR. Part 1, Kazan, 1971, pp 297. (in Russ.)
- [10] Ryabikin Yu.A., Gershenzon Y.M., Dubinin V.V., Mansurov Z.A. and others. Math. AN SSSR, Ser. Chem. **1972**, number 2, pp 464. (in Russ.)
- [11] Brotikovskiy O.I., Zhidomirov G.M., Kazansky V.B., Shelimov B.N. "Theory. Experiment. Chem." **1971**, Т. 7, №2, S. 245. (in Russ.)
- [12] Greenberg O.J., Dubinsky A.A., Lebedev, Y.S. Dokl. Academy of Sciences of USSR, **1971**, Т. 196, number 3, pp 627. (in Russ.)
- [13] Basu S., Mclenyehlm K.A. J. Magn. Rez. **1983**. №2, P. 335.
- [14] Koroleva N.V. Physical and chemical methods of research of coal and products. M. Publishing House MChTI, **1984**. With 48. (in Russ.)
- [15] Kosaka M., Ebbesen T.W., Hiura H., Tanigakia K. Chem. Phys. Let. **1995**, V. 233, Issues 1-2, P. 47.
- [16] Ryabikin Yu.A., Mansurov R.M., Zashkvara O.V. Bulletin of the KNU, **2001**, Ser. Chem, №3 (20), P.164. (in Russ.)
- [17] Vasilieva L.M., Shklyayev A.N., Anufrienko V.S. The study of brown coal by the EPR method, pyrolysis of brown coal. Novosibirsk: Nauka, **1973**, pp 44. (in Russ.)

[18]Ryabikin Yu.A., Kairbekov J.C., Zashkvara O.V., Eshova Z.T. ХТТ, **2011**, № 2, P. 53. (in Russ.)

[19]Chipatov E.T. inverse scattering of fast ions. Theory, experiment, practice. Rostov: Rostov University Publishing, **1988**, 160 P. (in Russ.)

[20]Gritsenko V.A., Litovchenko V.G. The structure and electronic structure of amorphous dielectrics in silicon MIS structures, Novosibirsk: Nauka, **1993**, 278 pp. (in Russ.)

[21]Vlasukova L.A., Komarov F.F., Parkhomenko I.N., Milchanin O.V., Leontyev A.V., Mudry A., Togambaeva A.K. Optical properties of silicon nitride films obtained plasma chemical vapor deposition // Applied spectroscopy, **2013**, T.80, №1, pp 92. (in Russ.)

ӘОЖ: 535.34

**Ю.А. Рябкин, Б.А. Рақыметов, Б.А. Байтимбетова, Т. Айтмукан,
В.В. Клименов, Д.А. Муратов, А.У. Мереке, А.У. Умирзаков**

ТОО «Физика-техникалық институт», Алматы қ., Қазақстан
E-mail: yuar-39@mail.ru

КӨМІРТЕКТІ ҚАБЫҚШАНЫҢ ПАРАМАГНИТТІ ҚАСИЕТІН АНЫҚТАУ НЕГІЗІНДЕ КЕУІКТІ НИКЕЛЬДІ АНОДТЫ ЗЕРТТЕУ ҮШІН ЭПР ӘДІСІНІҢ МҮМКІНДІГІ

Аннотация. Анод ретінде кеуікті никельді қолдану арқылы тоқ көзін тудыру мақсатында, электронды парамагнитті резонанс (ЭПР) әдісімен оны зерттеу мүмкіндігі қарастырылды. Осы мақсатта әртүрлі төсеніш үстіне жұқа көміртекті қабықшаның ЭПР спектрі зерттелді. ЭПР әдісімен зерттеу жапондық JOEL фирмасының спектрометрінде жүргізілді. Спектрометр 3 сантиметрлік толқын ұзындығында жұмыс істейді. Магниттік өрістің модуляциясы 100 кГц болғанда, спектрометрдің максималдық сезімталдығы $5 \cdot 10^9$ спин/үлгі. Бағыттаушы (сынамалы) үлгі ретінде MgO-де Mn^{2+} иондары қолданылды. Өлшеуге арналған үлгілер арнайы ЭПР сигналын бермейтін шыны ампулаға салынды. Мақала ЭПР әдісі бойынша көміртекті жұқа қабықшаны зерттеу жұмысының нәтижелері келтірілген. Көміртекті қабықшалар әртүрлі төсеніш үстіне қондырылды: шыны, кварц, кремний, алюминий, никель және басқада.

Үлгінің спектрін өлшеу ауа атмосферасында, бөлме температурасында іске асты. Жұқа көміртекті қабықшаның ЭПР сызығының сараптамасы, оның құрамында графен, көміртекті нано түтікше және графит барын көрсетті. Графит спектрі параметрінің бұрышқа қатысты өзгеруі, бұл графиттің жұқа қабықшада поликристалды түрінде кездесетінін көрсетеді. Бірақ никель төсенішінің үстіне орналасқан көміртекті қабықшаның ЭПР сигналы тіркелмеді. Бұл құбылыс никель төсенішінің қатты ферромагниттілігінің сигналының салдарынан болуы мүмкін. Келешекте осыған сәйкес өлшеулер кеуікті никельді анод үстіне орналасқан көміртекті қабықшаға жүргізілу жоспарлануда.

Түйін сөздер: көміртекті жұқа қабықшалар, үлгі, электронды парамагнитті резонанс, карбонизация, спектр, графен, графит, никельді төсеніш.

NEWS

OF THE NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF THE REPUBLIC OF KAZAKHSTAN
PHYSICO-MATHEMATICAL SERIES

ISSN 1991-346X

Volume 1, Number 311 (2017), 99 – 103

B.A. Baitimbetova¹, Yu.A. Ryabikin², B.A. Rachmetov²

¹K.I. Satpayev Kazakh national research technical university, Almaty, Kazakhstan, 050013

²LLP "Institute of Physics and Technology", Almaty, Kazakhstan, 050032
e-mail: bag06@mail.ru

**PRODUCTION OF GRAPHENE STRUCTURES IN THE GRAPHITE
WITH AN AROMATIC HYDROCARBON ON EXPOSURE
TO ULTRASONIC FIELDS AND INVESTIGATION OF THEIR EPR**

Abstract. This paper proposes for production of graphene to use the exposure of ultrasound field on the organic reagents and pure graphite. As organic reagents there were used kerosene, hydrogen peroxide, benzene and toluene.

The paper presents experimental results of production of graphene in these systems, which is formed by a chemical reaction of these organic solvents with graphite. This leads to the destruction of the weak carbon bonds between the graphite planes. The results of this study indicate that the ultrasound field contributes to more efficient destruction of the van der Waals bonds.

The use of enumerated organic solvents in contrast to other methods using acid, alkali solution provides a more efficient way to production of graphene structures. The article presents results of the study of graphene structures by electron paramagnetic resonance spectroscopy, as well as discussion is given.

Keywords: graphene, aromatic hydrocarbons, ultrasonic method, EPR spectroscopy, paramagnetic centers.

УДК 539.216; 620.3

Б.А.Байтимбетова¹, Ю.А. Рябкин², Б.А. Рахметов²

¹ Казахский национальный технический исследовательский университет им. К.И.Сатпаева, Алматы, 050013

²Физико-технический институт, Алматы, 050032

**ПОЛУЧЕНИЕ ГРАФЕНОВЫХ СТРУКТУР В СИСТЕМЕ ГРАФИТ
С АРОМАТИЧЕСКИМИ УГЛЕВОДОРОДАМИ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ
УЛЬТРАЗВУКОВОГО ПОЛЯ И ИЗУЧЕНИЕ ИХ МЕТОДОМ ЭПР**

Аннотация. В данной работе предлагается для получения графена использовать воздействие ультразвукового поля на органические реагенты и чистый графит. В качестве органических реагентов использовались керосин, перекись водорода, толуол и бензол.

В статье приводятся экспериментальные результаты получения графенов в рассматриваемых системах, который образуется при химическом взаимодействии этих органических растворителей с графитом. Это ведет к разрушению слабых углеродных связей между графитовыми плоскостями. Отметим, что ультразвуковое поле способствует более эффективному разрушению ван-дер-Ваальсовских связей.

Применение перечисленных органических растворителей в отличие от других методов, использующих кислоты, растворы щелочей обеспечивает более эффективный путь получения графеновых структур. В статье приведены результаты исследования графеновых структур методом спектроскопии электронного парамагнитного резонанса, а также дано их обсуждение.

Ключевые слова: графен, ароматические углеводороды, ультразвуковое поле, ЭПР, спектроскопия и парамагнитные центры.

Введение. Графен является перспективным материалом для нанотехнологий, способным в ряде случаев заменить углеродные нанотрубки, составляя таким образом конкуренцию кремнию [1-2]. Как механические, так и электрические свойства графеновых комплексов существенно зависят от особенностей их структуры на наноуровне, которые, в свою очередь, в значительной степени определяются способом получения этого материала. Графен также является перспективным материалом при создании высокоэффективных накопителей водорода, используемых в водородной энергетике [3].

Целью настоящей работы является получение графеновых структур путем воздействия органических растворителей: керосина, перекиси водорода, толуола и бензола на графитовые структуры для расслоения их плоскостей спайности с использованием ультразвукового поля для усиления эффекта расслоения.

Известно, что графен существенно отличается от обычных полупроводниковых материалов. Он представляет собой слой углерода толщиной всего в один атом с гексагональной кристаллической решеткой. Графен обладает рядом уникальных физико-механических свойств, которые делают его идеальным для обнаружения световых квантов. В частности, одним из важных преимуществ этого материала является то, что электроны движутся в нем гораздо быстрее [2], чем в других материалах. По сути, они ведут себя как безмассовые фермионы Дирака, перемещающиеся со скоростью равной $1/300$ скорости света. Подобное поведение электронов может быть использовано в целом ряде практических приложений. Кроме того, графен хорошо поглощает свет в очень широком диапазоне длин волн, включая видимую и инфракрасную области спектра.

Методика эксперимента. Предложен способ получения графеновых структур, который обеспечивает сохранность структуры монослоев исходного графита и исключает процессы их кислородного окисления [3]. В качестве растворителя была взята 3% перекись водорода, керосин, толуол и бензол как наиболее предпочтительные в процессе химического разрушения наиболее слабых связей между слоями в графитовых структурах. В тигельки загрузались порошкообразный графит высокой чистоты, которые заливались этими растворителями. Затем каждый из тигельков устанавливался с помощью сетчатого держателя в ультразвуковой ванне (Elmasonic 100H) (рис.1). Частота генератора облучения ультразвуком составляет 37кГц, мощность – 150Вт, объем ванны - 9,5л. Воздействие ультразвука на графит с органическими растворителями усиливает эффект расслоения графита. Облучение исходных образцов проводилось в течение 10 мин, 20 мин, 30 мин, 40 мин, 50 мин и 60 мин.

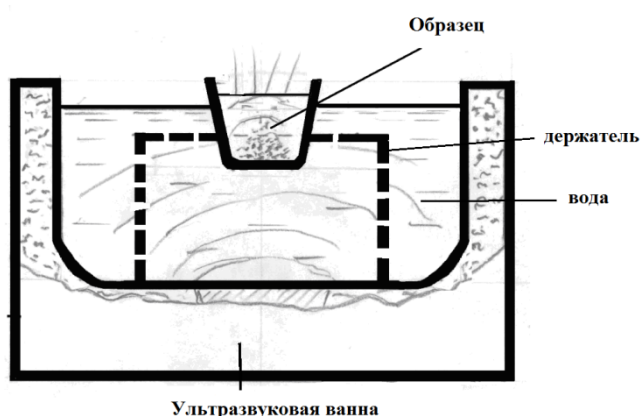


Рисунок 1 - Схема проведения эксперимента по получению графеновых структур

Измерение парамагнитных характеристик образцов проводилось методом ЭПР спектроскопии при комнатной температуре в атмосфере воздуха на спектрометре ЭПР работающем в 3-х см. диапазоне длин волн. Максимальная чувствительность спектрометра составляла $5 \cdot 10^9$ спин/образец при 100 кГц модуляции магнитного поля.

В качестве реперного образца использовались ионы Mn^{2+} в MgO . Сигнал от образца записывался между 3-й и 4-й компонентой шестилинейчатого спектра от Mn^{2+} . Образец размером 3x5 мм помещался в ампулу из специального стекла, не дающего сигнала ЭПР. При выполнении

резонансных условий путем изменения магнитного поля в определенных пределах появлялся сигнал ЭПР, который детектировался и подавался для распечатки спектра ЭПР на принтер.

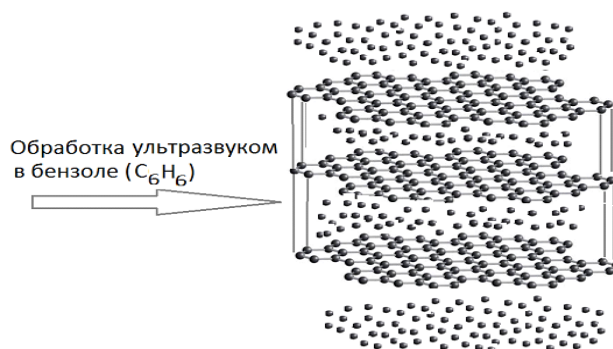


Рисунок 2 - Схема механизма расслоения графитовых плоскостей при воздействии ультразвуковым полем в органических растворителях

Результаты и обсуждение. Впервые проведены измерения образцов полученных в четырех растворителях толуол, перекись водорода, бензол и керосин. Результаты измерения ЭПР спектров указанных образцов представлены в таблице. Образцы обрабатывались по указанной методике в течение от 10 минут 60 минут.

Таблица - Экспериментальные ЭПР результаты изучения образцов толуола, H_2O_2 , бензола и керосина

№	Время обработки, мин	I_c	I_{Mn}	K_{Mn}	I_c^H	ΔH	ΔH^2	$I_c^H \Delta H^2$	g-фактор	Вес обр., г	Норм на 1 г	Норм интген.	Сокр зн I
Толуол													
1	10	139	31	1	139	148	21904	30446656		0,0061	163,93	499110458	50
2	20	159	27	1,148	182,6	150	22500	4108500	2,00248	0,0051	196,08	805594680	81
3	30	119	35	0,89	105,4	152	23100	24334740	2,00305	0,0064	156,25 185,19	3802303125 450889500	45
4	50	49	9	3,44	168,8	152,4	23165	3910252	2,00301	0102	98,04	383361106	38
5	60	140	33	0,94	131,5	148	21904	2880376	2,00271	1,0089	112,36	323639047	32
Бензол													
	10	152	25	1	152	15,37	236,3	35918	2,00268	0,0053	188,78	67777267	6,8
	20	82	51	2,04	167,3	15,37	236,3	39533	2,00219	0,0055	181,8	71870994	7,2
	30	144	47	1,88	270,7	15,74	247,7	67057	2,00410	0,0061	163,9	10992951	11
	50	141	23	0,92	129,7	15,37	236,3	30653	2,00083	0,0082	121,95	1738171	3,7
	60	158	11	0,44	69,5	16,10	259,3	18026,5	2,00355	0,0143	70	1261858	1,3
H_2O_2													
	10	150	49	1	150	161	25921	3888150	2,00283	1,0032	312,5	1213102800	12
	20	137	57	0,86	117,8	161	25921	305349,4	2,00293	0,0054	125,19	56547652	56
	30	141	29	1,69	238	157	2464,9	587265	2,00234	0,0066	151,52	88888652	89
	50	115	33	1,48	170,8	170	28900	4936120	2,00294	0,0080	125	617015000	
	60	143	43	1,14	160	160	25600	4172800	2,00416	0,0085	117,64	490888192	32
Керосин													
	10	139	25	1	139	12,1	146,1	20307,9	2,00247	0,0048	208,3	4230136	4,2
	20	154	18	0,72	110,9	16,47	271,3	30081,7	2,00396	0,0129	77,5	2331335	2,3
	30	147	65	2,6	382,2	15,37	236,3	90313,9	2,00296	0,0039	256,4	23156474	2,3
	50	125	44	1,76	220	15,77	236,9	52118	2,00254	0,0029	434,8	22660909	2,2
	60	180	30	1,2	156	15,56	242,7	37861	2,002	0,0027	115	435404	4,4

Изучение спектра ЭПР образца, проводилось в зависимости от угла между плоскостью подложки относительно направления магнитного поля путем вращения образца. Спектры последовательно снимались при фиксированных углах вращения: 0° , 30° , 60° и 90° . Было установлено, что ширина линии, амплитуда сигнала ЭПР и g-фактор линии меняется при этом незначительно. Обычно углеродные пленки имеют довольно сложный структурный состав. В основном в

него входят графены и графеноподобные образования, нанотрубки различных параметров, графиты разнообразной организации и их окислы.

При изучении спектра ЭПР образцов было установлено, что он (рисунок 1) в основном состоит из одной довольно интенсивной линии с g-фактором равным $g=2,00414 \div 2,00416$. Такое значение g-фактора спектра ЭПР характерно для графена.

Обычно углеродные материалы имеют довольно сложный структурный состав. В основном в него входят графены и графеноподобные образования, нанотрубки различных параметров, графиты разнообразной организации и их окислы.

При изучении спектра ЭПР образца было установлено, что он (рисунок 1) в основном состоит из одной довольно интенсивной линии с g-фактором, равным $g=2,00414 \div 2,00416$. Такое значение g-фактора спектра ЭПР характерно для графена. При анализе линии ЭПР было установлено, что на прямой, соединяющей экстремумы спектра, имеется небольшой изгиб, обусловленный вкладом в суммарную линию линии с другим g-фактором. В зависимости от угла вращения g-фактор этой линии изменяется от 2,00214 до 2,00244. Такие величины g-фактора характерны для некоторых форм графита, а их зависимость от угла вращения свидетельствует о некоторой степени кристалличности графита, входящего в состав образца.

Спектры ЭПР бензола, перекись водорода и керосина имеют некоторые общие черты. Так, максимальная интенсивность сигнала ЭПР от образованного графена имеют место при 30 минутной обработке, тогда как для толуола максимум наблюдается при 20 минутах рис. 1.

Отметим, что ширина линии ЭПР образующего графена на 30 минут по величине отличаются незначительно, что может свидетельствовать об идентичных условиях и природы его образования.

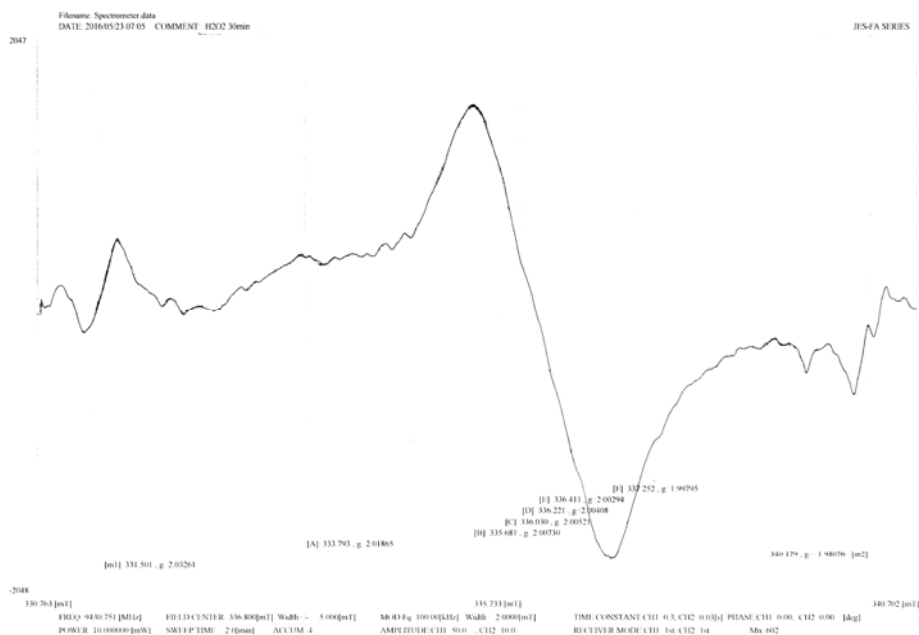


Рисунок 1 – Спектр ЭПР графеновых структур, полученных ультразвуковым методом.

Закключение

В работе рассмотрена новая методика получения графеновых структур при воздействии на графит с толуолом, бензолом, перекиси водорода и керосином ультразвукового поля.

Экспериментальные результаты, полученные методом ЭПР, показали увеличение концентрации графеновых структур от времени облучения образцов ультразвуковым полем в области 30 минут для бензола, перекиси водорода и керосина, а для толуола максимум наблюдался при 20 минут. Следует отметить, что данная методика получения графена имеет ряд преимуществ по сравнению с другими известными методами получения графена. К ним относится простота метода, экономия времени эксперимента, отсутствие окисления, и, соответственно, необходимость восстановления этих образцов.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Geim A.K., Novoselov K.S. The rise of graphene. //Nature Materials. -2007. -V6 (3). -P. 183–191.
- [2] Ткачев С.В., Буслаева Е.Ю., Губин С.П. Графен – новый углеродный наноматериал //Неорганические материалы. -2011, -Том 47, -№ 1, С. 5–14
- [3] Андриевский Р.А. Водород в наноструктурах //Успехи физических наук, -2007. -№ Т177. -№7.-С.721-735
- [4] Байтимбетова Б.А., Рябкин Ю.А.² Исследование графеновых структур, образующегося при воздействии ультразвукового поля на графит. -2015, -Вест. КазНТУ. Сер. технические науки.-№2. –214-220.
- [5] Baitimbetova B.A., Vermenichev B. M., Ryabikin Yu. A., Mansurov Z. A., Abdikasova A. A.Study of graphene formed in the atmosphere of vapors of aromatic hydrocarbons Russian Physics Journal. -2015. -Vol. 58, -No.3, - P.394-398. -DOI 10.1007/s11182-015-0513-x.
- [6] Majchrzycki M.A. Augustyniak-Jabokow R. Strzelczyk M. Makowiak A. Magnetic centers in functionalized graphene // Acta physica polonica. -2015, -Vol. 127. - №. 2, pp. 540-542
- [7] S.S. Rao, A.Stesmans, Y.Wang, Y.Chen. Direct ESR evidence for magnetic behavior of graphite oxide //Physica E. - 2012, 1036–1039
- [8] Stefan Li., Magdalena W., Stanislaw K. Hoffmann M. Electron spin relaxation and quantum localization in carbon nanoparticle: Electron spin echo studies //Physical review B -2008,-pp.014304 -1-8
- [9] S. Garaj L., Thien-Nga R, Gaal L., Forro K., Takahashi F., Kokai M., Yudasak, Iijima S. Electronic properties of carbon nanohorns studied by ESR //Physical review B, -2008. -Vol. 62, -№24.-pp.17115-17119
- [10] Srinivasa Rao, Singamaneni, Andre Stesmans, Johan van Tol. D. V. Kosynkin, James M. Tour.Magnetic defects in chemically converted graphene nanoribbons: electron spin resonance investigation // AIP advances . -2014, -№4, -pp. 047104(11)

REFERENCES

- [1] Geim A.K., Novoselov K.S. The rise of graphene. //Nature Materials. 2007. V6 (3). P. 183–191.
- [2] Tkachev C.V., Buslaeva E.Yu., Gubin S.P. Graphene- novyi uglerodi nanomaterial //Neorganicheskie materialy, -2011, -Tom 47, № 1, -S. 5–14
- [3] Andrievskii R.A. Vodorod v nanostrukturach //Uspechi chimicheskikh nauk, 2007. № T177. №7. S.721-735
- [4] Baitimbetova B.A., Ryabikin Yu.A., Issledovanie graphenovykh structur , obrasuwuchichsya pri ultrasvukogo polya na graphite. -2015, -Vest. KazNTIU. Ser. Technic. nauki-№2. S.214-220.
Fullerene Structure // Applied Physics Letters . 1995. V.62, № 6. P. 657-659.
- [5] Baitimbetova B.A., Vermenichev B. M., Ryabikin Yu. A., Mansurov Z. A., Abdikasova A. A.Study of graphene formed in the atmosphere of vapors of aromatic hydrocarbons Russian Physics Journal. -2015. Vol. 58, No.3, P.394-398. DOI 10.1007/s11182-015-0513-x.
- [6] Majchrzycki M.A. Augustyniak-Jabokow R. Strzelczyk M. Makowiak A. Magnetic centers in functionalized graphene // Acta physica polonica. 2015, Vol. 127. №. 2, pp. 540-542
- [7] S.S. Rao, A.Stesmans, Y.Wang, Y.Chen. Direct ESR evidence for magnetic behavior of graphite oxide //Physica E. 2012, 1036–1039
- [8] Stefan Li., Magdalena W., Stanislaw K. Hoffmann M. Electron spin relaxation and quantum localization in carbon nanoparticle: Electron spin echo studies //Physical review B -2008, pp.014304 -1-8
- [9] S. Garaj L., Thien-Nga R, Gaal L., Forro K., Takahashi F., Kokai M., Yudasak, Iijima S. Electronic properties of carbon nanohorns studied by ESR //Physical review B. 2008. Vol. 62, №24. pp.17115-17119
- [10] Srinivasa Rao, Singamaneni, Andre Stesmans, Johan van Tol. D. V. Kosynkin, James M. Tour.Magnetic defects in chemically converted graphene nanoribbons: electron spin resonance investigation // AIP advances . 2014, №4, pp. 047104(11)

ӘОЖ: 539.216; 620.3

Б.А. Байтимбетова¹, Ю.А. Рябкин², Б.А. Рахметов²

¹ Қ.И. Сәтбаев атындағы Қазақ ұлттық техникалық зерттеу университеті, Алматы қ., Қазақстан

²Физика-техникалық институты, Алматы қ., Қазақстан

ГРАФЕН ҚҰРЫЛЫМДАРЫН УЛЬТРАДЫБЫС ӨРІСІНДЕ ГРАФИТТИ АРОМАТИКАЛЫҚ КӨМІРСУТЕКТЕР ЖҮЙЕСІНДЕ ӘСЕР ЕТПІ АЛУ ЖӘНЕ ОЛАРДЫ ЭПР ӘДІСІМЕН ЗЕРТТЕУ

Аннотация. Жұмыста графенді алу үшін органикалық реагенттер мен таза графитті қолданып графен алу тәсілі қарастырылған. Органикалық реагент ретінде керосин, сутек тотығы, толуол және бензол қолданылған. Осы қарастырылған жүйеде графитпен органикалық еріткіштермен химиялық әсер ету кезінде тәжірибе жүзінде алынған графенді алудың нәтижелері келтірілген. Бұл әдіс графит жазықтығындағы көміртегінің әлсіз байланыстарын бұзу үшін қолданылады. Ультрадыбыс өрісі ван-дер-Ваальс байланыстарын тиімді бұзуға ықпал етеді.

Жоғарыда қолданылған органикалық еріткіштердің қышқылдар, сілтілік еріткіштер сияқты еріткіштерге қарағанда ерекшелігі графен құрылымдарын тиімді жолмен алу болып табылады. Электронды парамагнитті резонанс спектроскопымен графен құрылымдарын зерттеудің нәтижелері мақалада келтірілген.

Түйін сөздер: графен, ароматикалық көмірсутектер, ультрадыбысты өріс, ЭПР спектроскопы және парамагниттік орталықтар.

NEWS

OF THE NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF THE REPUBLIC OF KAZAKHSTAN
PHYSICO-MATHEMATICAL SERIES

ISSN 1991-346X

Volume 1, Number 311 (2017), 104 – 112

N. Burtebayev¹, Zh.K. Kerimkulov^{1,3}, D.K. Alimov^{1,2},
A.M. Otarbayeva³, Y.S. Mukhamejanov^{1,2}, D.M. Jansseitov^{1,2}

¹INP, Almaty, Kazakhstan, ²al-Farabi KazNU, Almaty, Kazakhstan,

³L.N. Gumilev ENU, Astana, Kazakhstan

e-mail: Diliyo@mail.ru

STUDY OF ELASTIC SCATTERING OF DEUTERONS FROM ⁶Li AT ENERGY 18 MEV

Abstract. Differential cross sections of elastic scattering of deuterons from ⁶Li nuclei at energy 18 MeV were measured at U-150M accelerator. The measurements were performed with an accuracy of no more than 10%. One minimum and one maximum of cross sections are clearly seen in the angular distributions at small angles. The obtained data was analyzed within optical model, distorted wave method with a finite interaction radius and coupled reactions channel method. The optimal values of the optical interaction potential and spectroscopic factor were determined. It is shown that the potential scattering forms cross section only at low and medium angles. In the range of large angles cross sections are formed by α -cluster transfer mechanisms.

Key words: elastic scattering, light charged particles, optical potential, FRESCO, cluster transfer, spectroscopic factor.

УДК 539.172.13

Н. Буртебаев¹, Ж.К. Керимкулов^{1,3}, Д.К. Алимов^{1,2},
А.М. Отарбаева³, Е.С. Мухамеджанов^{1,2}, Д.М. Джансейтов^{1,2}

¹ИЯФ, Алматы, Казахстан, ²КазНУ, Алматы, Казахстан,

³ЕНУ им. Л.Н. Гумилева, Астана, Казахстан

ИЗУЧЕНИЕ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ДЕЙТРОНОВ НА ЯДРАХ ⁶Li ПРИ ЭНЕРГИИ 18 МЭВ

Аннотация. На ускорителе У-150М измерены дифференциальные сечения упругого рассеяния дейтронов на ядрах ⁶Li при энергии 18 МэВ. Измерения выполнены с погрешностью не более 10 %. В угловых распределениях, в области малых углов, четко проявляется один минимум и один максимум сечений. Полученные данные проанализированы в рамках оптической модели ядра, метода искаженных волн с конечным радиусом взаимодействия и метода связанных каналов реакций. Найдены оптимальные значения оптического потенциала взаимодействия и спектроскопического фактора. Показано, что потенциальное рассеяние формирует сечения лишь в области малых и средних углов. В области больших углов сечения формируют механизмы передачи α -кластера.

Ключевые слова: упругое рассеяние, легкие заряженные частицы, оптический потенциал, FRESCO, передача кластера, спектроскопический фактор.

Введение. Изучение взаимодействия заряженных частиц с ядрами лития представляет значительный интерес в свете той роли, которая отводится этим ядрам в атомной технике, термоядерной энергетике и астрофизике. Так, ядро ⁶Li является одним из важнейших элементов топливного цикла в наиболее перспективных проектах термоядерных реакторов, использующих дейтерий-тритиевый синтез. В целях воспроизводства трития предполагается, что литий будет

входить в состав ближайшей, к области горения плазмы, оболочки. Такая технология требует высокоточных данных о сечениях взаимодействия различных частиц с ядрами лития, которые могут быть получены как экспериментальным путем, так и расчетами в рамках определенных ядерных моделей. Астрофизический аспект актуальности связан, прежде всего, с вопросами нуклеосинтеза легких ядер на начальной стадии эволюции Вселенной и с проблемой неожиданно высокой распространенности лития (а также бериллия и бора) в космических лучах, оказывающейся на порядки выше, в противоположность их теоретическим оценкам.

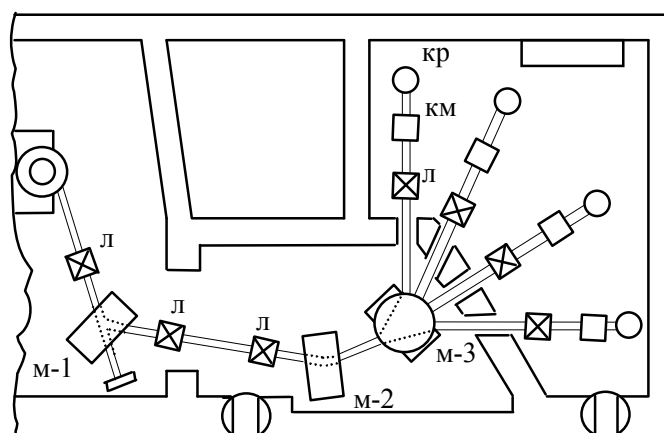
Экспериментальная методика и результаты измерений. Эксперименты проведены на изохронном циклотроне У-150М [1] Института ядерной физики Республики Казахстан. Дифференциальные сечения упругого рассеяния дейтронов на ядрах ${}^6\text{Li}$ измерены при энергии 18 МэВ в диапазоне углов от 10° до 170° в системе центра масс. Полная погрешность полученных данных не превышала 10%.

Заряженные частицы в циклотроне образуются в источнике, расположенном в центральной части камеры в дуговом разряде при подаче соответствующего газа (водорода, дейтерия, гелия-3, гелия-4). Ускорение их происходит в межполюсном пространстве 1,5-метрового магнита в момент пролёта частиц между дуантами.

При установке рабочих параметров ускорения частиц особое внимание уделяется режиму работы источника ионов, его скважности, микроструктуре импульса тока, а также качеству проводки пучка на мишень. Такая оптимизация пространственных и временных характеристик пучка позволила существенно снизить уровень различных помех, неравномерность загрузки электронной аппаратуры.

Энергия и энергетический разброс в пучке определялись измерением энергетического спектра частиц, упруго рассеянных на тонкой мишени из золота, установленной в камере рассеяния лаборатории низко-энергетических ядерных реакций ИЯФ РК [2]. В этом случае при измерениях под малыми углами (около 10°) удается избежать ошибок, связанных с неточностями знания толщины мишени и углового разброса частиц в пучке. Для абсолютной калибровки энергетической шкалы использовался «тройной» альфа-источник (${}^{241,243}\text{Am}+{}^{244}\text{Cm}$).

Схема транспортировки пучка ускоренных ионов от камеры циклотрона до камеры рассеяния, расположенной в 24 м от выхода пучка приведена на рисунке 1. Она включает в себя систему квадрупольных линз, два поворотных, разводящий, два нацеливающих магнита и систему коллиматоров. Все эти установки вместе с элементами нацеливания и коррекции, обеспечивают на мишени пучок заряженных частиц с угловым раствором не более $0,4^\circ$ и диаметром 3 мм. Юстировка положения коллиматора и центра камеры рассеяния относительно оси ионпровода осуществлялась оптическим методом и контролировалась при помощи двенадцати кварцевых экранов и телевизионных камер, передающих изображение на пульт управления циклотрона.



Л – квадрупольные линзы; М-1, М-2 – поворотные магниты; М-3 – разводящий магнит;
КМ – корректирующие магниты; КР – камера рассеяния

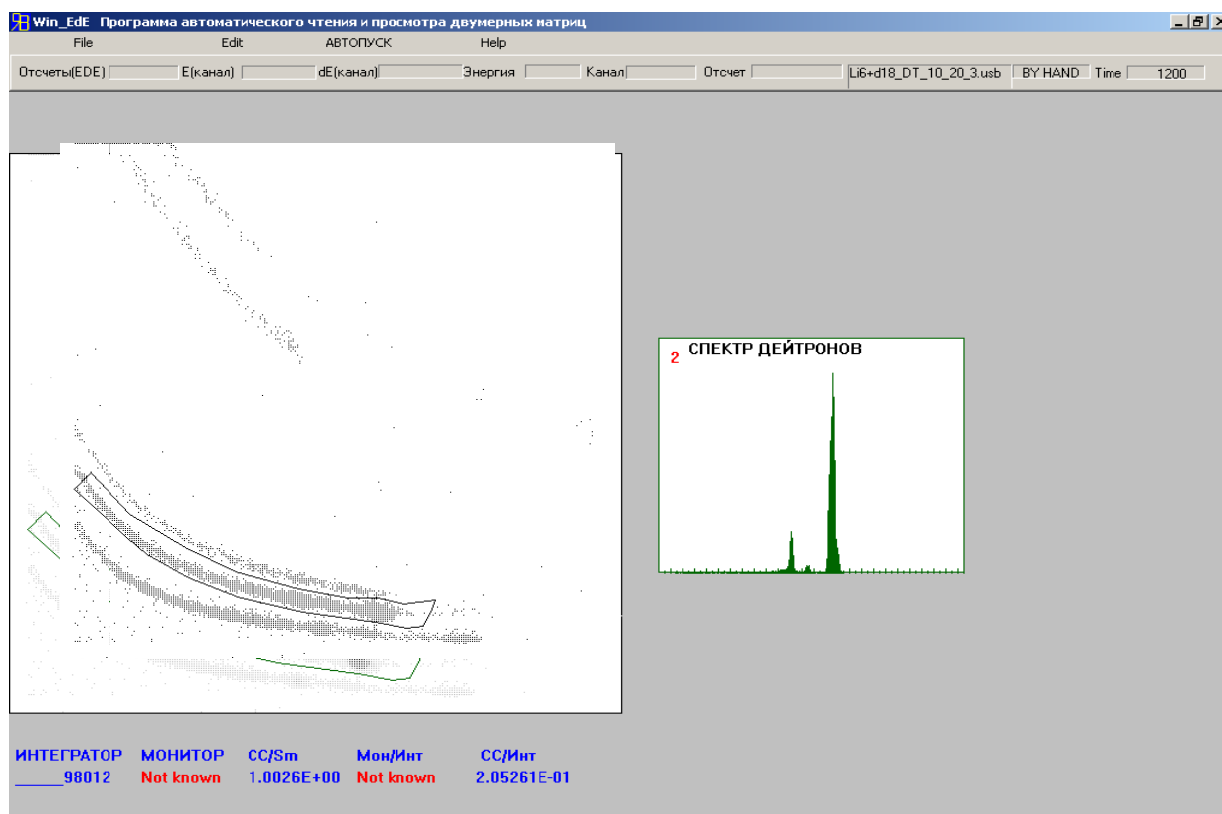
Рисунок 1 – Схема транспортировки пучка ионов циклотрона до камеры рассеяния

Измерения проводились с использованием ΔE - E методики регистрации и идентификации частиц, основанной на одновременном измерении удельных потерь энергии заряженной частицы в веществе dE/dx и ее полной кинетической энергии E . В основе этого метода лежит уравнение Бете-Блоха, связывающее энергию вылетающей заряженной частицы с ее удельной ионизацией в веществе:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{kMz^2}{E}$$

где k – постоянная величина, слабо зависящая от сортов частиц, M и z – масса и заряд вылетающих частиц, E – энергия налетающей частицы.

На рисунке 2 представлены ΔE - E распределения продуктов взаимодействия дейтронов с ядрами ${}^6\text{Li}$.



Нижние локусы – однозарядные частицы, верхние локусы – двухзарядные частицы
Рисунок 2 – ΔE - E распределения продуктов взаимодействия дейтронов с ядрами ${}^6\text{Li}$ (угол рассеяния - 24 градуса)

В эксперименте в качестве мишеней использовались тонкие пленки ${}^6\text{Li}$ (толщина 700-1100 мкг/см²), нанесенные на подложки из оксида алюминия (Al_2O_3) толщиной 30-40 мкг/см². При измерениях использовались кремниевые поверхностно-барьерные детекторы с толщиной 10-100 мкм (ΔE - детектор) и 1000-2000 мкм (E - детектор). Ток пучка варьировался в пределах 1 – 100 нА, в зависимости от угла рассеяния и загрузки электронной аппаратуры. Все измерения проводились на измерительно-вычислительном комплексе лаборатории, основой которого служит система многомерного анализа процессов на базе электронных блоков ORTEC и PC/AT [3]. На рисунке 3 представлены спектры упругого рассеяния дейтронов на ядрах ${}^6\text{Li}$ при двух углах.

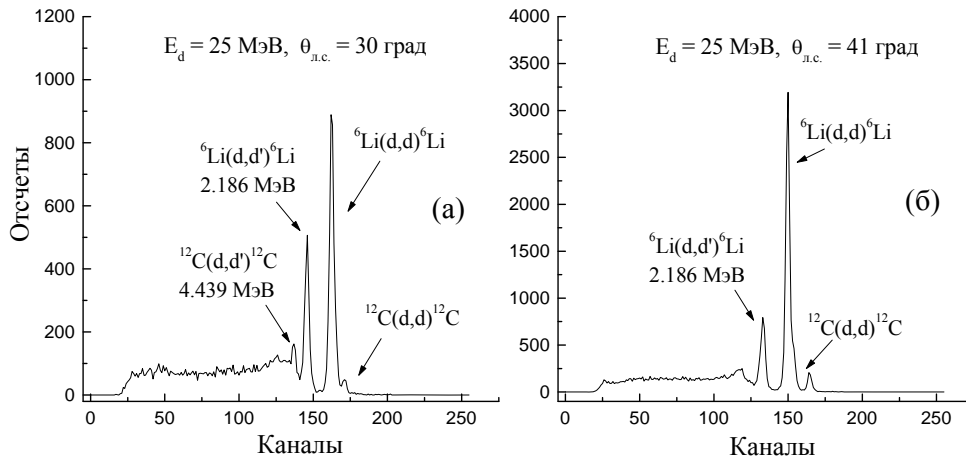


Рисунок 3 – Спектры рассеянных дейтронов, измеренные при углах 30 (а), 41 (б) градусов

Анализ и обсуждение результатов. Наиболее разработанным методом извлечения информации о потенциалах взаимодействия частиц с атомными ядрами остается феноменологический анализ экспериментальных данных по упругому рассеянию на основе оптической модели ядра, обоснование и детальная математическая формулировка которой изложены в ряде работ [4].

В оптической модели влияние неупругих каналов учитывается феноменологическим введением мнимой поглощающей части в потенциал взаимодействия между сталкивающимися ядрами. В рамках этого подхода задача о рассеянии на многочастичной системе – ядре, сводится к более простому процессу – рассеянию в поле комплексного оптического потенциала, форма и величина которого определяются оптимизацией расчетных значений параметров модели с соответствующими экспериментальными данными. Формально такая процедура связана с решением уравнения Шредингера

$$\Delta\Psi + \frac{2\mu}{\hbar^2}[E - U(r)]\Psi = 0$$

с комплексным потенциалом $U(r)$. Здесь $\mu = mA_p A_t / (A_p + A_t)$ – приведенная масса сталкивающихся ядер, A_p и A_t – массовые числа налетающего ядра и ядра мишени, m – масса нуклона, E – кинетическая энергия относительно движения в системе центра масс (с.ц.м).

Обычно расчеты ограничиваются только центральными потенциалами, зависящими лишь от расстояния между центрами масс сталкивающихся ядер. Это оправдано тем, что, как показывают детальные теоретические исследования, спин-орбитальное взаимодействие не оказывает практически никакого влияния на дифференциальное сечение упругого рассеяния в области передних углов. Таким образом, оптический потенциал можно записать в виде

$$U(r) = V_C(r) - V(r) - i(W_V(r) + W_S(r))$$

Первый член представляет собой кулоновский потенциал. Так как рассеяние не чувствительно к конкретной форме распределения заряда, и, следовательно, нет никакой необходимости учитывать его диффузный край, то для практических целей достаточно брать кулоновский потенциал равномерно заряженной сферы в виде

$$\begin{cases} V_C(r) = \frac{Z_p Z_t e^2}{2R_C} (3 - r^2 / R_C^2) & \text{для } r > R_C \\ V_C(r) = \frac{Z_p Z_t e^2}{r} & \text{для } r < R_C \end{cases}$$

где $R_c = r_o(A_p^{1/3} + A_t^{1/3})$ – кулоновский радиус, а Z_p и Z_t – заряды налетающей частицы и ядра мишени. Остальные члены формулы $\Delta\Psi + \frac{2\mu}{\hbar^2}[E - U(r)]\Psi = 0$ описывают ядерное взаимодействие.

Обычно в качестве ядерного берется потенциал Вудса-Саксона с таким набором феноменологических параметров, при котором достигается наилучшее согласие с экспериментом, или потенциал, вычисленный теоретически на основе фундаментального нуклон-нуклонного взаимодействия.

В первом случае действительная часть задается в виде

$$V(r) = V_0 \left[1 + \exp\left(\frac{r - R_V}{a_V}\right) \right]^{-1}$$

мнимая объемная

$$W_V(r) = W_0 \left[1 + \exp\left(\frac{r - R_W}{a_W}\right) \right]^{-1}$$

и мнимая поверхностная

$$W_S(r) = -4a_D W_D \frac{d}{dr} \left[1 + \exp\left(\frac{r - R_D}{a_D}\right) \right]^{-1}$$

Как видно из формул радиальная зависимость ядерного потенциала определяется Вудс-Саксоновским формфактором $\left[1 + \exp\left(\frac{r - R_i}{a_i}\right) \right]^{-1}$, где R_i и a_i – соответствующие радиус и диффузность, характеризующая скорость спадания потенциала. Вудс-Саксоновская параметризация соответствует предположению, что межъядерное взаимодействие соответствует распределению плотности нуклонов в ядре мишени.

Мнимый потенциал может быть объемным ($W_V \neq 0, W_D = 0$), поверхностным ($W_V = 0, W_D \neq 0$) или смешанным ($W_V \neq 0, W_D \neq 0$).

Теоретические расчеты выполнялись по программе SPIVAL. Параметры ОП подбирались таким образом, чтобы достичь наилучшего согласия между теоретическими и экспериментальными угловыми распределениями. Автоматический поиск оптимальных параметров ОП производился путем минимизации величины χ^2/N методом наименьших квадратов. В качестве исходных были взяты параметры потенциала, предложенные в работе [5]. Для уменьшения неоднозначности мы старались не уходить далеко от рекомендованных значений геометрических параметров (r_V, a_V) реального потенциала. Для лучшего согласия с экспериментальными данными глубина мнимой части (W_D) лишь незначительно уменьшалась. Окончательные параметры потенциалов приведены в таблице 1.

Для описания прямых механизмов в середине 50-х годов был развит метод искаженных волн (МИВ) или борновское приближение с искаженными волнами (DWBA). Это наиболее распространенная, хотя и не единственная модель для описания прямых ядерных реакций [6].

Таблица 1 – Оптимальные параметры оптических потенциалов процесса ${}^6\text{Li}(d,d){}^6\text{Li}$ при энергии налетающих дейтронов 18 МэВ

-	$r_V,$ фм	$a_V,$ фм	$W_D,$ МэВ	$r_D,$ фм	$a_D,$ фм	$V_{SO},$ МэВ	$r_{SO},$ фм	$a_{SO},$ фм
70,56	1,17	0,85	9,19	1,325	0,69	6.76	1.07	0,66

МИВ можно рассматривать как обобщение оптической модели на неупругие каналы. Изучая ядерные реакции, уже нельзя, как в случае упругого рассеяния, пренебрегать внутренней структурой взаимодействующих частиц. Волновую функцию в каждом канале реакции представляют в виде (например, для входного канала)

$$\Psi_i = \tilde{\Psi}_a \tilde{\Psi}_A \chi_i$$

где $\tilde{\Psi}_a$ и $\tilde{\Psi}_A$ - волновые функции, описывающие налетающую частицу и ядро-мишень, χ_i - волновая функция, описывающая относительное движение частиц в канале.

В МИВ используется тот факт, что налетающая частица передает свою энергию и импульс небольшому числу степеней свободы ядра. Это позволяет получить приближенное решение многочастичного уравнения Шредингера, используя теорию возмущений. Полный гамильтониан системы записывается в виде

$$H = H^0 + H^{\text{res}}$$

где H^0 - гамильтониан системы, состоящей из двух частиц, взаимодействие между которыми описывается оптическим потенциалом V^{opt} , H^{res} - гамильтониан остаточного взаимодействия, которое рассматривается как малое возмущение, переводящее систему в конечное состояние.

Процесс взаимодействия, таким образом, разбивается на 3 этапа:

1. Движение налетающей частицы в "искажающем" оптическом потенциале ядра-мишени;
2. Передача нуклонов под воздействием остаточного взаимодействия;
3. Движение вылетающей частицы в поле конечного ядра.

Амплитуда рассеянной волны имеет вид

$$f(\vec{k}_a, \vec{k}_b) = \frac{\mu_b}{2\pi\hbar^2} \langle \Phi_f(\vec{k}_b) | H^{\text{res}} | \Psi_i(\vec{k}_a) \rangle$$

где μ_b - приведенная масса, \vec{k}_a и \vec{k}_b - волновые вектора входного и выходного каналов, $\Psi_i(\vec{k}_a)$ и $\Phi_f(\vec{k}_b)$ - волновые функции во входном и выходном канале, имеющие структуру (формула $H = H^0 + H^{\text{res}}$), причем $\Phi_f(\vec{k}_b)$ - оптическая волновая функция. В борновском приближении точную волновую функцию $\Psi_i(\vec{k}_a)$ заменяют на оптическую волновую функцию. Выражение для сечения имеет вид:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}^{DWBA} = \left| \frac{\mu_a k_b}{\mu_b k_a} f(\vec{k}_a, \vec{k}_b) \right|^2$$

Все вышеперечисленные формулы метода искаженных волн заложены в программу DWUCK5, с помощью которой рассчитывались теоретические сечения. На рисунке 4 схематично представлен механизм передачи α -кластера.

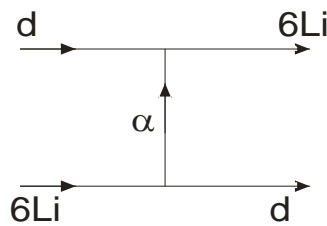


Рисунок 4 – Диаграмма передачи альфа-кластера в процессе ${}^6\text{Li}(d, {}^6\text{Li})d$

Учет обменного механизма передачи кластеров проводился в рамках метода связанных каналов реакций с использованием программы FRESKO [7]. В этом методе система из A нуклонов, представленная во входном канале конфигурацией $A = A_p + A_t$, заменяется N связанными системами с разбиением их на два кластера ($A = A_{p',k} + A_{t',k}$). Здесь индексы p и t относятся соответственно к налетающей частице и ядру-мишени, а индекс k меняется от 1 до N . Полная волновая функция в этом случае представляется в виде суммы произведений пар внутренних базисных волновых функций кластеров φ_{pk} , φ_{tk} и волновой функции Φ_k , описывающей относительное движение кластеров в канале k :

$$\Psi = \sum_{k=1}^N \varphi_{pk} \varphi_{tk} \Phi_k(\mathbf{R}_k)$$

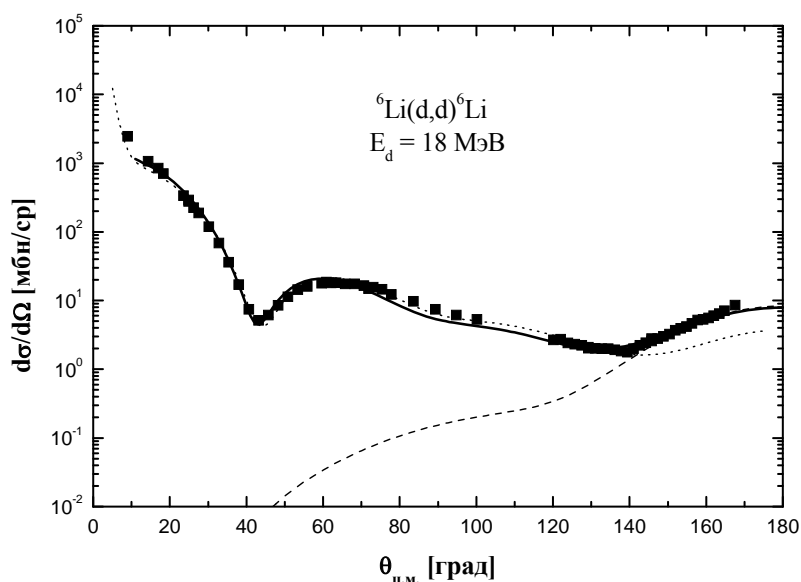
где \mathbf{R}_k – радиус-вектор между фрагментами в канале k . Соответствующие относительной волновой функции $\Phi_k(\mathbf{R}_k)$ радиальные функции $f_\alpha(R_k)$ находятся решением системы связанных уравнений:

$$\begin{aligned} [E_k - T_{kL}(R_k) - U_k(R_k)] f_\alpha(R_k) = \sum_{\alpha', \lambda > 0} i^{(L'-L)} V_{\alpha\alpha'}^\lambda(R_k) f_{\alpha'}(R_k) + \\ + \sum_{\alpha', \lambda > 0} i^{(L'-L)} \int_0^{R_m} V_{\alpha\alpha'}(R_k, R_{k'}) f_{\alpha'}(R_{k'}) dR_{k'}, \end{aligned}$$

где

$$T_{kL}(R) = -\frac{\hbar^2}{2\mu_k} \left(\frac{d^2}{dR^2} - \frac{L(L+1)}{R^2} \right)$$

– оператор кинетической энергии. Величина α является обобщенным индексом, включающим номер канала k и квантовые числа – спины налетающей частицы и ядра-мишени (J_p, J_t), парциальная волна (L) и полный спин (J_T), т.е. $\alpha = (k, (LJ_p)J, J_t; J_T)$; $U_k(R_k)$ – потенциал взаимодействия в канале k , включающий ядерную и кулоновскую части; E_k – асимптотическая кинетическая энергия канала k : $E_k = E + Q_k - \varepsilon_{pk} - \varepsilon_{tk}$, где $Q_k, \varepsilon_{pk}, \varepsilon_{tk}$ – Q -реакции и энергии возбуждения в канале k ; $V_{\alpha\alpha'}^\lambda(R_k)$ – локальное взаимодействие для переходов в дискретные состояния ядер с мультипольностью λ (переданный орбитальный момент); $V_{\alpha\alpha'}(R_k, R_{k'})$ – нелокальное взаимодействие, связывающее каналы с передачей одного или большего количества нуклонов.



Квадраты – экспериментальные данные, сплошная кривая – сечения, рассчитанные по программе FRESKO с учетом интерференции сечений упругого рассеяния и сечений механизма передачи α -кластера (метод связанных каналов реакции); точечная кривая – сечения, вычисленные по программе Spival (оптическая модель), штриховая кривая – сечения, рассчитанные по программе DWUCK5 (метод искаженных волн)

Рисунок 5 – Угловые распределения упругого дейтронов на ядрах ${}^6\text{Li}$ при энергии 18 МэВ

В случае $d^6\text{Li}$ -рассеяния мы принимали во внимание лишь два канала ($N = 2$): $d+^6\text{Li}$ и $^6\text{Li}+d$. Переход между каналами, осуществляемый за счет передачи альфа-кластера, рассчитывался методом искаженных волн с конечным радиусом взаимодействия. Таким образом, упругое рассеяние и реакция с передачей альфа-кластера были включены в схему связи каналов. В расчетах механизма передачи использовалось r^{rig} -представление. Кластерные ($d + \alpha$) волновые функции для основного состояния ядра ^6Li вычислялись стандартным методом с использованием процедуры подгонки глубины реальной части вудс-саксоновского потенциала, дающую нужную энергию связи кластеров. Геометрические параметры потенциала (радиус и диффузность) имели фиксированные значения: $r = 1,25$ Фм, $a = 0,65$ Фм. Кластерные спектроскопические амплитуды ($S_A = 0,85$) найденные из подгонки расчетных сечений к экспериментальным данным неплохо согласуются теоретическими кластерными амплитудами $S_A = 1,02$, рассчитанными в рамках трансляционно-инвариантной модели [8].

Из рисунка видно, что оптическая модель воспроизводит экспериментальные сечения до 130° (точечная кривая), метод искаженных волн описывает область больших углов (штриховая линия) и лишь метод связанных каналов реакции, в котором учитывается связь обоих вышеперечисленных процессов с учетом их интерференции, позволяет достигнуть описания экспериментальных данных в полном угловом диапазоне.

Заключение. Проведены эксперименты по упругому рассеянию дейтронов на ядрах ^6Li при энергии $E_d = 18$ МэВ в диапазоне углов от 10° до 170° в системе центра масс с использованием ΔE - E - методики. Дифференциальные сечения при углах 40° и 60° имеют минимум и максимум. Далее идет плавный спад до 135° . В области больших углов наблюдается подъем сечений, связанный с ярко выраженной кластерной структурой ядра ^6Li .

Из анализа экспериментальных данных в рамках оптической модели ядра найдены оптимальные, физически-разумные параметры оптического потенциала взаимодействия, которые хорошо согласуются с литературными данными. В рамках метода искаженных волн и метода связанных каналов реакций проведен анализ упругого рассеяния с учетом вклада механизма передачи α -кластера, который показал, что для исследуемого процесса в области больших углов, влияние данного механизма на формирование сечений рассеяния существенно.

Полученные экспериментальные и теоретические данные найдут применение при исследованиях процессов, протекающих в звездах, при разработке новых теоретических моделей в ядерной физике, а также будут полезны для характеристики процессов происходящих в высокотемпературной плазме термоядерных реакторов.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Арзуманов А.А., Неменов Л.М., Анисимов О.К., Баталин С.С., Волков Б.А., Громов Д.Д., Кравченко Е.Т., Круглов В.Г., Нигматов М.Х., Попов Ю.С., Прокофьев С.И., Рыбин С.Н. Изохронный циклотрон с регулируемой энергией ионов // Известия АН КазССР. Серия физико-математическая. – 1973. – №4. – С. 6-15.
- [2] Артемов С.В., Бажажин А.Г., Бактыбаев М.К., Буртебаев Н., Дуйсебаев А., Дуйсебаев Б.А., Зарифов Р.А., Кадыржанов К.К., Караходжаев А.А., Сахиев С.К., Сатпаев Н.К., Саргаскаев А.М., Сейтимбетов А.М. Камера рассеяния для измерения сечений ядерных реакций в предельно малых углах на выведенном пучке изохронного циклотрона У-150М // Известия НАН РК. Серия физико-математическая. – 2006. - № 6. – С. 61-64.
- [3] Буртебаев Н.Т., Виноградов А.А., Вонгай А.Д., Дуйсебаев А.Д., Курашов А.А., Мазуров И.Б., Парамонов В.В., Прокофьев С.И., Сакута С.Б., Санычев В.И., Сытин Н.П., Чесалов А.А., Чуев В.И. Система многомерного анализа для исследования ядерных реакций на циклотроне ИЯФ АН КазССР // Известия АН КазССР, Серия физико-математическая. – 1975. – №2. – С.65-68.
- [4] Hodgson P.E. The nuclear optical model. // Report of Progress in Physics. – 1971. – V.34. – P.765-819.
- [5] Daehnick W.W., Childs J.D., Yrcel J. Global optical model potential for elastic deuteron scattering from 12 to 90 MeV // Physical Review C. – 1980. – Vol.21. – P. 2253-2274.
- [6] Зеленская Н.С., Теплов И.Б. Метод искаженных волн в реакциях со сложными частицами // ЭЧАЯ. – 1979. – Т.11, № 2. – С.342-410.
- [7] Thompson Ian J. Coupled reaction channels calculations in nuclear physics // Computer Physical Reports. – 1988. – Vol. 7. – P. 167-212.
- [8] Немец О.А., Неудачин В.Г., Рудчик А.Т., Смирнов Ю.Ф., Чувильский Ю.М. Нуклонные ассоциации в атомных ядрах и ядерные реакции многонуклонных передач. – Киев: Наукова думка, – 1988. – 488 с.

REFERENCES

- [1] Arzumanov A.A., Nemenov L.M., Anisimov O.K., Batalin S.S., Volkov B.A., Gromov D.D., Kravchenko E.T., Nigmanov M.H. Popov Y.S., Prokofiev S.I., Ribin S.N. Izochronniy cyclotron s reguliruemoi energiei ionov // Izvestiya AN KazSSR, Seriya fiziko-matematicheskaya, – 1973, – № 4, – S. 6-15.
- [2] Artemov S.V., Bazhazhin A.G., Baktibayev M.K., Burtebayev N., Duisebayev A., Duisebayev B.A., Zarifov R.A., Kadirzhanov K.K., Karahodzhayev A.A., Sahiev S.K., Satpayev N.K., Sargaskaev A.M., Seitimbetov A.M. Kamera rasseyaniya dlya izmereniya sechenii yadernih reakcii v predelno malih uglah na vivedennom puchke izohronnogo ciklotrona U-150M // Izvestiya NAN RK, Seriya fiziko-matematicheskaya, – 2006, – № 6, – S. 61-64.
- [3] Burtebayev N.T., Vinogradov A.A., Vongay A.D., Duisebayev A.D., Kurashov A.A., Mazurov I.B., Paramanov V.V., Prokovev S.I., Sakuta S.B., Sanichev V.I., Sytin N.P., Chesalov A.A., Chuev V.I. Sistema mnogomernogo analiza dlya issledovaniya yadernih reaktsiy na siklotrone INP ANH KazSSR // Izvestiya AN KazSSR, Seriya fiziko-matematicheskaya. – 1975. – №2. – S.65-68.
- [4] Hodgson P.E. The nuclear optical model. // Report of Progress in Physics. – 1971. – V.34. – P.765-819.
- [5] Daehnick W.W., Childs J.D., Vrcelj Z. Global optical model potential for elastic deuteron scattering from 12 to 90 MeV // Physical Review C. – 1980. – Vol.21. – P. 2253-2274.
- [6] Zelenskaya N.S., Teplov I.B. Metod iskazhennih voln v reaktsiyah so slozhnimi chastisami // ЭЧАЯ. – 1979. – Т.11, № 2. – S.342-410.
- [7] Thompson Ian J. Coupled reaction channels calculations in nuclear physics // Computer Physical Reports. – 1988. – Vol. 7. – P. 167-212.
- [8] Nemec O.A., Neudachin V.G., Rudchik A.T., Smirnov Yu.F., Chuvilski Yu.M. Nuklonnie associacii v atomnih yadrah b yadernie reakcii mnogonuklonnih peredach. – Kiyev: Naukova dumka, – 1988, – 488 s.

ӘОЖ: 539.172.13

**Н. Буртебаев¹, Ж.К. Керимкулов^{1,3}, Д.К. Алимов^{1,2},
А.М. Отарбаева³, Е.С. Мухамеджанов^{1,2}, Д.М. Джансейтов^{1,2}**

¹ЯФИ, Алматы қ., Қазақстан, ²әл-Фараби атындағы ҚазҰУ, Алматы қ.,
Қазақстан, ³Л.Н. Гумилев атындағы ЕҰУ, Астана қ., Қазақстан

**18 МэВ ЭНЕРГИЯЛЫ ДЕЙТРОНДАРДЫҢ ⁶Li ЯДРОЛАРЫНАН
СЕРПІМДІ ШАШЫРАУЫН ЗЕРТТЕУ**

Аннотация. 18 МэВ энергияға ие дейтрондар ⁶Li ядроларынан серпімді шашырауының дифференциалдық У-150М үдеткішінде қимасы өлшенді. Өлшеулер 10 % - дан жоғары емес қателіктен жүргізілді. Бұрыштық таралулардың кіші бұрыштық аймағында қиманың бір минимумы және бір максимумы көрінеді. Алынған мәліметтер ядроның оптикалық үлгісі, бұрмаланған толқындар әдісі және реакцияның байланысқан арналар әдісі төңірегінде талданды. Әсерлесу оптикалық потенциалының және спектроскопиялық фактордың оптималды мәндері табылды. Потенциалдық шашырау тек қиманың кіші және орта бұрыштарында болатындығы көрсетілді. Қиманың үлкен бұрыштар аймағында α -кластер ауысу механизмі болатыны көрінеді.

Түйін сөздер: серпімді шашырау, зарядталған жеңіл бөлшектер, оптикалық потенциал, FRESCO, кластер ауысу, спектроскопиялық фактор.

NEWS

OF THE NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF THE REPUBLIC OF KAZAKHSTAN
PHYSICO-MATHEMATICAL SERIES

ISSN 1991-346X

Volume 1, Number 311 (2017), 113 – 119

D.S. Dzhumabaev^{1,2}, S.M. Temesheva^{1,3}¹Institute of mathematics and mathematical modeling MES RK, Almaty, Kazakhstan;²International information technology university, Almaty, Kazakhstan;³Al-Farabi Kazakh national university, Almaty, Kazakhstandzhumabaev@list.ru, nur15@mail.ru**APPROXIMATION OF PROBLEM FOR FINDING THE
BOUNDED SOLUTION TO SYSTEM OF NONLINEAR
LOADED DIFFERENTIAL EQUATIONS**

Abstract. On the whole axis the system of nonlinear loaded differential equations is considered. The questions of existence and approximation bounded solution to the system are studied. The definition of «limit as $t \rightarrow \pm\infty$ » solution to the system of nonlinear loaded differential equations is introduced. Sufficient conditions for the existence of bounded solution to the system of nonlinear loaded differential equations and convergence of the function sequence composed by the bounded solutions to the linearized system of loaded differential equations are obtained. Regular nonlinear two-point boundary value problem for the system of nonlinear loaded differential equations on the finite interval is constructed, which approximate the problem of finding bounded solutions to the original system of loaded differential equations. It is given an estimate of the difference between the solution to initial singular problem and the solution to the approximating regular two-point boundary value problem.

Key words: singular problem, nonlinear loaded differential equation, bounded solution, approximation.

УДК 517.956.223, 519.62

Д.С. Джумабаев^{1,2}, С.М. Темешева^{1,3}¹Институт математики и математического моделирования МОН РК, Алматы, Казахстан;²Международный университет информационных технологий, Алматы, Казахстан;³Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан**АППРОКСИМАЦИЯ ЗАДАЧИ НАХОЖДЕНИЯ
ОГРАНИЧЕННОГО РЕШЕНИЯ СИСТЕМЫ НЕЛИНЕЙНЫХ
НАГРУЖЕННЫХ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ**

Работа выполнена в рамках проекта № 4057/ГФ4 по грантовому финансированию МОН РК на 2015-2017 гг.

Аннотация. На всей оси рассматривается система нелинейных нагруженных дифференциальных уравнений. Исследуются вопросы существования и аппроксимации ограниченного решения рассматриваемой системы уравнений. Вводится определение «предельного при $t \rightarrow \pm\infty$ » решения системы нелинейных нагруженных дифференциальных уравнений. Получены достаточные условия существования ограниченного решения системы нелинейных нагруженных дифференциальных уравнений и сходимости к нему последовательности функций, составленной с помощью ограниченных решений линеаризованной системы нагруженных дифференциальных уравнений. Построена регулярная нелинейная двухточечная краевая задача для системы нелинейных нагруженных дифференциальных уравнений на конечном интервале, аппроксимирующая задачу нахождения ограниченного решения исходной системы нагруженных дифференциальных уравнений. Установлена оценка разности между решением исходной сингулярной задачи и решением аппроксимирующей регулярной двухточечной краевой задачей.

Ключевые слова: сингулярная задача, нелинейное нагруженное дифференциальное уравнение, ограниченное решение, аппроксимация.

Вопросы существования и построения приближенных методов нахождения ограниченных на всей оси решений нелинейных обыкновенных дифференциальных уравнений рассмотрены многими авторами [1-11]. Различные задачи для нагруженных дифференциальных уравнений и методы для их решений исследованы в [12-17].

В настоящей статье на $R = (-\infty, \infty)$ рассматривается нелинейное нагруженное дифференциальное уравнение

$$\frac{dx}{dt} = f(t, x) + f_0(t, x(\theta_{-m}), x(\theta_{-m+1}), \dots, x(\theta_m)), \quad x \in R^n, \quad \|x\| = \max |x_i|, \quad (1)$$

где $f: R^{n+1} \rightarrow R^n$, $f_0: R^{2n+2} \rightarrow R^n$ непрерывны, $\theta_{-m} < \theta_{-m+1} < \dots < \theta_0 = 0 < \theta_1 < \dots < \theta_m$.

Целью работы является нахождение условий существования ограниченного на всей оси решения системы нелинейных нагруженных дифференциальных уравнений (1) и построение регулярных двухточечных краевых задач на конечном интервале, позволяющих с заданной точностью определить сужение этого решения на конечный интервал.

В работе [11] введено определение “предельного при $t \rightarrow \infty$ ” решения нелинейного обыкновенного дифференциального уравнения и доказано, что, если система линеаризованная вдоль такого решения является экспоненциально дихотомичной на полуоси, то “предельное при $t \rightarrow \infty$ ” решение обладает притягивающим свойством. Этот результат позволил построить аппроксимирующие двухточечные краевые задачи на конечном интервале для сингулярных краевых задач для нелинейных обыкновенных дифференциальных уравнений на всей оси. Методы и результаты [11] применяются для нахождения условий существования ограниченных на всей оси решений уравнения (1) и для построения аппроксимирующих регулярных краевых задач на конечном интервале.

Используются следующие обозначения:

$\tilde{C}(J, R^n)$ – пространство непрерывных и ограниченных на $J \subseteq R$ функций $x: J \rightarrow R^n$ с нормой $\|x\|_1 = \sup_{t \in R} \|x(t)\|$; $C(J, R^n)$ – множество непрерывных на J функций;

$$S(x_0(t), J, r) = \{x(t) \in C(J, R^n) : (x(t) - x_0(t)) \in \tilde{C}(J, R^n), \|x - x_0\|_1 < r\}, \text{ где } x_0(t) \in C(J, R^n);$$

$$G(x_0(t), J, r) = \{(t, x) : t \in J, \|x - x_0(t)\| < r\};$$

$$G_0(x_0(t), J, r) = \{(t, v_{-m}, \dots, v_m) : t \in J, \|v_k - x_0(\theta_k)\| < r, k = \overline{-m, m}\}.$$

Возьмем непрерывно дифференцируемую на R функцию $x_0(t)$ так, что

$$\left(\frac{d}{dt} x_0(t) - f(t, x_0(t)) - f_0(t, x_0(\theta_{-m}), x_0(\theta_{-m+1}), \dots, x_0(\theta_m)) \right) \in \tilde{C}(R, R^n) \quad (2)$$

Ограниченное на R решение системы нагруженных дифференциальных уравнений (1) определяется как предел последовательности функций, составленной с помощью ограниченных на всей оси решений линеаризованных систем нагруженных дифференциальных уравнений. Поэтому рассмотрим линейное нагруженное обыкновенное дифференциальное уравнение

$$\frac{dx}{dt} = A(t)x + \sum_{j=-m}^m A_j(t)x(\theta_j) + f(t), \quad x \in R^n, \quad t \in R, \quad (3)$$

где матрицы $A(t)$, $A_j(t)$ ($j = \overline{-m, m}$) и вектор-функция $f(t)$ непрерывны и ограничены на R .

Ограниченное решение уравнения (3) называется решением задачи 1.

Определение 1. Задача 1 называется корректно разрешимой, если для любой непрерывной и ограниченной на R функции $f(t) \in C(R, R^n)$ уравнение (3) имеет единственное ограниченное на R решение $x^*(t)$ и выполняется неравенство $\|x^*\|_1 \leq \gamma \|f\|_1$, где константа γ не зависит от $f(t)$.

Определение 2. Непрерывно дифференцируемая на R функция $x_0(t)$ называется предельным при $t \rightarrow \mp\infty$ решением уравнения (1), если

$$\lim_{t \rightarrow \mp\infty} \|\dot{x}_0(t) - f(t, x_0(t)) - f_0(t, x_0(\theta_{-m}), x_0(\theta_{-m+1}), \dots, x_0(\theta_m))\| = 0.$$

Пусть выполнены следующие условия:

(А). Функция $f(t, x)$ непрерывна и имеет равномерно непрерывную производную $\frac{\partial}{\partial x} f(t, x)$ в $G(x_0(t), R, r)$, где $x_0(t)$ – предельное при $t \rightarrow \mp\infty$ решение уравнения (1), и справедливы следующие предельные соотношения

$$\lim_{t \rightarrow -\infty} f(t, x) = f_-(x), \quad \lim_{t \rightarrow +\infty} f(t, x) = f_+(x) \quad (4)$$

$$\lim_{t \rightarrow -\infty} x_0(t) = x_-, \quad \lim_{t \rightarrow +\infty} x_0(t) = x_+, \quad (5)$$

где x_-, x_+ являются решениями систем нелинейных уравнений $f_-(x) = 0, f_+(x) = 0$, соответственно.

(В). Функция $f_0(t, v_{-m}, \dots, v_m)$ непрерывна и имеет равномерно непрерывные производные $\frac{\partial}{\partial v_k} f_0(t, v_{-m}, \dots, v_m)$ ($k = \overline{-m, m}$) в $G_0(x_0(t), R, r)$ и для всех $(t, v_{-m}, \dots, v_m) \in G_0(x_0(t), R, r)$ имеют место соотношения

$$\sup_{t \in (-\infty, -T]} \|f_0(t, v_{-m}, \dots, v_m)\| \leq \delta_0(-T), \quad \sup_{t \in [T, \infty)} \|f_0(t, v_{-m}, \dots, v_m)\| \leq \delta_0(T),$$

$$\lim_{T \rightarrow \mp\infty} \delta_0(T) = 0, \quad \lim_{t \rightarrow \mp\infty} \left\| \frac{\partial}{\partial v_k} f_0(t, v_{-m}, \dots, v_m) \right\| = 0, \quad k = \overline{-m, m}.$$

(С). Задача 1 для линеаризованного нагруженного дифференциального уравнения

$$\frac{dy}{dt} = \frac{\partial}{\partial x} f(t, x_0(t))y + \sum_{k=-m}^m \left(\frac{\partial}{\partial v_k} f_0(t, v_{-m}, \dots, v_m) \Big|_{\substack{v_{-m}=x_0(\theta_{-m}) \\ \dots \\ v_m=x_0(\theta_m)}} \cdot J_{\theta_k} \right) y, \quad y \in R^n, \quad (6)$$

корректно разрешима, где $J_{\theta_k} y(t) = y(\theta_k), k = \overline{-m, m}$.

(В). Функции $f_-(x), f_+(x)$ в $S(x_-, r), S(x_+, r)$ соответственно имеют производные $f'_-(x), f'_+(x)$ и равномерно относительно x справедливы предельные соотношения

$$\lim_{t \rightarrow -\infty} \frac{\partial}{\partial x} f(t, x) = f'_-(x), \quad x \in S(x_-, r),$$

$$\lim_{t \rightarrow +\infty} \frac{\partial}{\partial x} f(t, x) = f'_+(x), \quad x \in S(x_+, r),$$

и $f'_\mp(x_\mp) = A_{(\mp)}, \operatorname{Re} \xi_j^\mp \neq 0$, где ξ_j^\mp – собственные значения матриц $A_{(\mp)}, j = \overline{1, n}$.

Теорема 1. Функции $f(t, x)$ и $f_0(t, v_{-m}, \dots, v_m)$ непрерывны и имеют равномерно непрерывные производные $\frac{\partial}{\partial x} f(t, x)$ и $\frac{\partial}{\partial v_k} f_0(t, v_{-m}, \dots, v_m)$ соответственно в $G(x_0(t), R, r)$ и $G_0(x_0(t), R, r)$. При любом $\hat{x}(t) \in S(x_0(t), R, r)$ задача 1 для линеаризованного нагруженного дифференциального уравнения

$$\frac{dy}{dt} = \frac{\partial}{\partial x} f(t, \hat{x}(t))y + \sum_{k=-m}^m \left(\frac{\partial}{\partial v_k} f_0(t, v_{-m}, \dots, v_m) \Big|_{\substack{v_{-m}=\hat{x}(\theta_{-m}) \\ \dots \\ v_m=\hat{x}(\theta_m)}}} \cdot J_{\theta_k} \right) y + \hat{f}(t), \quad y \in R^n, \quad t \in R, \quad (7)$$

корректно разрешима с константой γ .

Тогда при выполнении неравенства

$$\gamma \| \dot{x}_0(t) - f(t, x_0(t)) - f_0(t, x_0(\theta_{-m}), x_0(\theta_{-m+1}), \dots, x_0(\theta_m)) \|_1 < r$$

существует число $\alpha \geq 1$ такое, что последовательность непрерывно дифференцируемых на R функций

$$x_{n+1}(t) = x_n(t) + \Delta x_n(t), \quad n = 0, 1, \dots, \quad (8)$$

где $\Delta x_n(t)$ – ограниченное на R решение линейного уравнения

$$\begin{aligned} \frac{dy}{dt} = \frac{\partial}{\partial x} f(t, x_n(t))y + \sum_{k=-m}^m \left(\frac{\partial}{\partial v_k} f_0(t, v_{-m}, \dots, v_m) \Big|_{\substack{v_{-m}=x_n(\theta_{-m}) \\ \dots \\ v_m=x_n(\theta_m)}}} \cdot J_{\theta_k} \right) y - \\ - \frac{1}{\alpha} \left(\frac{d}{dt} x_n(t) - f(t, x_n(t)) - f_0(t, x_n(\theta_{-m}), \dots, x_n(\theta_m)) \right), \quad y \in R^n, \quad t \in R, \end{aligned} \quad (9)$$

по норме $\tilde{C}(R, R^n)$ сходится к $x^*(t)$ решению уравнения (1) в $S(x_0(t), R, r)$.

Доказательство. В уравнении (1) сделаем замену $u = x - x_0(t)$, получим

$$\frac{du}{dt} = f(t, u + x_0(t)) + f_0(t, u(\theta_{-m}) + x_0(\theta_{-m}), \dots, u(\theta_m) + x_0(\theta_m)) - \frac{d}{dt} x_0(t), \quad u \in R^n, \quad t \in R, \quad (10)$$

Задачу нахождения решения уравнения (10), принадлежащего шару $S(0, R, r) \subset \tilde{C}(R, R^n)$ запишем в виде операторного уравнения

$$A(u) \equiv Hu + F(u) = 0, \quad u \in S(0, R, r),$$

где $H = \frac{d}{dt}$, $F(u) = -f(t, u(t) + x_0(t)) - f_0(t, u(\theta_{-m}) + x_0(\theta_{-m}), \dots, u(\theta_m) + x_0(\theta_m)) + \frac{d}{dt} x_0(t)$.

Учитывая, что корректная разрешимость с константой γ задачи 1 для уравнения (7) обеспечивает оценку $\|(H + F'(u))^{-1}\|_{L(Y, X)} \leq \gamma$ при всех $u \in S(0, R, r)$, а соотношения (8), (9) эквивалентны итерационному процессу (1.18) [11, с. 18], на основе теоремы 5 [11, с. 18] получаем утверждение теоремы.

Далее исследуются вопросы аппроксимации ограниченных на всей оси решений нелинейного нагруженного уравнения (1) решениями регулярных краевых задач на конечном интервале. Для этой цели рассматривается нелинейная двухточечная краевая задача для нагруженного дифференциального уравнения

$$\frac{dx}{dt} = f(t, x) + f_0(t, x(\theta_{-m}), x(\theta_{-m+1}), \dots, x(\theta_m)), \quad t \in [-T, T], \quad x \in R^n, \quad (11)$$

$$P_1 S_- f_- (x(-T)) + P_2 S_+ f_+ (x(T)) = 0. \quad (12)$$

Здесь S_- , S_+ – вещественные неособые $(n \times n)$ - матрицы, приводящие матрицы Якоби $f'_-(x_-)$, $f'_+(x_+)$ к обобщенно-жордановым формам

$$\tilde{A}_- = S_- f'_-(x_-) S_-^{-1} = \begin{pmatrix} \tilde{A}_{-,11} & 0 \\ 0 & \tilde{A}_{-,22} \end{pmatrix}, \quad \tilde{A}_+ = S_+ f'_+(x_+) S_+^{-1} = \begin{pmatrix} \tilde{A}_{+,11} & 0 \\ 0 & \tilde{A}_{+,22} \end{pmatrix},$$

где $\tilde{A}_{\mp,11}$ и $\tilde{A}_{\mp,22}$ состоят из обобщенно-жордановых клеток, соответствующих собственным значениям матриц $f'_{\mp}(x_{\mp})$ с отрицательными и положительными действительными частями, число которых обозначим n_1^{\mp} и n_2^{\mp} соответственно. Введем $(n \times n)$ -матрицы $P_1 = \begin{pmatrix} I_{n_1^-} & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$,

$P_2 = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & I_{n_2^+} \end{pmatrix}$, где $I_{n_1^-}$, $I_{n_2^+}$ – единичные матрицы размерностей n_1^- , n_2^+ соответственно.

Сужение ограниченного на R решения $x^*(t)$ уравнения (1) на интервал $[-T, T]$ обозначается через $x_T^*(t)$ и вводится функциональный шар

$$S(x_T^*(t), [-T, T], \rho^*) = \{x(t) \in C([-T, T], \mathbb{R}^n) : \|x - x_T^*\|_{0,T} < \rho^*\}.$$

Теорема 2. Пусть выполнены условия (A)-(D) и $x^*(t) \in S(x^{(0)}(t), r)$ – ограниченное на R решение нелинейного нагруженного дифференциального уравнения (1). Тогда существуют числа $T_0 > 0$, $\rho^* > 0$ такие, что для всех $T \geq T_0$ регулярная двухточечная краевая задача (11), (12) в $S(x_T^*(t), [-T, T], \rho^*)$ имеет единственное решение $x_T(t)$, и справедлива оценка

$$\|x_T - x^*\|_{0,T} \leq 2\gamma \{ \|S_-\| \cdot (\|f_-(x^*(-T))\| + \delta_0(-T)) + \|S_+\| \cdot (\|f_+(x^*(T))\| + \delta_0(T)) \}.$$

Доказательство. Нелинейную двухточечную краевую задачу (11), (12) запишем в виде операторного уравнения

$$Ax \equiv Hx + F(x) = 0, \tag{13}$$

где

$$H = \begin{pmatrix} \frac{d}{dt} \\ 0 \end{pmatrix}, \quad F(x) = \begin{pmatrix} -f(t, x(t)) - f_0(t, x(\theta_{-m}), x(\theta_{-m+1}), \dots, x(\theta_0), \dots, x(\theta_m)) \\ P_1 S_- f_-(x(-T)) + P_2 S_+ f_+(x(T)) \end{pmatrix}.$$

Оператор A отображает банахово пространство $X = C([-T, T], \mathbb{R}^n)$ с нормой $\|x\|_{0,T} = \max_{t \in [-T, T]} \|x(t)\|$ в банахово пространство $Y = \tilde{C}([-T, T], \mathbb{R}^n) \dot{+} \mathbb{R}^n$ с нормой $\|y\|_Y = \max\{\|f\|_{0,T}, \|d\|\}$.

Из условия теоремы следует существование $\rho_0 > 0$ такого, что $S(x^*(t), \rho_0) \subset S(x_0(t), r)$, а функции $f(t, x)$, $f_0(t, v_{-m}, \dots, v_m)$, $f_-(x)$, $f_+(x)$ имеют равномерно непрерывные производные: $f'_x(t, x)$, $\frac{\partial}{\partial v_k} f_0(t, v_{-m}, \dots, v_m)$ ($k = \overline{-m, m}$), $f'_-(x)$, $f'_+(x)$ в соответствующих множествах.

Отсюда вытекают существование и равномерная непрерывность производной Фреше $F'(x)$ в $S(x_T^*(t), [-T, T], \rho^*)$.

По условию (C) задача 1 для линеаризованного уравнения (7) корректно разрешима. Тогда из теоремы 1 следует существование $T_1 > 0$ такого, что линейная регулярная двухточечная краевая задача

$$\frac{dz}{dt} = \frac{\partial}{\partial x} f(t, x^*(t))z + \sum_{k=-m}^m \left[\frac{\partial}{\partial v_k} f_0(t, v_{-m}, \dots, v_m) \Big|_{\substack{v_{-m}=x^*(\theta_{-m}) \\ \dots \\ v_m=x^*(\theta_m)}} \cdot J_{\theta_k} \right] z + \varphi(t), \quad t \in [-T, T], \quad z \in \mathbb{R}^n,$$

$$P_1 S_- f'_-(x^*(-T)) \cdot z(-T) + P_2 S_+ f'_+(x^*(T)) \cdot z(T) = \tilde{d}, \quad \tilde{d} \in \mathbb{R}^n,$$

для всех $T > T_1$ корректно разрешима с независимой от T константой K_1 . Это эквивалентно обратимости линейного оператора $H + F'(x_T^*): X \rightarrow Y$ и выполнению неравенства $\|(H + F'(x_T^*))^{-1}\|_{L(Y,X)} \leq K_1$.

В качестве x_0 возьмем функцию $x_T^*(t)$ и к операторному уравнению (13) применим теорему 6 [11, с. 18].

Первое условие теоремы выполняется с $\gamma_0 = K_1$.

Возьмем число $\varepsilon = \frac{1}{2K_1}$ и, в силу равномерной непрерывности производной Фреше, выберем

$\rho_* \in (0, \rho_0]$ так, чтобы выполнялось неравенство

$$\|F'(x) - F'(x_0)\|_{L(X,Y)} \leq \varepsilon = \frac{1}{2K_1}.$$

Тогда $\varepsilon\gamma_0 = \frac{1}{2K_1} \cdot K_1 = \frac{1}{2} < 1$ и так как

$$\|Hx_0 + F(x_0)\|_Y = \|P_1 S_- f_-(x^*(-T)) + P_2 S_+ f_+(x^*(T))\|$$

(здесь учитывается, что функция $x^*(t)$ удовлетворяет дифференциальному уравнению (1) при всех $t \in \mathbb{R}$), $\lim_{t \rightarrow \mp\infty} x^*(t) = \hat{x}_\mp$, $f_-(\hat{x}_-) = 0$, $f_+(\hat{x}_+) = 0$, то выберем $T_0 > T_1$ такое, что

$$2K_1 \|Hx_0 + F(x_0)\|_Y < \rho_*.$$

Все условия теоремы 6 [11, с. 18] выполнены, откуда следует утверждение теоремы.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Далецкий Ю.А., Крейн М.Г. Устойчивость решений дифференциальных уравнений в банаховом пространстве. М.: Наука, 1970.
- [2] Конюхова Н.Б. К решению краевых задач на бесконечном интервале для некоторых нелинейных систем обыкновенных дифференциальных уравнений с особенностью // Ж. вычисл. матем. и матем. физ. - 1970. - Т. 10, № 5. - С. 1150-1163.
- [3] Конюхова Н.Б. Об итеративном решении нелинейных краевых задач, выделяющих малые решения некоторых систем обыкновенных дифференциальных уравнений с особенностью // Ж. вычисл. матем. и матем. физ. - 1974. - Т. 14, № 5. - С. 1221-1231.
- [4] Мухамадиев Э. Исследования по теории периодических и ограниченных решений дифференциальных уравнений // Матем. заметки. - 1981. - Т. 30, Вып. 3. - С. 433-460.
- [5] Абрамов А.А., Конюхова Н.Б., Балла К. Устойчивые начальные многообразия и сингулярные краевые задачи для систем обыкновенных дифференциальных уравнений // Comput. Math. Banach Center Publ. Warsaw: PWN Polish Scient. Publs. - 1984. - V. 13. - P. 319-351.
- [6] Dzhumabaev D.S. Convergence of iterative methods for unbounded operator equations // Mathematical Notes. - 1987. - Vol. 41, No 5. - P.356-361.
- [7] Dzhumabaev D.S. Approximation of a bounded solution and exponential dichotomy on the line // Computational Mathematics and Mathematical Physics. - 1990. - Vol.30, No 6. - P. 32-43.
- [8] Сансоне Дж. Обыкновенные дифференциальные уравнения. М.: Изд-во иностр. лит. 1954. Ч. II.
- [9] Хартман Ф. Обыкновенные дифференциальные уравнения. М.: Мир. 1970.
- [10] Dzhumabaev D.S. Approximation of a bounded solution of a linear ordinary differential equation by solutions of two-point boundary value problems // Computational Mathematics and Mathematical Physics. - 1990. - Vol.30, No 2. - P. 34-45.
- [11] Dzhumabaev D.S. Singular boundary value problems and their approximation for nonlinear ordinary differential equations // Computational Mathematics and Mathematical Physics. - 1992. - Vol. 32, No 1. - P. 10-24.
- [12] Krall A.M. The development of general differential and general differential-boundary systems // Rocky mountain journal of mathematics. - 1975. - Vol. 5, - P. 493-542.
- [13] Nakhshev A.M. Boundary value problems for loaded integral-differential equations of hyperbolic type and their applications to the soil moisture forecast // Differencial'nye Uravneniya. - 1979. - Vol. 15, - P. 96-105.
- [14] Nakhshev A.M. On an approximate method of solving boundary value problems for differential equations and its applications to the dynamics of soil moisture and groundwater // Differencial'nye Uravneniya. - 1982. - V. 18, - P.72-81.
- [15] Alikhanov A.A., Berezkov A.M., Shkhanukhov-Lafishev M.Kh. Boundary value problems for certain classes of loaded differential equations and solving them by finite difference methods // Comput. Math. Math. Phys. - 2008. - Vol. 48, - P. 1581-1590.

[16] Abdullaev V. M., Aida-zade K.R. Numerical method of solution to loaded nonlocal boundary value problems for ordinary differential equations // *Comput. Math. Math. Phys.* - 2014. – Vol. 54, - P. 1096-1109.

[17] Aida-zade K.R., Abdullaev V.M. On the numerical solution of loaded systems of ordinary differential equations with nonseparated multipoint and integral conditions // *Numer. Anal. Appl.* – 2014. – Vol. 7, - P.1-14.

REFERENCES

- [1] Daletskii Yu.A., Krein M.G. *Ustoichivost' reshenii differentsial'nyh uravnenii v banahovom prostranstve*. M.: Nauka, **1970**.
- [2] Konyukhova N.B. K resheniyu kraevykh zadach na beskonechnom intervale dlia nekotorykh nelineinykh sistem obyknovennykh differentsial'nyh uravnenii s osobennost'yu // *Zh. vychisl. matem. i matem. fiz.* **1970**. T. 10, № 5. S. 1150-1163.
- [3] Konyukhova N.B. Ob iterativnom reshenii nelineinykh kraevykh zadach, vydelyayushih malye reshenia nekotorykh sistem obyknovennykh differentsial'nyh uravnenii s osobennost'yu // *Zh. vychisl. matem. i matem. fiz.* **1974**. T. 14, № 5. S. 1221-1231.
- [4] Muhamadiev E. Issledovaniya po teorii periodicheskikh i ogranichennykh reshenii differentsial'nyh uravnenii // *Matem. zametki*. **1981**. T. 30, Vyp. 3. S.433- 460.
- [5] Abramov A.A., Konyukhova N.B., Balla K. Ustoichivye nachal'nye mnogoobrazia i singuliarnye kraevye zadachi dlia sistem obyknovennykh differentsial'nyh uravnenii // *Comput. Math. Banach Center Publ. Warsaw: PWN Polish Scient. Publ.* **1984**. V. 13. P. 319-351.
- [6] Dzhumabaev D.S. Convergence of iterative methods for unbounded operator equations // *Mathematical Notes*. **1987**. Vol. 41, No 5. P.356-361.
- [7] Dzhumabaev D.S. Approximation of a bounded solution and exponential dichotomy on the line // *Computational Mathematics and Mathematical Physics*. **1990**. Vol.30, No 6. P. 32-43.
- [8] Sansone Dzh. *Ordinary differential equations*. M.: Izd-vo inostr. lit. **1954**. V. II.
- [9] Hartman F. *Ordinary differential equations*. M.: Mir. **1970**.
- [10] Dzhumabaev D.S. Approximation of a bounded solution of a linear ordinary differential equation by solutions of two-point boundary value problems // *Computational Mathematics and Mathematical Physics*. **1990**. Vol.30, No 2. P. 34-45.
- [11] Dzhumabaev D.S. Singular boundary value problems and their approximation for nonlinear ordinary differential equations // *Computational Mathematics and Mathematical Physics*. **1992**. Vol. 32, No 1. P. 10-24.
- [12] Krall A.M. The development of general differential and general differential-boundary systems // *Rocky mountain journal of mathematics*. **1975**. Vol. 5, P. 493-542.
- [13] Nakhushiev A.M. Boundary value problems for loaded integral-differential equations of hyperbolic type and their applications to the soil moisture forecast // *Differentsial'nye Uravneniya*. **1979**. Vol. 15, P. 96-105.
- [14] Nakhushiev A.M. On an approximate method of solving boundary value problems for differential equations and its applications to the dynamics of soil moisture and groundwater // *Differentsial'nye Uravneniya*. **1982**. Vol. 18, P.72-81.
- [15] Alikhanov A.A., Berezkov A.M., Shkhanukhov-Lafishev M.Kh. Boundary value problems for certain classes of loaded differential equations and solving them by finite difference methods // *Comput. Math. Math. Phys.* **2008**. Vol. 48, P. 1581-1590.
- [16] Abdullaev V. M., Aida-zade K.R. Numerical method of solution to loaded nonlocal boundary value problems for ordinary differential equations // *Comput. Math. Math. Phys.* **2014**. Vol. 54, P. 1096-1109.
- [17] Aida-zade K.R., Abdullaev V.M. On the numerical solution of loaded systems of ordinary differential equations with nonseparated multipoint and integral conditions // *Numer. Anal. Appl.* **2014**. Vol. 7, P.1-14.

ӘОЖ: 517.956.223, 519.62

Д.С. Жұмабаев^{1,2}, С.М. Темешева^{1,3}

¹ҚР БҒМ Математика және математикалық моделдеу институты, Алматы қ., Қазақстан,

²Халықаралық ақпараттық технологиялар университеті, Алматы қ., Қазақстан,

³Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Алматы қ., Қазақстан

СЫЗЫҚСЫЗ ЖҮКТЕЛГЕН ДИФФЕРЕНЦИАЛДЫҚ ТЕНДЕУЛЕР ЖҮЙЕСІНІҢ БҮКІЛ ӨСТЕ ШЕКТЕЛГЕН ШЕШІМІН ТАБУ ЕСЕБІНІҢ АППРОКСИМАЦИЯСЫ

Аннотация. Сыздықсыз жүктелген дифференциалдық тендеулер жүйесі бүкіл өсте қарастырылады. Қарастырылып отырған тендеулер жүйесінің шектелген шешімінің бар болуы мен оны аппроксимациялау мәселелері зерттеледі. Сыздықсыз жүктелген дифференциалдық тендеулер жүйесінің « $t \rightarrow \pm\infty$ болғандағы шекті» шешімінің анықтамасы енгізіледі. Сыздықсыз жүктелген дифференциалдық тендеулер жүйесінің шектелген шешімінің бар болуының және сыздықтандырылған жүктелген дифференциалдық тендеулер жүйесінің шектелген шешімдері көмегімен құрылған функциялар тізбегінің осы шешімге жинақтылығының жеткілікті шарттары алынған. Жүктелген дифференциалдық тендеулердің бастапқы жүйесінің шектелген шешімін табу есебін аппроксимациялайтын ақырлы аралықтағы сыздықсыз жүктелген дифференциалдық тендеулер жүйесі үшін регулярлы сыздықсыз екінүктелі шеттік есеп тұрғызылған. Бастапқы сингулярлы есептің шешімі мен аппроксимациялаушы регулярлы екінүктелі шеттік есептің шешімінің арасындағы айырманың бағалауы тағайындалған.

Түйін сөздер: сингулярлы есеп, сыздықсыз жүктелген дифференциалдық тендеу, шектелген шешім, аппроксимациялау.

NEWS

OF THE NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF THE REPUBLIC OF KAZAKHSTAN

PHYSICO-MATHEMATICAL SERIES

ISSN 1991-346X

Volume 1, Number 311 (2017), 120 – 126

**Yu.I. Zhavrin, V.N.Kosov, M.S. Moldabekova,
M.K. Asembaeva, O.V. Fedorenko, V. Mukamedenkyzy**

Al-Farabi Kazakh National University, Almaty
mairamold@mail.ru, zhavrin@physics.kz

TRACE COEFFICIENTS OF COMPONENTS OF SOME NATURAL GASEOUS MIXTURES DIFFUSING INTO THE AIR

Abstract. Multicomponent mass transfer process is described by an effective diffusion coefficient (EDC). Effective diffusion coefficients D_i^{eff} are introduced similar to the binary diffusion coefficient. D_i^{eff} is the diffusion coefficient characterizing the diffusion rate of component i in the mixture of other gases. It is shown that the effective diffusion coefficient is a complex value. It changes when transferring from a certain point of system to another one. This is due to the fact that the flow \mathbf{j}_i of each component depends on the concentration distribution of all components. The sign of the EDC will depend on the component distribution within the system. The dependence of the EDC on the concentration of components is considered weak. Therefore, a known solution of the corresponding diffusion problem for binary systems is used. We consider the special case diffusion of small impurities, i.e. the trace diffusion wherein $D_i^{eff} = D_{i1}$. The obtained expressions for the EDC will not depend on the initial concentration distribution of components. This method is used to study the effective diffusion coefficients of trace components in a number of natural gas mixtures diffusing into the air. These gases are following CH_4 , C_2H_6 , C_3H_8 , $n-C_4H_{10}$, $n-C_5H_{12}$, CO_2 , N_2 .

The experiments were carried out at $T = 298.0$ K and $P = 0.101$ MPa. The calculated effective diffusion coefficients were compared with those obtained on basis of the solution of a system of Stefan-Maxwell equations and the experimental data. In the numerical experiment, the EDC of components are determined on basis of the Stefan-Maxwell equations and the approximate methods. Application of the EDC method gives the best quantitative agreement with the experimental data for the examined systems. The comparison results indicate that the calculation procedure of the EDC proposed by authors greatly simplifies the analysis of multicomponent mass transfer.

Key words: diffusion process; multicomponent mass transfer; gas mixture.

УДК 533.15; 536.25

**Ю.И. Жаврин, В.Н.Косов, М.С. Молдабекова,
М.К. Асембаева, О.В. Федоренко, В. Мукамеденкызы**

Казахский национальный университет им. аль-Фараби, г. Алматы
*НИИ ЭТФ при КазНУ им. аль-Фараби, г. Алматы

СЛЕДОВЫЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ КОМПОНЕНТОВ НЕКОТОРЫХ ПРИРОДНЫХ ГАЗОВЫХ СМЕСЕЙ, ДИФФУНДИРУЮЩИХ В ВОЗДУХ

Аннотация. Процесс многокомпонентного массопереноса описывается эффективным коэффициентом диффузии (ЭКД). Эффективные коэффициенты диффузии $D_i^{эф}$ вводятся аналогично коэффициенту бинарной диффузии. $D_i^{эф}$ – коэффициент диффузии, характеризующий скорость диффузии компонента i в смесь остальных газов. Показано, что эффективный коэффициент диффузии представляет сложную

величину. Он изменяется при переходе от одной точки системы к другой. Это связано с тем, что поток j_i каждого из компонентов зависит от распределения концентрации всех компонентов. От распределения компонентов внутри системы будет зависеть и знак ЭКД. Зависимость ЭКД от концентрации компонентов считается слабой. Поэтому используется известное решение соответствующей диффузионной задачи для бинарных систем. Рассматривается частный случай диффузии малых примесей, т.е. следовая диффузия. При этом $D_i^{эф} = D_{i1}$. Полученные выражения для ЭКД не будут зависеть от начального распределения концентраций компонентов. Данный метод использован для исследования эффективных коэффициентов диффузии следовых компонентов в ряде природных газовых смесей, диффундирующих в воздух. Это следующие газы: CH_4 , C_2H_6 , C_3H_8 , $n-C_4H_{10}$, $n-C_5H_{12}$, CO_2 , N_2 .

Эксперименты проведены при $T = 298,0$ К и $P = 0,101$ МПа. Вычисленные эффективные коэффициенты диффузии были сопоставлены с данными, полученными на основании решения системы уравнений Стефана-Максвелла, и с экспериментальными данными. В численном эксперименте ЭКД компонентов определяются на основе уравнений Стефана-Максвелла и приближенными методами. Применение метода ЭКД дает наилучшее количественное согласие с экспериментальными данными для рассмотренных систем. Результаты сравнения свидетельствуют, что, предложенная авторами методика расчета ЭКД, существенно упрощает анализ многокомпонентного массопереноса.

Ключевые слова: диффузионный процесс, многокомпонентный массоперенос, газовая смесь.

Введение

Природный газ по сравнению с другими видами источников энергии имеет ряд существенных преимуществ и широко используется в различных отраслях промышленности, а также в быту. Основным его компонентом является метан CH_4 . Кроме того, в природном газе могут содержаться примеси водорода, азота, высших углеводородов C_nH_m , оксида и диоксида углерода. Для описания тепло-массообмена, например, воздух – углеводородные смеси газов (в дальнейшем под углеводородными смесями газов будем понимать *природные* углеводородные смеси газов различного состава) необходимо знать их теплофизические свойства в широком интервале температур и давлений (удельный объем, энтальпия, энтропия, вязкость, теплопроводность и т.д.). Однако на данный момент в большинстве справочников и руководств приведена очень краткая (либо вообще отсутствует [1]) информация о массообменных свойствах природных газов, хотя такие данные крайне необходимы для проектирования технологических циклов и рациональной эксплуатации производственного оборудования. Современный уровень развития вычислительной техники позволяет получать в большинстве конкретных случаев необходимую информацию о переносных и других свойствах газов и их смесей в компактной форме в виде функциональных зависимостей, обеспечивая выбор рациональных режимов работы оборудования в технологических процессах. При этом значительно снижаются затраты на весь производственный цикл.

Иногда сложные функциональные зависимости при тепло-массообменных процессах можно значительно упростить, используя разумные допущения, не искажающие физическую картину. Это, например, относится к многокомпонентному массопереносу в газовых смесях и его описанию через эффективные коэффициенты диффузии (ЭКД). На данный момент такой подход является одним из простых и достаточно точных способов [2-8].

Методы исследования

Экспериментальный материал по изучению многокомпонентного массопереноса с использованием ЭКД имеется для самых общих случаев. Его можно применить для прогнозирования значений ЭКД при расчете различных массообменных процессов в более широких областях термодинамических параметров. Параллельно с проведением экспериментальных работ разрабатывались методы расчета многокомпонентной диффузии, в основе которых, в большинстве случаев, лежали уравнения Стефана-Максвелла. Весь эволюционный процесс, связанный с разработкой этой методики, показал, что такой подход дает возможность предвидеть развитие диффузионных процессов в многокомпонентной газовой смеси [7,9]. Метод ЭКД также позволяет путем проведения численного эксперимента получать кинетические характеристики многокомпонентного массопереноса.

Особо отметим: метод ЭКД основан на том, что процесс многокомпонентного массопереноса можно описать эффективным коэффициентом диффузии, который в случае бинарной системы

будет тождественно равен обычному коэффициенту взаимной диффузии (КВД). Формально это утверждение для одномерного случая записывается в виде первого закона Фика

$$j_i = -D_i^{\text{эф}} \frac{dc_i}{dx}, \quad (1)$$

где j_i , c_i – плотность диффузионного потока и концентрация i – го компонента соответственно.

Таким образом, j_i поток i – го компонента в n – компонентной газовой смеси определяется только градиентом данного компонента и его ЭКД, который характеризует скорость диффузии компонента I в смесь остальных газов.

В литературе приводится ряд записей выражений для ЭКД (см., например, [3,8]), в основе которых лежат уравнения Стефана - Максвелла. Мы будем использовать выражение из работы [5,10], которое легко проверяется в диффузионных экспериментах.

$$D_i^{\text{эф}} = D_{ii}^* + \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^{n-1} D_{ij}^* \frac{dc_j}{dc_i}, \quad (2)$$

где D_{ii}^* , $D_{ij}^* = f(D_{ij}, y_i, y_j)$ – главные и перекрестные «практические» коэффициенты диффузии (ПКД) или их иногда называют матричными коэффициентами многокомпонентной диффузии (МКМД); dc_j / dc_i – отношение, связывающее изменение концентрации j – го компонента с изменением концентрации i –го компонента; D_{ij} – КВД пары газов i и j ; y_i , y_j – мольные доли компонентов i и j .

Выражение (2) в локальных величинах достаточно сложно в применении, поэтому его упрощают, переходя к приближенному вычислению интегрального (усредненному по всему диффузионному слою) ЭКД i – го компонента в n компонентной смеси. Величины D_{ii}^* , D_{ij}^* рассчитываются для усредненных (среднее арифметическое) мольных долей, а отношение градиентов заменяют отношением разностей концентраций компонентов между точками θ и L на границах диффузионного слоя

$$\bar{D}_i^{\text{эф}} = \bar{D}_{ii}^* + \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^{n-1} \bar{D}_{ij}^* \left(\frac{c_j^L - c_j^0}{c_i^L - c_i^0} \right). \quad (3)$$

Из (3) следует, что в зависимости от распределения компонентов внутри системы зависит знак ЭКД, который может быть как положительный, так и отрицательный. Для простейшей многокомпонентной системы – тройной смеси выражение для расчета ЭКД имеет вид

$$\bar{D}_i^{\text{эф}} = \frac{(1 - \bar{y}_i) \bar{D}_{ij} \bar{D}_{ik} + \bar{y}_i \bar{D}_{jk} \bar{D}_{ik} + \bar{y}_i (\bar{D}_{ik} \bar{D}_{jk} - \bar{D}_{ij} \bar{D}_{jk}) \left(\frac{c_j^L - c_j^0}{c_i^L - c_i^0} \right)}{\bar{y}_i \bar{D}_{jk} + \bar{y}_j \bar{D}_{ik} + \bar{y}_k \bar{D}_{ij}}, \quad i, j, k = 1, 2, 3 \quad (4)$$

где $\bar{y}_i, \bar{y}_j, \bar{y}_k$ – усредненные (среднее арифметическое) мольные доли компонентов.

В частных случаях многокомпонентной изотермической диффузии можно получить выражения для ЭКД, которые не будут зависеть от начального распределения концентраций компонентов [2,5]:

1. Следовая диффузия (диффузия малых примесей) компонента i в однородную смесь остальных газов

$$\bar{D}_i^{\gamma\phi} = \frac{1}{\sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^n \bar{x}_j / D_{ij}} ; \quad (5)$$

2. Для систем, где компоненты, кроме компоненты i , неподвижны либо перемещаются с постоянной скоростью

$$\bar{D}_i^{\gamma\phi} = \frac{1 - \bar{x}_i}{\sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^n \bar{x}_j / \bar{D}_{ij}} ; \quad (6)$$

3. Для систем, в которых коэффициенты взаимной диффузии (КВД) пар газов, входящих в смесь, D_{ij} близки или одинаковы, т.е.

$$\bar{D}_i^{\gamma\phi} = D_{ij} . \quad (7)$$

Интегральные значения ЭКД в n - компонентной газовой смеси можно рассчитывать по формуле (3), а для диффузии трех компонентов по (4). Общим при расчете интегральных ЭКД является то, что они проводятся для равновесных концентраций компонентов с использованием коэффициентов взаимной диффузии (КВД) пар газов, входящих в систему. Прежде, чем начинать расчеты ЭКД в смесях с большим числом компонентов, рационально объединить газы с близкими КВД и считать их одним газом с каким-то средним коэффициентом диффузии. Такая операция не приведет к серьезной погрешности, а математическую обработку данных серьезно облегчит.

При обращении к той или иной формуле для расчета ЭКД необходимо помнить для, какого случая диффузии она получена. Иначе, если нарушены эти условия, то конечный результат будет неверен. В частности, это больше всего относится к формуле (5), которую из-за ее простоты применяют при всех видах расчета многокомпонентной диффузии, не задумываясь о тех ограничениях, которые были заложены при ее выводе.

При измерении ЭКД в большинстве задач нами использовался метод двухколбового диффузионного прибора [11]. Конструкция диффузионного аппарата, приборов и узлов, входящих в экспериментальную установку, а также методика работы детально описаны в [12]. В представленных расчетах использовались геометрические параметры диффузионного аппарата, (постоянная прибора) которого была равна 2500 см².

Ранее нами [13] через численный эксперимент была исследована диффузия пяти природных углеводородных газовых смесей в воздух при $T = 298,0$ К и $P = 0,101$ МПа. Состав и концентрации компонентов в смесях были взяты из справочного пособия [1]. При этом выбор того или иного газового месторождения не был связан с классификацией предложенной в [1], а обуславливался только концентрацией основного газа – метана. Этот диапазон составлял от минимальных его значений в смеси до максимальных. В расчетах нами учитывались все компоненты, хотя многие из газов присутствовали в виде «следов». (В понятие «следовой» концентрации вкладывается следующий смысл: когда молекулы данного газа не испытывают соударений между собой, а сталкиваются только с молекулами других газов. В количественном отношении (смотря, какие газы в смеси) – это может достигать до 5-7 %).

Результаты исследований

В данной публикации представлены исходные данные и полученные ранее экспериментальные результаты по трем из пяти природных смесей [13]. Ниже перечислены газовые месторождения, приведен их состав и концентрации компонентов в мольных долях (отметим, что в дальнейшем для удобства нами будут использоваться не химические символы газов, а их цифровая нумерация, приведенная после них), а также результаты их обработки:

1. Марковское (Балыхтинский пласт) ([1] с. 182). Исследуемая система: $Air(1) - 0,7240 CH_4(2) + 0,0930 C_2H_6(3) + 0,0780 C_3H_8(4) + 0,0490 n-C_4H_{10}(5) + 0,0305 n-C_3H_{12}(6) + 0,0100 CO_2(7) + 0,0155 N_2(8)$;

2. Уренгойское месторождение ([1] с. 182). Исследуемая система: $Air(1) - 0,8531 CH_4(2) + 0,0581 C_2H_6(3) + 0,0536 C_3H_8(4) + 0,0200 n-C_4H_{10}(5) + 0,0018 n-C_5H_{12}(6) + 0,0044 CO_2(7) + 0,0090 N_2(8)$;

3. Газли-ХII месторождение (средний состав) ([1] с. 178). Исследуемая система: $Air(1) - 0,9444 CH_4(2) + 0,0258 C_2H_6(3) + 0,0031 C_3H_8(4) + 0,0015 n-C_4H_{10}(5) + 0,0039 n-C_5H_{12}(6) + 0,0020 CO_2(7) + 0,0193 N_2(8)$.

Для проведения расчетов были необходимы КВД пар газов, входящих в системы. Вычисления КВД проводились согласно теории Чепмена-Энскога с использованием потенциала Леннарда-Джонса [2] при $T = 298,0$ К, $P = 0,101$ МПа. Так как экспериментальных данных очень мало, поэтому для создания объективного подхода использовались только расчетные значения (при желании читатель может сопоставить эти результаты с экспериментом, если таковой он имеет). Значения КВД следующие: $D_{12} = 0,217$; $D_{13} = 0,144$; $D_{23} = 0,151$; $D_{14} = 0,111$; $D_{24} = 0,121$; $D_{34} = 0,077$; $D_{15} = 0,079$; $D_{25} = 0,105$; $D_{35} = 0,066$; $D_{45} = 0,050$; $D_{16} = 0,082$; $D_{26} = 0,092$; $D_{36} = 0,057$; $D_{46} = 0,043$; $D_{56} = 0,036$; $D_{17} = 0,151$; $D_{27} = 0,165$; $D_{37} = 0,104$; $D_{47} = 0,079$; $D_{57} = 0,067$; $D_{67} = 0,058$; $D_{18} = 0,203$; $D_{28} = 0,217$; $D_{38} = 0,144$; $D_{48} = 0,112$; $D_{58} = 0,096$; $D_{68} = 0,083$; $D_{78} = 0,151$ см²/с.

Также воздух полагался как один компонент. Это вполне оправдано, если считать, что соотношение концентраций кислорода и азота в воздухе не подвергается сильным изменениям [16].

Так как диффузионный процесс в двухколбовом аппарате является нестационарным, то, естественно, представляет интерес поведение ЭКД компонентов в системах с течением времени [13]. За интервал времени в 360 минут они практически не изменились, хотя изменение концентраций в колбах аппарата достигло значений близких к равновесным. Такое поведение газов вполне объяснимо тем, что их КВД в воздух отличаются незначительно. Аналогичное поведение компонентов было получено и для всех других исследованных систем.

Ниже приведены вычисленные значения ЭКД основных компонентов (для Air и CH₄) и следовые коэффициенты (сюда были отнесены остальные газы) исследованных систем.

1. Марковское (Балыхтинский пласт):

Таблица 1 - ЭКД компонентов, полученные на основе уравнений Стефана-Максвелла [9] и приближенными методами (формулы 1.20 и 1.21)

Компоненты смеси газов	Air	CH ₄	C ₂ H ₆	C ₃ H ₈	n-C ₄ H ₁₀	n-C ₅ H ₁₂	CO ₂	N ₂
Расчет по [9]	0,181	0,206	0,138	0,107	0,068	0,079	0,144	0,193
Расчет по 1.20 и 1.21 (для Air и CH ₄)	0,172	0,188	0,141	0,110	0,0849	0,0793	0,140	0,190

2. Уренгойское месторождение:

Таблица 2 - ЭКД компонентов, полученные на основе уравнений Стефана-Максвелла [9] и приближенными методами (формулы 1.20 и 1.21)

Компоненты смеси газов	Air	CH ₄	C ₂ H ₆	C ₃ H ₈	n-C ₄ H ₁₀	n-C ₅ H ₁₂	CO ₂	N ₂
Расчет по [9]	0,199	0,212	0,141	0,107	0,0645	0,077	0,146	0,198
Расчет по (1.20) и (1.21) для Air и CH ₄)	0,194	0,201	0,146	0,115	0,088	0,082	0,149	0,198

3. Газли-ХII месторождение (средний состав):

Таблица 3 - ЭКД компонентов, полученные на основе уравнений Стефана-Максвелла [9] и приближенными методами (формулы 1.20 и 1.21)

Компоненты смеси газов	Air	CH ₄	C ₂ H ₆	C ₃ H ₈	n-C ₄ H ₁₀	n-C ₅ H ₁₂	CO ₂	N ₂
Расчет по [9]	0,212	0,201	0,142	0,107	0,061	0,075	0,148	0,202
Расчет по (1.20) и (1.21) для Air и CH ₄)	0,211	0,216	0,148	0,115	0,090	0,090	0,140	0,190

Заклучение

Таким образом, предложенные методы расчета коэффициентов диффузии (ЭКД и следовые коэффициенты) для природных многокомпонентных газовых систем при строгом подходе и по приближенным методикам, удовлетворительно согласуются между собой и могут взаимно дополнять друг друга, что свидетельствует о принципиальной возможности их использования для практических целей, а также служить в качестве справочной информации при описании массообменных процессов.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Теплотехнические расчеты процессов транспорта и регазификации природных газов. Справочное пособие / Загорученко В.А., Бикчентай Р.Н., Вассерман А.А. и др. – М., Недра, 1980. - 320 с.
- [2] Берд Р., Стьюарт В., Лайтфут Е. Явления переноса: Пер. с англ. – М.: Химия, 1974. – 688
- [3] Тирский Г.А. Вычисление эффективных коэффициентов диффузии в ламинарном диссоциированном многокомпонентном пограничном слое // ПММ. – 1969, Вып. 1. – С. 180-182.
- [4] Wilke C. R. Diffusional properties of multicomponent gases // Chem. Eng. Prog. - 1950. - V. 46, N 2. - P. 95 - 104.
- [5] Косов Н.Д., Жаврин Ю.И., Новосад З.И. Диффузия в многокомпонентных газовых смесях // Теплофизические свойства веществ и материалов. – М.: Изд-во стандартов. – 1982, вып. 17. – С. 86-112.
- [6] Викторов М.М. Методы вычисления физико-химических величин и прикладные расчеты. - М.: Химия, 1977. - 360 с.
- [7] Жаврин Ю.И., Косов Н.Д., Новосад З.И. Расчет эквимолярной диффузии в многокомпонентных газовых смесях методом эффективных коэффициентов // Диффузия в газах и жидкостях. – Алма-Ата: МВ и ССО КазССР, 1974. – С. 12-19.
- [8] Жаврин Ю.И., Косов Н.Д., Новосад З.И. Описание нестационарной диффузии в многокомпонентных газовых смесях методом эффективных коэффициентов // ЖФХ. – 1975. – Т. 49, № 3. – С. 706-709.
- [9] 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, сер. физическая. – Алматы. - 2006, № 2 (22). – С. 73-79.
- [10] Новосад З.И., Косов Н.Д. Эффективные коэффициенты диффузии трехкомпонентных газовых смесей гелия, аргона и углекислого газа // ЖТФ. – 1970. – Т. 40, № 11. – С. 2368-2375.
- [11] Andrew S.P.S. A simple Method of Measuring Gaseous Diffusion Coefficient // Chem. Eng. Sci. – 1955. - V. 4. – P. 269-272.
- [12] Жаврин Ю.И., Косов Н.Д., Белов С.М., Семидоцкая Н.И. О применении метода эффективных коэффициентов диффузии к диффузии в многокомпонентных газовых смесях при повышенных давлениях // Тепломассоперенос в жидкостях и газах. – Алма-Ата, 1982. – С. 3-12.
- [13] Жаврин Ю.И., Поярков И.В., Егорова М.А., Котелевская Е.А., Торопыгина А.В. Диффузия некоторых многокомпонентных углеводородных газовых смесей в воздух // Вестник КазНУ. Сер. физ. – Алматы, 2007. - № 2(24). – С. 8-12.

REFERENCES

- [1] Teplotehnicheskie raschety processov transportaie gazifikacii prirodnyh gazov. Spravochnoeposobie / Zagoruchenko V.A., Bikchentaj R.N., Vasserman A.A. i dr. M.: Nedra, **1980**. 320 s.
- [2] Berd R., St'juart V., Lajtftut E. Javlenija perenosa: Per. s angl. M.: Himija, **1974**. 688.
- [3] Tirskej G.A. Vychislenie jeffektivnyh kojefficientov diffuzii v laminarnom dissociirovanom mnogokomponentnom pograničnom sloe // PMM. **1969**, Vyp. 1. S. 180-182.
- [4] Wilke C. R. Diffusional properties of multicomponent gases // Chem. Eng. Prog. **1950**. V. 46, N 2. P. 95 - 104.
- [5] Kosov N.D., Zhavrin Yu.I., Novosad Z.I. Diffuzija v mnogokomponentnyh gazovyh smesjah // Teplofizicheskie svojstva veshhestv i materialov. M.: Izd-vo standartov. **1982**, vyp. 17. S. 86-112.
- [6] Viktorov M.M. Metody vychislenija fiziko-himicheskikh velichini prikladnye raschety. M.: Himija, **1977**. 360 s.
- [7] Zhavrin Yu.I., Kosov N.D., Novosad Z.I. Raschet jekvimoljarnoj diffuzii v mnogokomponentnyh gazovyh smesjah metodom jeffektivnyh kojefficientov // Diffuzija v gazahizhidkostjah. Alma-Ata: MV i SSO KazSSR, **1974**. S. 12-19.
- [8] Zhavrin Yu.I., Kosov N.D., Novosad Z.I. Opisanie nestacionarnoj diffuzii v mnogokomponentnyh gazovyh smesjah metodom jeffektivnyh kojefficientov // ZhFH. **1975**. T. 49, № 3. S. 706-709.
- [9] Zhavrin Yu.I., Zhavrin V.Yu., Kosov V.N., Pojarkov I.V. Raschet mnogokomponentnogo massoperenosa v dvuhkolbovom apparate s primeneniem jazyka programmirovanija DELPHI // Vestnik KazNU, ser. fizicheskaja. Almaty. **2006**, № 2 (22). S. 73-79.
- [10] Novosad Z.I., Kosov N.D. Jefferktivnye kojefficienty diffuzii trehkomponentnyh gazovyh smesej geliya, argona i uglekislogo gaza // ZhTF. **1970**. T. 40, № 11. S. 2368-2375.
- [11] Andrew S.P.S. A simple Method of Measuring Gaseous Diffusion Coefficient // Chem. Eng. Sci. **1955**. V. 4. P. 269-272.
- [12] Zhavrin Yu.I., Kosov N.D., BelovS..M., Semidockaja N.I. O primenenii metodaj jeffektivnyh kojefficientov diffuzii k diffuzii v mnogokomponentnyh gazovyh smesjah pri povyshennyh davlenijah // Teplomassoperenos v zhidkostjah I gazah. Alma-Ata, **1982**. S. 3-12.

[13] Zhavrin Yu.I., Pojarkov I.V., Egorova M.A., Kotelevskaja E.A., Toropygina A.V. Diffuzija nekotoryh mnogokomponentnyh uglevodorodnyh gazovyh smesej v vozduh // Vestnik KazNU. Ser. fiz. Almaty, 2007. № 2(24). S. 8-12.

ӘОЖ: 533.15; 536.25

**Ю.И. Жаврин, В.Н. Косов, М.С. Молдабекова,
М.К. Асембаева, О.В. Федоренко, В. Мукамеденкызы**

Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Алматы қ., Қазақстан

АУАМЕН АРАЛАСАТЫН КЕЙБІР ТАБИҒИ ГАЗ ҚОСПАСЫ КОМПОНЕНТТЕРІ КОЭФФИЦИЕНТТЕРІНІҢ ТАБЫ

Аннотация. Көпқұрамды массатасымалдау процесі диффузияның эффективті коэффициенті арқылы сипатталады. Диффузияның эффективті коэффициенті $D_i^{эф}$ диффузияның бинарлы коэффициенті секілді қорытылып шығарылады. $D_i^{эф}$ - дегеніміз қоспадағы i компоненттің диффузия жылдамдығын сипаттайтын диффузия коэффициенті. Диффузияның эффективті коэффициентінің күрделі шама екендігі көрсетілген. Ол бір нүктеден екінші нүктеге өткенде өзгеріп отырады. Бұл компоненттердің әрбір j ағыны барлық компоненттердің концентрациясының таралуына тәуелділігіне байланысты. Жүйенің ішіндегі компоненттердің таралуына ЭДК-нің таңбасы тәуелді. Ал, ЭДК-нің компоненттердің концентрациясына тәуелділігі әлсіз. Сондықтан да, бинарлы жүйелер үшін сәйкесінше диффузиялық есептерді шешуде анықталған тәсілдер қолданылады. Мұнда аз қоспалы диффузияның жекелеген жағдайын қарастырайық, яғни диффузия коэффициенттерінің табы $D_i^{эф} = D_{i1}$. ЭДК-і үшін алынған нәтижелер компонент концентрациясының алғашқы таралуынан тәуелсіз. Бұл әдіс ауамен араласатын табиғи газ қоспа компоненттерінің ЭДК-ін зерттеуде пайдаланылған. Олар мына газдар: CH_4 , C_2H_6 , C_3H_8 , $n-C_4H_{10}$, $n-C_5H_{12}$, CO_2 , N_2 .

Тәжірибелер $T = 298,0 K$ және $P = 0,101 Mna$ жүргізілген. Есептелінген эффективті диффузия коэффициенттері Стефан-Максвелл теңдеулер жүйесінің шешімі негізінде алынған нәтижелермен және тәжірибелік нәтижелермен салыстырылды. Компоненттердің ЭДК-ін сандық тәжірибелерде Стефан-Максвелл теңдеулер жүйесінің шешімі негізінде және жуықтау әдістерімен анықтайды. Қарастырылып отырған жүйелер үшін ЭДК әдісін қолдану тәжірибелік нәтижелермен сәйкестіктің жоғары екендігін көрсетеді. Салыстыру нәтижелері көрсеткендей авторлардың ұсынып отырған ЭДК есептеу әдісі көпкомпонентті массатасымалдауды зерттеуді едәуір жеңілдеткендігі көрсетілген.

Түйін сөздер: диффузиялық процесс, көпкомпонентті массаалмасу, газ қоспасы.

NEWS

OF THE NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF THE REPUBLIC OF KAZAKHSTAN
PHYSICO-MATHEMATICAL SERIES

ISSN 1991-346X

Volume 1, Number 311 (2017), 127 – 136

UDC 629.195+531.1

**M.D. Shinibaev¹, S.S. Dairbekov², S.A. Zholdasov²,
 G.E. Myrzakasova², D.R. Aliaskarov², S.A. Shekerbekova², A.G.Sadybek²**

¹National Center of Space Researches and Technologies», Almaty, Kazakhstan;²University of Syr-Daria, Zhetysai, Kazakhstan

USE OF THE NEW VERSION OF THE PROBLEM OF TWO CENTERS IN THE THREE-BODY PROBLEM

Abstract. For the first time, “a new version of the problem of two fixed centers” was introduced in 2016. The main difference between the “new version” of the “traditional problem of two fixed points” is as follows:

1. The gravitational field of two fixed mass approximated gravitational field axially symmetric oblate spheroid:

$$A = B = nC, \quad n \neq 0, \quad n > 0,$$

where A, B, C – the main central moments of inertia.

2. Version unlike other involves the use of this old problem to the theory of motion near Earth satellites.

It should be noted that the problem of motion of a particle under the influence of gravity of two fixed centers first appeared in the XIX century and has remained intact, as no one could find the corresponding analog in nature. Finally in 1961, through the work of E.A. Grebenikov, V.G. Demin and E.P. Aksenov it was revealed the possibility of the application of this problem to the theory of the motion of artificial satellites. So the old problem which was first posed and solved by L. Euler came into our lives. In the article “A new version of the problem of two fixed centers” is used to define new solutions of the restricted circular three-body problem, which is still relevant in the Space flight theory.

Key words: Earth satellite, the problem of two fixed centers, the gravitational field, three-body problem, test-body, the motion test body, restricted circular three-body problem.

УДК 629.195+531.1

**М.Д.Шинибаев¹, С.С. Даирбеков², С.А.Жолдасов²,
 Д.Р. Алиаскаров², Г.Е. Мырзакасова², С.А. Шекербекова², А.Ж.Садыбек²**

¹Национальный центр космических исследований и технологий, г. Алматы, Казахстан;²Университет Сыр-Дария, г. Джетысай, Казахстан;E-mail: shinibaev_maxsut@mail.ru

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ НОВОЙ ВЕРСИИ ЗАДАЧИ ДВУХ НЕПОДВИЖНЫХ ЦЕНТРОВ В ЗАДАЧЕ ТРЕХ ТЕЛ

Аннотация. Впервые «новая версия задачи о двух неподвижных центрах» была введена в 2016 году [1, с. 186-188]. Главное отличие «новой версии» от «традиционной задачи двух неподвижных центров» заключается в следующем:

1. Поле тяготения двух неподвижных масс аппроксимирована полем тяготения осесимметричного сжатого сфероида

$$A = B = nC, \quad n \neq 0, \quad n > 0,$$

где A, B, C – главные центральные моменты инерции тела.

2. Версия в отличие от остальных предполагает применение этой старой задачи к теории движения близких спутников.

Следует отметить, что задача о движении материальной точки под действием притяжения двух неподвижных центров впервые появилась XIX веке и оставалась неиспользованной, так как никто не мог найти соответствующий ей аналог в природе. Наконец, в 1961 году, благодаря работам Е.А.Гребеникова, В.Г. Демина и Е.П. Аксенова, выяснилась возможность приложения этой задачи к теории движения искусственных спутников Земли. Так, старая задача, которая впервые поставлена и решена Л.Эйлером, вошла в нашу жизнь.

В данной статье новая версия задачи двух неподвижных центров используется для определения нового решения ограниченной круговой задачи трех тел, которая по сей день актуальна в теории космического полета.

Ключевые слова: спутник Земли, задача двух неподвижных центров, гравитационное поле, задача трех тел, пробное тело, движение пробного тела, ограниченная круговая задача трех тел.

1. Введение

Пусть две точки m_1 и m_2 обращаются вокруг их общего центра масс O по круговым орбитам радиуса a и b (рис.1).

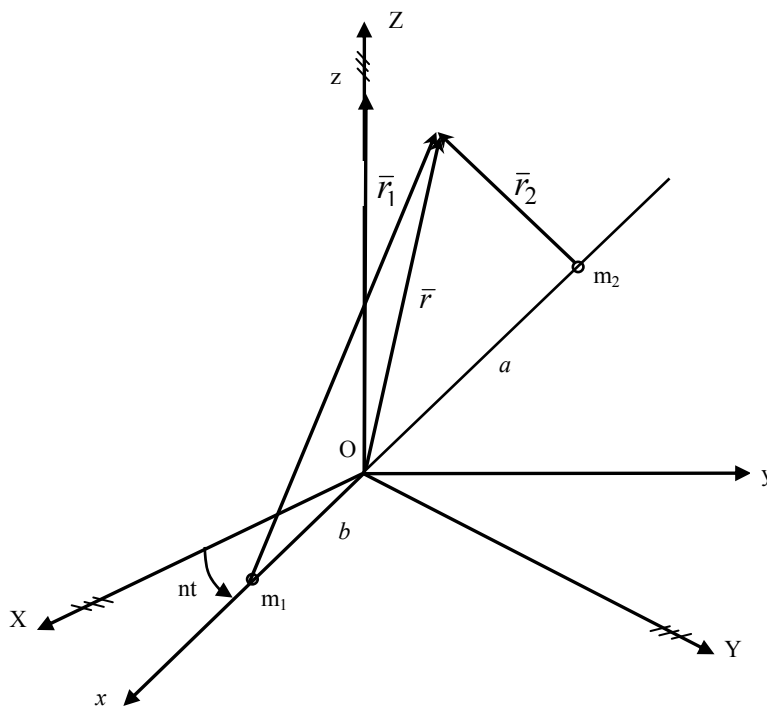


Рисунок 1 - Расположение масс относительно подвижной $Oxuz$ и неподвижной $OXYZ$ систем координат

На рис.1 массы $m_3 < m_2 < m_1$, причем $m_3 \ll m_1$ и $m_3 \ll m_2$.

Равновесие гравитационных и центробежных сил требует[2, с. 21]:

$$f \frac{m_1 m_2}{\ell^2} = m_2 a \alpha^2 = m_1 b \alpha^2, \quad \ell = a + b, \quad (1)$$

где f – гравитационная постоянная, n – общая угловая скорость вращения масс m_1 и m_2 относительно центра O .

Из (1) имеем

$$a = \frac{m_1 \ell}{M}, \quad b = \frac{m_2 b}{M}, \quad M = m_1 + m_2. \quad (2)$$

В силу вращения основных масс m_1 и m_2 , силовая функция и гамильтониан задачи явно зависят от времени, поэтому задача в подвижной системе координат становится неинтегрируемой. Силовая функция задачи и соответственно гамильтониан не будут зависеть явно от времени в системе координат, где массы m_1 и m_2 остаются неподвижными [1, с. 26]. Повернем подвижную систему координат $Oxyz$ относительно оси Z на угол $(-nt)$, тогда m_1 и m_2 будут неподвижны (рис. 2)

$$\left. \begin{aligned} X &= x \cos nt + y \sin nt \\ Y &= -x \sin nt + y \cos nt, \\ Z &= z. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Если удастся проинтегрировать дифференциальные уравнения задачи в системе координат $OXYZ$, то это же решение можно получить в подвижной системе координат, так как, повернув на угол (nt) , имеем

$$\left. \begin{aligned} X &= x \cos nt - y \sin nt \\ Y &= x \sin nt + y \cos nt, \\ Z &= z. \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

отсюда находим

$$\left. \begin{aligned} x &= X \cos nt + Y \sin nt \\ y &= -X \sin nt + Y \cos nt, \\ z &= Z. \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

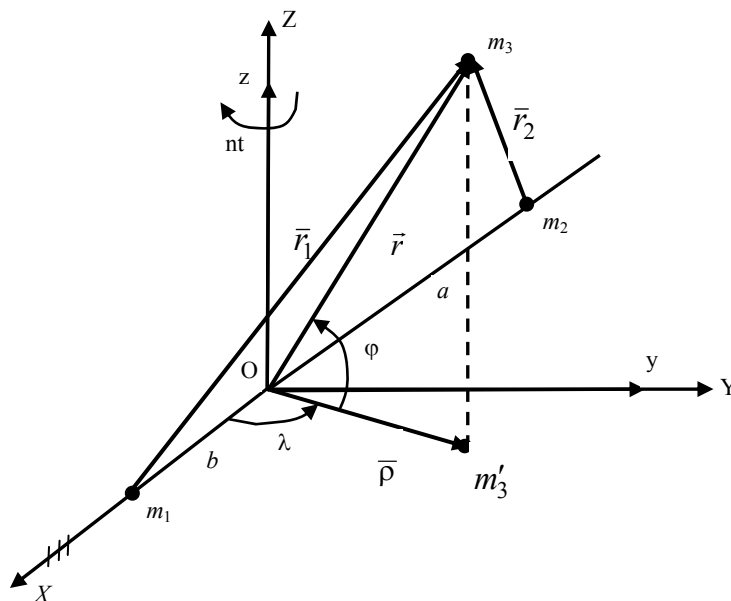


Рисунок 2 - Переход к неподвижной системе координат

Здесь в сферической системе координат имеем

$$\begin{aligned} X &= r \cos \varphi \cos \lambda, \quad Y = r \cos \varphi \sin \lambda, \quad Z = r \sin \varphi, \\ r_1 &= [(X - b)^2 + Y^2]^{1/2}, \quad r_2 = [(X + a)^2 + Y^2]^{1/2}, \end{aligned} \quad (6)$$

$$X_1 = b, Y_1 = 0, X_2 = -a, Y_2 = 0.$$

2. Новая версия задачи двух неподвижных центров и его применение

Аппроксимируем поле тяготения двух неподвижных центров полем тяготения «гипотетического тела», тогда (рис. 2) примет вид (рис. 3). Далее предположим, что:

1. «Гипотетическое тело» представляет собой сжатый сфероид

$$A = B = nC, n > 0,$$

где A, B, C – главные центральные моменты инерции.

2. Тело вращается вокруг оси динамической симметрии. Тогда силовая функция, учитывающая фигуру тела, имеет вид

$$U = \frac{\mu}{r} + \frac{\alpha_0}{r^3} - \frac{3}{2} \frac{\alpha_0}{r^3} \cos^2 \varphi = \frac{\mu}{r} + \frac{\alpha_0}{r^3} \left(1 - \frac{3}{2} \cos^2 \varphi \right). \quad (7)$$

где

$$\mu = f(m_1 + m_2), C = m_1 b^2 + m_2 a^2, \alpha_0 = fC(n-1)$$

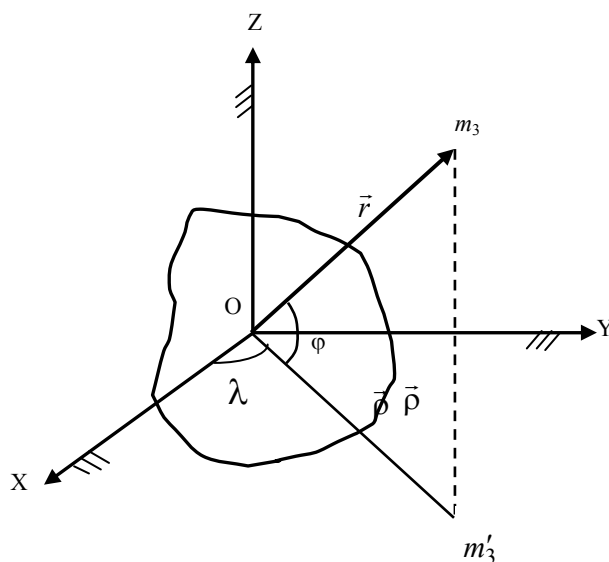


Рисунок 3 - «Гипотетическое тело» в сферической системе координат

В неподвижной системе координат гамильтониан задачи имеет вид

$$H = T - U = \frac{1}{2} \left(p_r^2 + \frac{1}{r^2 \cos^2 \varphi} p_\lambda^2 + \frac{1}{r^2} p_\varphi^2 \right) - \frac{\mu}{r} - \frac{\alpha_0}{r^3} \left(1 - \frac{3}{2} \cos^2 \varphi \right). \quad (8)$$

где T – кинетическая энергия, $p_r, p_\lambda, p_\varphi$ – импульсы, определенные выражениями

$$p_r = \dot{r}, p_\varphi = r^2 \dot{\varphi}, p_\lambda = r^2 \dot{\lambda} \cos^2 \varphi = \alpha_2 - \text{const}.$$

Уравнение Гамильтона-Якоби имеет вид

$$\left(\frac{\partial V}{\partial r} \right)^2 + \frac{1}{r^2 \cos^2 \varphi} \left(\frac{\partial V}{\partial \lambda} \right)^2 + \frac{1}{r^2} \left(\frac{\partial V}{\partial \varphi} \right)^2 - \frac{2\mu}{r} - \frac{2\alpha_0}{r^3} \left(1 - \frac{3}{2} \cos^2 \varphi \right) - 2\alpha_1 = 0, \quad (9)$$

так как $\frac{\partial H}{\partial t} = 0$. В (9) α_1 – постоянная интеграла энергии.

Полный интеграл (9) представим так

$$V = -\alpha_1 t + W_1(r) + W_2(\lambda) + W_3(\varphi). \quad (10)$$

Перепишем (9) с учетом (10), умножив на r^2

$$\left(r \frac{dW_1}{dr} \right)^2 + \frac{1}{\cos^2 \varphi} \alpha_2^2 + \left(\frac{dW_3}{d\varphi} \right)^2 - 2\mu r - \frac{2\alpha_0}{r} + \frac{3\alpha_0}{r} \cos^2 \varphi - 2\alpha_1 r^2 = 0. \quad (11)$$

Введем обозначение $\frac{dW^2}{d\lambda} = \alpha_2$, прибавим $\pm \alpha_3^2$

$$\left[\left(r \frac{dW_1}{dr} \right)^2 - \frac{2\alpha_0}{r} - 2\mu r - 2\alpha_1 r^2 + \alpha_3^2 \right] + \left[\frac{\alpha_2^2}{\cos^2 \varphi} + \left(\frac{dW_3}{d\varphi} \right)^2 + \frac{3\alpha_0}{r} \cos^2 \varphi - \alpha_3^2 \right] = 0. \quad (12)$$

Исходя из (12), имеем

$$\begin{aligned} \frac{dW_2}{d\lambda} &= \alpha_2, \quad W_2 = \alpha_2 \lambda, \\ \frac{dW_1}{dr} &= \sqrt{\frac{2\alpha_0}{r^3} + \frac{2\mu}{r} + 2\alpha_1 - \frac{\alpha_3^2}{r^2}}, \\ W_1 &= \int \sqrt{\frac{2\alpha_1 r^3 + 2\mu r^2 - \alpha_3^2 r + 2\alpha_0}{r^3}} dr, \\ \frac{dW_3}{d\varphi} &= \sqrt{\frac{3\alpha_0}{-r} \cos^2 \varphi - \frac{\alpha_2^2}{\cos^2 \varphi} + \alpha_3^2}, \\ W_3 &= \int \sqrt{\frac{3\alpha_0}{-r} \cos^4 \varphi + \alpha_3^2 \cos^2 \varphi - \alpha_2^2} \frac{d\varphi}{\cos \varphi}, \end{aligned}$$

Перепишем (10)

$$\begin{aligned} V &= -\alpha_1 t + \int \sqrt{\frac{2\alpha_1 r^3 + 2\mu r^2 - \alpha_3^2 r + 2\alpha_0}{r}} \frac{dr}{r} + \alpha_2 \lambda + \\ &+ \int \sqrt{\frac{3\alpha_0}{-r} \cos^4 \varphi + \alpha_3^2 \cos^2 \varphi - \alpha_2^2} \frac{d\varphi}{\cos \varphi}. \end{aligned} \quad (13)$$

В соответствии с теоремой Якоби имеем

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial V}{\partial \alpha_1} &= \beta_1, & \frac{\partial V}{\partial \alpha_2} &= \beta_2, & \frac{\partial V}{\partial \alpha_3} &= \beta_3, \\ \frac{\partial V}{\partial r} &= p_r, & \frac{\partial V}{\partial \lambda} &= p_\lambda, & \frac{\partial V}{\partial \varphi} &= p_\varphi. \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

Используя (14), найдем явные выражения с учетом (13)

$$\beta_1 + t = \int \frac{r^{3/2} dr}{\sqrt{2\alpha_1 r^3 + 2\mu r^2 - \alpha_3^2 r + 2\alpha_0}}, \quad (15)$$

$$\beta_2 = \lambda - \int \frac{\alpha_2}{\sqrt{\frac{3\alpha_0}{-r} \cos^4 \varphi + \alpha_3^2 \cos^2 \varphi - \alpha_2^2}} \frac{d\varphi}{\cos \varphi}, \quad (16)$$

$$\beta_3 = -\alpha_3 \int \frac{1}{\sqrt{2\alpha_1 r^3 + 2\mu r^2 - \alpha_3^2 r + 2\alpha_0}} \frac{dr}{\sqrt{r}} + \alpha_3 \int \frac{\cos \varphi d\varphi}{\sqrt{\frac{3\alpha_0}{-r} \cos^4 \varphi + \alpha_3^2 \cos^2 \varphi - \alpha_2^2}}, \quad (17)$$

$$\dot{r} = p_r, \quad \alpha_2 = r^2 \dot{\lambda} \cos^2 \varphi, \quad r^2 \dot{\varphi} = p_\varphi. \quad (18)$$

а остальные три квадратуры служат для проверки выражений для импульсов.

Используя (15), исключим из (17) интеграл, содержащий γ :

$$\frac{\beta_3}{\alpha_3} + \frac{(\beta_1 + t)}{r^2} = \int \frac{\cos \varphi d\varphi}{\sqrt{\frac{3\alpha_0}{-r} \cos^4 \varphi + \alpha_3^2 \cos^2 \varphi - \alpha_2^2}}, \quad (19)$$

с другой стороны, из (16) имеем

$$\left(\frac{\lambda - \beta_2}{\alpha_2} \right) \cos^2 \varphi = \int \frac{\cos \varphi d\varphi}{\sqrt{\frac{3\alpha_0}{-r} \cos^4 \varphi + \alpha_3^2 \cos^2 \varphi - \alpha_2^2}}, \quad (20)$$

отсюда

$$\left. \begin{aligned} \frac{\beta_3}{\alpha_3} + \frac{(\beta_1 + t)}{r^2} - \left(\frac{\lambda - \beta_2}{\alpha_2} \right) \cos^2 \varphi &= 0, \\ \alpha_2 &= r^2 \dot{\lambda} \cos^2 \varphi. \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

Из (21) следует, что наличие выражения γ сведет задачу к квадратурам.

Проинтегрируем (15) для случая эллиптического типа движения. В этом случае $\alpha_1 < 0$, поэтому (15) имеет вид

$$\beta_1 + t = \int \frac{\sqrt{r^3} dr}{\sqrt{-2\alpha_1 r^3 + 2\mu r^2 - \alpha_3^2 r - 2\alpha_0}}, \quad \mu > 0, \quad \alpha_0 > 0. \quad (22)$$

По теореме Декарта в полиномах

$$G_4(r) = -2\alpha_1 r^3 + 2\mu r^2 - \alpha_3^2 r - 2\alpha_0, \quad (23)$$

$$G_4(-r) = 2\alpha_1 r^3 + 2\mu r^2 + \alpha_3^2 r - 2\alpha_0. \quad (24)$$

В (23) две смены знака, а в (24) - одна смена знака, следовательно, один отрицательный и два положительных корня. Пусть корни полинома расположены так:

$$d_1 > d_2 > d_3,$$

где d_1 и d_2 - положительные корни, d_3 - отрицательный корень.

Преобразуем (22) к следующему виду

$$\tau = \int \frac{\sqrt{r^3} dr}{\sqrt{-r^3 + a_1 r^2 + a_2 r + a_3}}, \quad (25)$$

где

$$\tau = \sqrt{2\alpha_1} (\beta_1 + t), \quad a_1 = \frac{\mu}{\alpha_1}, \quad a_2 = -\frac{\alpha_3^2}{2\alpha_1}, \quad a_3 = -\frac{\alpha_0}{\alpha_1}.$$

Полином $G_4(r)$ положителен на двух интервалах

$$d_2 \leq r \leq d_1, \quad r \leq d_3,$$

причем второй интервал выпадает, так как $r > 0$.

Перейдем от (25) к нормальной форме Лежандра [3, с. 647]

$$\tau = \mu_0 \int_0^\psi \frac{\sqrt{r^3} d\psi}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \psi}}, \quad \text{где } \mu_0 = \frac{2}{\sqrt{d_{31}}}, \quad 0 < k < 1, \quad k^2 = \frac{d_{21}}{d_{31}}, \quad (26)$$

$$r = \frac{d_2 d_{31} - d_3 d_{21} \sin^2 \psi}{d_{31} - d_{21} \sin^2 \psi}, \quad \text{при } \psi = 0 \quad r = d_2 \quad \text{и при } \psi = \frac{\pi}{2}, \quad r = d_1. \quad (27)$$

Преобразуем (27), оставляя в разложениях в ряд величины порядка $O(k^5)$:

$$r = d_2 [(1 + k^2 a_{02} + k^4 a_{04}) + (k^2 a_{12} + k^4 a_{14}) \cos \psi + (k^2 a_{22} + k^4 a_{24}) \cos 2\psi], \quad (28)$$

где

$$d_0 = \frac{d_3}{d_2}, \quad a_{02} = \frac{1}{2}(1 - d_0), \quad a_{04} = \frac{1}{4}\left(\frac{3}{2} - d_0\right), \quad a_{12} = \frac{1}{2}d_0, \quad a_{14} = \frac{1}{8}d_0, \\ a_{22} = \frac{1}{2}, \quad a_{24} = \frac{1}{2}\left(\frac{1}{2}d_0 - 1\right).$$

Проинтегрировав (26) с учетом (28), принимая во внимание $\tau = \sqrt{2\alpha_1}(\beta_1 + t)$, имеем

$$t = \ell_0 + (\ell_{00} + k^2 \ell_{02} + k^4 \ell_{04})\psi + (k^2 \ell_{12} + k^4 \ell_{14})\sin \psi + (k^2 \ell_{22} + k^4 \ell_{24})\sin 2\psi, \quad (29)$$

где

$$\ell_0 = -\beta_1, \quad \ell_{00} = \frac{\mu_0 d_2^{3/2}}{\sqrt{\alpha_1}}, \quad \ell_{02} = \frac{\ell_{00}}{2}(1 + 3a_{02}), \quad \ell_{12} = \frac{3}{2}\ell_{00}a_{12}, \\ \ell_{04} = \ell_{00}\left(\frac{3}{4}a_{02} + \frac{3}{4}a_{04} + \frac{27}{32}a_{02}^2 + \frac{27}{64}a_{12}^2 - \frac{21}{256}\right), \quad \ell_{22} = \frac{3}{8}\ell_{00}, \\ \ell_{14} = \ell_{00}\left(\frac{3}{2}a_{14} + \frac{27}{16}a_{02}a_{12} + \frac{51}{64}a_{12}\right), \quad \ell_{24} = \left[\frac{3}{4}a_{24} + \frac{27}{128}(a_{12}^2 + a_{02}) - \frac{3}{16}\right].$$

Обратив ряд (29), имеем

$$\psi = (\gamma_0 + k^4 \gamma_1) + (\gamma_2 + k^2 \gamma_3 + k^4 \gamma_4)t + (k^2 \gamma_5 + k^4 \gamma_6)\sin t + (k^2 \gamma_7 + k^4 \gamma_8)\sin 2t, \quad (30)$$

где

$$\gamma_0 = -\frac{\ell_0}{\ell_{00}}, \quad \gamma_1 = \frac{1}{2}\frac{\ell_{02}^2}{\ell_{00}}, \quad \gamma_2 = \frac{1}{\ell_{00}}, \quad \gamma_3 = \ell_{02}\gamma_2, \quad \gamma_4 = \ell_{04}\gamma_2, \quad \gamma_5 = \ell_{12}\gamma_2, \\ \gamma_6 = \gamma_2(\ell_{14} + \ell_{02}\ell_{12} - \ell_{12}\ell_{22}), \quad \gamma_7 = \ell_{22}\gamma_2, \quad \gamma_8 = \gamma_2\left(\ell_{24} + \frac{1}{2}\ell_{12}^2 + \ell_{02}\ell_{22}\right).$$

Теперь мы перепишем (19) в следующем виде

$$\int \frac{\cos \varphi d\varphi}{\sqrt{\frac{6\alpha_0}{r} \cos^4 \varphi + \alpha_3^2 \cos^2 \varphi - \alpha_2^2}} = \frac{1}{\alpha_3} \beta_3 + (\beta_1 + t) \cdot \{(e_{00} + k^2 e_{02} + k^4 e_{04}) + (k^2 e_{12} + k^4 e_{14}) \cos \psi + (k^2 e_{22} + k^4 e_{24}) \cos 2\psi + k^4 e_{34} \cos 3\psi\}, \quad (31)$$

где

$$\begin{aligned} \psi &\approx (\gamma_0 + \gamma_2 t), \quad e_{00} = d_2^{-2}, \quad e_{02} = -2e_{00}a_{02}, \quad e_{04} = e_{00} \left(\frac{3}{8} + \frac{3}{2} a_{12}^2 + 3a_{02}^2 - 2a_{04} \right), \\ e_{12} &= -2e_{00}a_{12}, \quad e_{22} = -e_{00}, \quad e_{14} = e_{00} \left(\frac{3}{2} a_{12} + 6a_{02}a_{12} - 2a_{14} \right), \\ e_{24} &= e_{00} \left(3a_{12} + \frac{3}{2} a_{12}^2 - 2a_{14} \right), \quad e_{34} = \frac{3}{2} e_{00} a_{12}. \end{aligned}$$

Если учесть (30), то из (28) мы имеем явную зависимость r от времени. Преобразуем (31), учитывая (20)

$$\begin{aligned} \left(\frac{\lambda - \beta_2}{\alpha_2} \right) \cos^2 \varphi = \frac{\beta_3}{\alpha_3} + (\beta_1 + t) \cdot \{(n_{00} + k^2 n_{02} + k^4 n_{04}) + (k^2 n_{12} + k^4 n_{14}) \cos \gamma_2 t + \\ + (k^2 n_{22} + k^4 n_{24}) \cos 2\gamma_2 t + (k^3 n_{32} + k^4 n_{34}) \sin \gamma_2 t + (k^2 n_{42} + k^4 n_{14}) \sin 2\gamma_2 t\}, \quad (32) \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} n_{00} = e_{00}, \quad n_{02} = e_{02}, \quad n_{04} = e_{04}, \quad n_{12} = e_{12} \cos \gamma_0, \quad n_{14} = e_{14} \cos \gamma_0, \quad n_{22} = e_{22} \cos 2\gamma_0, \\ n_{24} = e_{24} \cos 2\gamma_0, \quad n_{32} = -e_{12} \sin \gamma_0, \quad n_{34} = e_{14} \sin \gamma_0, \quad n_{42} = -e_{22} \sin 2\gamma_0, \\ n_{44} = -e_{24} \sin 2\gamma_0. \end{aligned}$$

Рис. 2 соответствует рис. 1 при $t = 0$, поэтому из (5) имеем

$$X^2 + Y^2 = \ell^2,$$

с другой стороны, из (21) и (6)

$$X^2 + Y^2 = (r \cos \varphi)^2, \quad \frac{d\lambda}{dt} = \frac{\alpha_2}{(r \cos \varphi)^2} = \frac{\alpha_2}{\ell^2}, \quad \lambda = \frac{\alpha_2}{\ell^2} t + \lambda_0,$$

$$\frac{\alpha^2}{\ell^2} \left[\frac{i^2 \tilde{n}^{-1}}{i^2} \right] = n [\tilde{n}^{-1}], \quad \lambda_0 - \text{постоянная интегрирования, следовательно, имеем}$$

$$\lambda = nt + \lambda_0, \quad \dot{\lambda} = n.$$

Далее введем «золотое правило». Величины порядка $O(k^2)$ и $O(k^4)$ в угловых переменных можно не учитывать. На самом деле в технических расчетах $k^2 \doteq 0,01$, исходя из этого, имеем, например,

$$\cos(45^0 + 0,01^0) = 0,70698, \quad \cos 45^0 \approx 0,70711,$$

тогда предельная абсолютная погрешность равна

$$|\delta| = \frac{\alpha \cdot 100\%}{\cos 45,01^0} \approx 0,018\%.$$

Таким образом, не учитывая $O(k^2)$, допускаем ошибку всего лишь порядка 0,018%.

Далее мы, используя это правило, из (32) найдем

$$\cos \varphi = \sqrt{\frac{\alpha_2}{nt + (\lambda_0 - \beta_2)} \left[\frac{\beta_3}{\alpha_3} + (\beta_1 + t)n_{00} \right]}, \quad (34)$$

Общее решение ограниченной круговой задачи трех тел в соответствии с (5) и (6) имеет вид:

$$\left. \begin{aligned} x &= r \cos \varphi \cos \lambda_0, \\ y &= r \cos \varphi \sin \lambda_0, \\ z &= r \sin \varphi, \end{aligned} \right\} \quad (35)$$

где r и $\cos \varphi$ определяются соответственно выражениями (28), причем $\psi = \gamma_0 + \gamma_2 t$ и (34). Здесь λ_0 задается начальными условиями задачи.

3. Выводы и заключение

1. При $t = t_0$, $\lambda = \lambda_0$, $\varphi = \varphi_0$, $r = r_0$ пробное тело m_3 начинает движение эллиптического типа с точки $M_0(r_0, \varphi_0, \lambda_0)$, фокус «квазиэллипса» находится в центре масс сжатого сфероида O , далее с течением времени орбита на интервале $d_2 \leq r \leq d_1$, «деформируясь», равномерно вращается с угловой скоростью $n = \text{const}$ относительно оси Z , причем

$$\lambda_0 \leq \lambda \leq (nt_k + \lambda_0), \quad t_0 \leq t \leq t_k, \quad \cos \varphi_0 \leq \varphi \leq \cos \varphi_k,$$

где

$$t_0 = \ell_0, \quad t_k = \ell_0 + (\ell_{00} + k^2 \ell_{02} + k^4 \ell_{04}) \frac{\pi}{2},$$

$$\cos \varphi_0 = \sqrt{\frac{\alpha_2}{nt_0 + (\lambda_0 - \beta_2)} \left[\frac{\beta_3}{\alpha_3} + (\beta_1 + t_0)n_{00} \right]},$$

$$\cos \varphi_k = \sqrt{\frac{\alpha_2}{nt_k + (\lambda_0 - \beta_2)} \left[\frac{\beta_3}{\alpha_3} + (\beta_1 + t_k)n_{00} \right]}.$$

2. Введена новая версия задачи двух неподвижных центров, которая обладает следующими преимуществами:

- аппроксимирующие выражения просты;
- включает в себя часть возмущений ИСЗ от сжатия;
- задача допускает интегрирование в замкнутой форме;
- позволяет построить решение, которое ближе к истинной орбите, чем «кеплеров эллипс»;
- преодолен серьезный «барьер» метода разделения переменных, связанная с неоднородностью переменных;
- получено новое решение ограниченной круговой задачи трех тел в подвижной системе координат;
- введено новое «золотое правило», которое упрощает аналитические решения, записанные в угловых переменных.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Шинибаев М.Д., Беков А.А. и др. Новая версия задачи 2-х неподвижных центров //Тезисы докладов межд. конф. «Математические методы и современные космические технологии», посвященной 80-летию академика У.М.Султангазина.- Алматы, 2016, 4-5 октября.- С. 186-188.

[2] Себехей В. Теория орбит. Ограниченная задача трех тел.- М.: Наука, 1982.- 656 с.

[3] Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров.- М.: Наука, 1968.- 720 с.

REFERENCES

[1] Shinibaev M.D., Bekov A.A. i dr. Novaja versija zadachi 2-h nepodviznyh centrov //Tezisy dokladov mezhd. konf. «Matematicheskie metody i sovremennye kosmicheskie tehnologii», posvjashhennoj 80-letiju akademika U.M.Sultangazina.- Almaty, 2016, 4-5 oktjabrja. S. 186-188. (in Russ.).

[2] Sebehej V. Teorija orbit. Ogranichennaja zadacha treh tel. M.: Nauka, 1982. 656 s. (in Russ.).

[3] Korn G., Korn T. Spravochnik po matematike dlja nauchnyh rabotnikov i inzhenerov. M.: Nauka, 1968. 720 s. (in Russ.).

ӘОЖ: 629.195+531.1

**М.Д. Шыныбаев¹, С.С. Даирбеков², С.А. Жолдасов²,
Д.Р. Алиасқаров², Г.Е. Мырзақасова², С.А. Шекербекова², А.Ж. Садыбек²**

¹ «Ұлттық ғарыштық зерттеулер мен технологиялар орталығы» АҚ, Алматы қ., Қазақстан;

² Сырдария университеті, Жетісай қ., Қазақстан

**ЕКІ ЖЫЛЖЫМАЙТЫН НҮКТЕ ПРОБЛЕМАСЫНЫҢ ЖАҢА НҮСҚАСЫН
ҮШ ДЕНЕ ЕСЕБІНДЕ ҚОЛДАНУ**

Аннотация. «Жылжымайтын екі нүктелер есебінің жаңа нұсқасы» 2016 жылы енгізілді [1, б. 186-188]. Жаңа нұсқаның негізгі айрықшылығын белгілейік:

1. Екі жылжымайтын нүктелердің күш өрісін өске қатысты симметриялық қысылған сфероидтың күші өрісімен аппроксимацияланған

$$A = B = nC, \quad n \neq 0, \quad n > 0,$$

мұнда A, B, C – дененің центрлік бас инерциялық моменттері.

2. Жаңа нұсқа басқалардан айрықшылығы, ол жақын орналасқан жасанды Жер серіктерінің қозғалыстарын зерттеуге бейімделген.

Алғашқы рет екі жылжымайтын нүктелер есебі XIX ғасырда пайда болды, бірақ қолданусыз қала берді, өйткені табиғатта оған аналог табылмайды. Тек 1961 жылы Е.А. Гребениковтың, В.Г. Деминнің және Е.П. Аксеновтың зерттеулерінің арқасында бұл ескі есепті жасанды Жер серігінің қозғалысын зерттеуге қолдануға болатындығы белгілі болды. Осылай Л.Эйлер қойған және алғаш рет шешімін алған есеп өміршең болды.

Біздің мақаламызда осы есептің жаңа нұсқасы шектелген шеңберлік үш дене есебінің шешімін табуға қолданылады, ол шешім осы күнде де ғарыштық қозғалысты зерттеу де өте қажет.

Тірек сөздер: жасанды Жер серігі, екі жылжымайтын нүктелер есебі, гравитациялық күш өрісі, үш дене есебі, сынақ денесі, сынақ денесінің қозғалысы, шектелген шеңберлік үш дене есебі.

NEWS

OF THE NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF THE REPUBLIC OF KAZAKHSTAN
PHYSICO-MATHEMATICAL SERIES

ISSN 1991-346X

Volume 1, Number 311 (2017), 137 – 143

UDC 517.929

A. Sh. Shaldanbayev¹, M. Akylbayev², M.B. Saprunova³¹Southern Kazakhstan state university; ²Southern Kazakhstan pedagogical university;³Southern Kazakhstan state pharmaceutical academyshaldanbaev51@mail.ru**ABOUT AN ADVANCE OF WAVES ON AN EXPLOSIVE STRING**

Abstract. In this work, with the help of the spectral theory of a functional differential equation, it is studied an advance of waves on an explosive string, in particular, the formula of coordinate of a point of discontinuity of a string is offered.

Keywords: wave guide, functional differential equation, range, basis of Riesz, initial value problem.

ӘОЖ 517.929

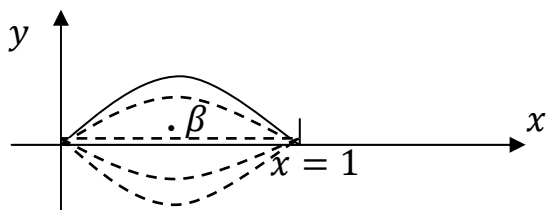
А.Ш. Шалданбаев¹, М.И. Акылбаев², М.Б. Сапрунова³¹Оңтүстік-Қазақстан мемлекеттік университеті;²Оңтүстік-Қазақстан педагогикалық университеті;³Южно-Казахстанская государственная фармацевтическая академия**ТОЛҚЫНДАРДЫҢ ҮЗІК ІШЕК БОЙЫМЕН ТАРАЛУЫ ТУРАЛЫ**

Аннотация. Бұл еңбекте функционал-дифференциалдық тендеулердің спектралдік теориясы арқылы, толқындардың үзек ішек бойымен таралуы зерттелген, дәлірек айтсақ, үзіліс нүктесінің координатасы табылды.

Түйін сөздер: Толқынот, функционал-дифференциалдық тендеулер, спектр, спектралді таралым, Рисстің базисі, Кошидің есебі.

1.Кіріспе. Информатика ғылымы негізгі үш нәрсемен айналысады. Олар информацияны жинау, сақтау, өңдеу және тарату. Информацияны жинаумен арнайы қызметкерлер: барлаушылар, сарапшылар, статистер, клерктер айналысады, ал өңдеумен программистер шұғылданады. Дайын информацияны тұтынушыға байланысшылар жеткізеді, бұл үшін, әрине, арнайы құрал жабдықтар қажет, атап айтқанда, электр желілері. Информация осы желілер арқылы электромагнитті толқындар түрінде тарайды. Соңғы кездері желісіз тарату жолдары да дами бастады. Электромагнитті толқындардың таралу теориясынның негізін қалаған ағылшынның көрнекті физигі Джеймс Максвелл деп саналады. Толқындардың таралуы осы кісінің тендеулері арқылы өрнектеледі. Толқындардың таралу барысында әр түрлі кедергілер кездесуі мүмкін, олардың қатарына: ортаның өткізгіштік қасиеті, құралдардың физикалық және химиялық қасиеттері, жаудың қарсы әрекеттері, құралдардың кейбір бөліктерінің істен шығуы жатады. Біз өз зерттеуімізді дәл осы тақырыпқа арнадық, айталық, ішектің тербелуі нәтижесінде ауаға керекті дыбыстар таралып жатсын, белгілі бір сәтте ішек жау әрекетінен үзіліп кетсін делік, бірақ ол әрине, біраз уақыт тербеліп, өз қызметін атқара береді. Яғни, бұл сәтте дыбыстың сапасы мен құрамы өзгереді. Біздің мақсатымыз, ішектің үзілген жерін табу!

Есептің қойылуы. Ұштары $x = 0$ және $x = 1$ нүктелерінде байланған ішектің еркін тербелісін зерттейік.



1 – сурет

Айталық, белгілі бір сәтте 0 мен 1 арасында жатқан $x = \beta$ нүктесінде ішек үзіліп кетті делік. Егер де ішек осы сәтте өзінің энергиясын жоғалтпаса, онда ол инерциясы бойынша тербеле береді. Әрине, дыбыстың сапасы өзгереді, осыған байланысты мынадай сұрақ туындайды. Дыбыстың құрамы бойынша ішектің үзілген жерін табуға бола ма?

Дифференциалдық операторлардың спектралдік теориясы мен гармоникалық анализдің жетістіктері электромагнитті толқындарды тарату теориясында бұрыннан бері кеңінен қолданылады, мұны біз [1-8] жұмыстардан айқын байқадық.

Біз бұл жұмыста жоғарыдағы есепті, аргументі ауытқыған дифференциалдық теңдеулердің спектралдік теориясына сүйеніп зерттедік және осы зерттеулер барысында [9] еңбектің жетістіктерін кеңінен пайдаландық. Сонымен бірге спектралдік теорияның жетістіктері [10-24] кеңінен қолданылды.

2. Зерттеу әдісі

Негізгі жетістіктерді алу үшін біз төмендегі леммаларға сүйенеміз, олар туралы толық мәліметті жоғарыда аталған [9-24] еңбектерден табуға болады.

Лемма 2.1.

(а) Егер α нақты шама болса, онда мына,

$$y'(x) = \lambda y(\alpha - x), \quad (2.1)$$

теңдеудің әрбір шешімі, мына:

$$-y''(x) = \lambda^2 y(x),$$

Штурм – Лиувилл теңдеуінің шешімі болады.

(б) Жоғарыдағы (2.1) теңдеудің шешімдерінің кеңістігі бір салалы.

(в) Осы (2.1) теңдеудің жалпы шешімі мынадай:

$$y(x) = A \cdot \left[\cos \lambda \left(x - \frac{\alpha}{2} \right) + \sin \lambda \left(x - \frac{\alpha}{2} \right) \right] \quad (2.3)$$

болады, мұндағы A - кез келген тұрақты шама.

Лемма 2.2.

(а) Егер $0 < \alpha < 1$ болса, онда Кошидің мына,

$$y'(x) = \lambda y(\alpha - x), \quad x \in (0,1), \quad (2.4)$$

$$y(0) = 0 \quad (2.5)$$

есемінің шексіз көп, нақты меншікті мәндері:

$$\lambda_n = (-1)^n \frac{\pi}{\alpha} \left(n + \frac{1}{2} \right), \quad n = 0,1,2, \dots$$

бар және оларға мынадай:

$$y_n(x) = \sqrt{\frac{2}{\alpha}} \sin \frac{\pi}{\alpha} \left(n + \frac{1}{2} \right) x, \quad n = 0,1,2, \dots$$

меншікті функциялар сәйкес келеді, олар $L^2(0, \alpha)$ кеңістігінде ортонормаланған базис құрайды, бірақ негізгі $L^2(0,1)$ кеңістігінде толымсыз.

(б) Егер $\alpha > 1$ болса, онда (2.4) – (2.5) шекаралық есептің меншікті функциялары $L^2(0,1)$ кеңістігінде базис құрайды.

(в) Егер $\alpha = 1$ болса, онда (2.4) – (2.5) шекаралық есептің меншікті функциялары $L^2(0,1)$ кеңістігінде ортонормаланған базис құрайды.

(г) Егер $\alpha = 0$ болса, онда (2.4) – (2.5) шекаралық есеп вольтерлік есеп, яғни оның меншікті мәндері жоқ.

Дәлелі. Жоғарыдағы (2.5) шекаралық шартқа (2.3) формуласын апарып қойсақ,

$$A \cdot \left[\cos \frac{\lambda \alpha}{2} - \sin \frac{\lambda \alpha}{2} \right] = 0$$

екенін көреміз, мұнан $A \neq 0$ болғандықтан,

$$\cos \frac{\lambda \alpha}{2} - \sin \frac{\lambda \alpha}{2} = 0, \Rightarrow \operatorname{tg} \frac{\lambda \alpha}{2} = 1,$$

$$\frac{\lambda_{2n} \cdot \alpha}{2} = \frac{\pi}{4} + n\pi, \quad \lambda_{2n} \cdot \alpha = \frac{\pi}{2} + 2n\pi, \quad \lambda_{2n} = \frac{\pi}{\alpha} \left(2n + \frac{1}{2} \right), n = 0, 1, \dots$$

$$y_{2n}(x) = A_{2n} \left[\cos \frac{\pi}{\alpha} \left(2n + \frac{1}{2} \right) \left(x - \frac{\alpha}{2} \right) + \sin \frac{\pi}{\alpha} \left(2n + \frac{1}{2} \right) \left(x - \frac{\alpha}{2} \right) \right], n = 0, 1, \dots$$

Мына, $\cos \frac{\lambda_{2n} \cdot \alpha}{2} = \sin \frac{\lambda_{2n} \cdot \alpha}{2}$, теңдіктер алынған формуланы, мына:

$$u_{2n}(x) = A_{2n} \cdot \sin \frac{\pi}{\alpha} \left(2n + \frac{1}{2} \right) x, \quad n = 0, 1, 2, \dots$$

келтіруге болады.

Мына,

$$v'(x) = -\lambda v(\alpha - x)$$

теңдеудің шешімі мына,

$$v(x) = B \cdot \left[\cos \lambda \left(x - \frac{\alpha}{2} \right) - \sin \lambda \left(x - \frac{\alpha}{2} \right) \right]$$

функция болатынын көру соншалықты қиын емес. Осы өрнекті жоғарыдағы (2.5) шекаралық шартқа апарып қойсақ, онда

$$\lambda_{2m-1} = \frac{\pi}{\alpha} \left(2m - \frac{1}{2} \right), \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots,$$

$$v_{2m-1}(x) = B_{2m-1} \left[\cos \frac{\pi}{\alpha} \left(2m - \frac{1}{2} \right) \left(x - \frac{\alpha}{2} \right) - \sin \frac{\pi}{\alpha} \left(2m - \frac{1}{2} \right) \left(x - \frac{\alpha}{2} \right) \right],$$

екенін көреміз, мұндағы B_{2m-1} - кез келген тұрақты шамалар.

Егер де мынадай,

$$\mu_n = (-1)^n \frac{\pi}{\alpha} \left(n + \frac{1}{2} \right), \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

$$u_n(x) = A_n \cdot \sin \mu_n x, \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

белгілеулер енгізсек, онда меншікті мәндер мен меншікті функциялардың табылған серияларын тұтас бір серия етіп жазуға болады. Индекстердің теріс мәндері жаңа меншікті функцияларды туындатпайды, сондықтан біз теріс емес индекстермен шектелеміз. Алынған $\{u_n(x)\}$, $n = 0, 1, \dots$, системасының толымдылығы $\{\sin nt\}$, $n = 1, 2, \dots$ системасының $L^2(0, \pi)$ кеңістігінде толымдылығының салдары. Нормалаушы A_n ($n = 1, 2, \dots$) коэффициенттерін есептеу оншалықты қиын емес және олар мына,

$$A_n = \sqrt{\frac{2}{\alpha}}, \quad (\alpha > 0), \quad n = 1, 2, \dots$$

формулалармен табылады.

Бұл табылған $\{u_n(x)\}$, $n = 0, 1, \dots$ системасы мына,

$$-u''(x) = \lambda^2 u(x),$$

$$u(0) = 0, \quad u'(\alpha) = 0$$

симметриялы Штурм – Лиувилл шекаралық есебінің меншікті функциялары болғандықтан өзара ортогонал болады.

(6) Егер $\alpha > 1$ болса, онда $L^2(0, 1) \subset L^2(0, \alpha)$, ал $\{u_n(x)\}$, $n = 0, 1, \dots$ системасы $L^2(0, \alpha)$ кеңістігінде толымды болғандықтан, ол $L^2(0, 1)$ кеңістігінде де толымды болады. $L^2(0, 1)$ кеңістігінде жатқан $f(x)$ функциясын $1 \leq x \leq \alpha$ аралығында 0 -мен жалғастырып, сонан соң оны $L^2(0, \alpha)$ кеңістігінің элементі деп санауымызға болады және сол себепті ортонормаланған системаның қатарына таратуымызға болады. Бұл қатар $L^2(0, \alpha)$ кеңістігінің нормасы бойынша жинақталады, оның $L^2(0, 1)$ кеңістігінің нормасы бойынша да жинақталатыны айдан анық, бірақ бұл система $L^2(0, 1)$ кеңістігінде отронормаланған емес, сол себепті бұл кеңістікте Рисстің базисін құрайды.

(в) Бұл бөлімше алдыңғы (а) бөлімшесінің дербес жағдайы.

(г) Егер $\alpha = 0$ болса, онда $y'(x) = \lambda y(\alpha - x)$, $y(0) = 0$, $y'(0) = 0$ ($\lambda \neq 0$); $-y''(x) = \lambda^2 y(x)$, сондықтан Кошидің есебінің шешімінің бірегейлігі туралы теорема бойынша $y(x) \equiv 0$.

Лемма 2.3.

(а) Егер $\alpha < 2$ болса, онда Кошидің мына,

$$y'(x) = \lambda y(\alpha - x), \quad (2.6)$$

$$y(1) = 0 \quad (2.7)$$

есебінің шексіз көп, нақты меншікті мәндері:

$$\mu_n = (-1)^{n+1} \frac{\pi}{2-\alpha} \left(n + \frac{1}{2} \right), \quad n = 0, 1, 2, \dots$$

және оларға сәйкес:

$$y_n(x) = \sqrt{\frac{2}{2-\alpha}} \sin \frac{\pi}{2-\alpha} \left(n + \frac{1}{2} \right) (1-x), \quad n = 0, 1, 2, \dots$$

меншікті функциялары бар. Олар $L^2(\alpha - 1, 1)$ кеңістігінде ортонормаланған базис құрайды.

(б) Егер $\alpha < 1$ болса, онда (2.6) – (2.7) Коши есебінің меншікті функциялары $L^2(0, 1)$ кеңістігінде базис құрайды.

(в) Егер $\alpha = 2$ болса, онда (2.6) – (2.7) Коши есебі вольтерлі, яғни оның меншікті мәндері жоқ.

(г) Егер $\alpha > 1$ болса, онда (2.6) – (2.7) Коши есебінің меншікті функциялары толымды, әрі ортогонал олар нормаланғаннан соң $L^2(1, \alpha - 1)$ кеңістігінде ортонормаланған базис құрайды.

Дәлелі.

(а) Бұл тұжырым лемма 2.2 секілді дәлелденеді.

(б) Егер $\alpha < 1$ болса, онда $\alpha - 1 < 0$, сондықтан $[0, 1] \subset [\alpha - 1, 1]$. Демек, $L^2(0, 1) \subset L^2(\alpha - 1, 1)$. $L^2(0, 1)$ кеңістігінің кез келген $f(x)$ функциясын $[\alpha - 1, 0]$ аралығына нөлмен жалғастырып, сонан соң оны $L^2(\alpha - 1, 1)$ кеңістігінің элементі деп санауымызға болады.

Осындай жолмен табылған функцияны (2.6) – (2.7) есебінің меншікті функциялары бойынша Фурье қатарына таратып жазсақ, онда ол қатар $L^2(\alpha - 1, 1)$ кеңістігінде жинақталады. Бұл қатар $L^2(0, 1)$ кеңістігінің нормасы бойынша да жинақталады, бірақ бұл сәтте қатардың мүшелері өзара ортогонал емес болғандықтан, олар Рисстің базисін құрайды.

(в) Егер $\alpha = 2$ болса, онда мына:

$$\begin{aligned} y'(x) &= \lambda y(\alpha - x), \\ y(1) &= 0 \end{aligned}$$

теңдіктерден $y'(1) = 0$, $-y''(x) = \lambda^2 y(x)$ теңдіктерді аламыз. Сондықтан Коши есебінің шешімінің бірегейлігі туралы теорема бойынша, $y(x) \equiv 0$.

(г) Бұл бөлімше лемма 2.2 – нің салдары.

3. Зерттеу нәтижелері

Жоғарыдағы 2.3 – лемманың $\alpha < 2$ сәтіндегі нәтижелерінен (2.6) – (2.7) шекаралық есебінің ішектің $(\alpha - 1, 1)$ аралығындағы тербелісін өрнектейтінін байқаймыз, мұны біз мына жайдан да көре аламыз. Дәл осы есептің шешімі төмендегі:

$$\begin{aligned} -y''(x) &= \lambda^2 y(x), \\ y(1) &= 0, \quad y'(\alpha) = 0 \end{aligned}$$

Штурм – Лиувилл есебінің де шешімі болады. Меншікті мәндердің таңбаларының әртүрлі болуы ішектің бойымен екі түрлі тура (және кері) толқындар тарайтынын аңғартады. Бірақ, бұл жайды Штурм – Лиувилл есебінен байқау оңай емес.

Егер де біз $\alpha - 1 > 0$ және $\alpha - 1 < 1$ болсын деп жорысақ, онда $1 < \alpha < 2$ және $\alpha - 1$ нүктесі $(0, 1)$ аралығында жатады. Негізгі $[0, 1]$ кесіндісі екі бөлікке бөлініп қалады, $[0, \alpha - 1]$ аралығында Кошидің мына:

$$y'(x) = \lambda y(\alpha - 1 - x), \quad y(0) = 0 \quad (3.1)$$

есебінің меншікті функциялары толымды ортогонал система құрайды, ал $[\alpha - 1, 1]$ аралығында Кошидің мына:

$$y'(x) = \lambda y(\alpha - x), \quad y(1) = 0 \quad (3.2)$$

есебінің меншікті функциялары толық ортогонал система болады. Өзара салыстыру мақсатында,

осы екі шекаралық есептердің меншікті функцияларының $x = \alpha - 1$ нүктесіндегі мәндерін есептейік. Жоғарыдағы (3.1) шекаралық есебінің меншікті функциялары мынадай:

$$y_n(x) = \sqrt{\frac{2}{\alpha-1}} \sin \frac{\pi}{\alpha-1} \left(n + \frac{1}{2}\right) x, \quad n = 0, 1, 2, \dots$$

болады, сондықтан

$$y_n(\alpha - 1) = \sqrt{\frac{2}{\alpha-1}} \sin \frac{\pi}{\alpha-1} \left(n + \frac{1}{2}\right) (\alpha - 1) = \sqrt{\frac{2}{\alpha-1}}.$$

Ал (3.2) шекаралық есебінің меншікті функциялары мынадай:

$$z_n(x) = \sqrt{\frac{2}{2-\alpha}} \sin \frac{\pi}{2-\alpha} (1-x), \quad n = 0, 1, 2, \dots$$

болады, сондықтан $x = \alpha - 1$ болған сәтте

$$z_n(\alpha - 1) = \sqrt{\frac{2}{2-\alpha}} \sin \frac{\pi}{2-\alpha} \left(n + \frac{1}{2}\right) (2 - \alpha) = \sqrt{\frac{2}{2-\alpha}} \sin \pi \left(n + \frac{1}{2}\right).$$

Демек, $x = \alpha - 1$ нүктесіндегі үзіктің шамасы мынадай:

$$r = \sqrt{2} \sin \left(n + \frac{1}{2}\right) \pi \left(\sqrt{\frac{1}{2-\alpha}} - \sqrt{\frac{1}{\alpha-1}}\right) = (-1)^n \sqrt{2} \left(\sqrt{\frac{1}{2-\alpha}} - \sqrt{\frac{1}{\alpha-1}}\right)$$

болады.

Енді дәл осы $x = \alpha - 1$ нүктесіндегі меншікті функциялардың туындыларын есептеп көрелік.

$$y_n'(x) = \sqrt{\frac{2}{2-\alpha}} \cdot \frac{\pi}{\alpha-1} \left(n + \frac{1}{2}\right) \cos \frac{\pi}{\alpha-1} \left(n + \frac{1}{2}\right) x, \quad y_n'(\alpha - 1) = 0;$$

$$z_n'(x) = -\sqrt{\frac{2}{2-\alpha}} \cdot \frac{\pi}{2-\alpha} \left(n + \frac{1}{2}\right) \cos \frac{\pi}{2-\alpha} \left(n + \frac{1}{2}\right) (1-x), \quad z_n'(\alpha - 1) = 0.$$

4. Талқысы

Егер де $r = 0$ болса, онда үзік жоқ сияқты көрінеді, бірақ бұл алдамшы жай, шынында, жағдай олай емес. Бұл сәтте $2 - \alpha = \alpha - 1$, $2\alpha = 3$, $\alpha = 1,5$, $\alpha - 1 = 2 - \alpha = 0,5$, сонымен бірге

$$y_n(x) = 2 \sin 2\pi \left(n + \frac{1}{2}\right) x = 2 \sin(2n\pi + \pi)x = 2 \sin \pi(2n + 1)x, \quad n = 0, 1, \dots$$

$$z_n(x) = 2 \sin 2\pi \left(n + \frac{1}{2}\right) (1-x) = 2 \sin(2n\pi + \pi)(1-x) = \\ = 2 \sin \pi(2n + 1)(1-x), \quad n = 0, 1, \dots$$

$$-y''_n(x) = \frac{\pi^2}{(\alpha-1)^2} \left(n + \frac{1}{2}\right)^2 y_n(x), \quad y_n(0) = 0, \quad y_n'(\alpha - 1) = 0;$$

$$-z''_n(x) = \frac{\pi^2}{(2-\alpha)^2} \left(n + \frac{1}{2}\right)^2 z_n(x), \quad z_n(1) = 0, \quad z_n'(\alpha - 1) = 0.$$

Демек, $z_n(x) = y_n(1-x)$, ал $y_n(x)$ ($n = 0, 1, \dots$) системасы мына,

$$-y''(x) = \lambda^2 y(x), \quad y(0) = 0, \quad y(1) = 0$$
 Штурм – Лиувилл есебінің меншікті функцияларының

тек бір ғана бөлігі болғандықтан, олар $L^2(0,1)$ кеңістігінде толымды емес, бірақ олар $L^2\left(0, \frac{1}{2}\right)$ мен $L^2\left(\frac{1}{2}, 1\right)$ кеңістіктерінің әрқайсысында толымды система болады. Бұл жағдайда ішектің үзілгенін байқау мүмкін емес, оны тек дыбыстың сапасы бойынша білуге болады. Жоғарыда жүргізілген есептеулерден, дыбыстың жиілігінің тең жартысы жоғалатынын көреміз, яғни ішек үзілгеннен кейін бұрынғы жиіліктердің жартысы жоғалып кетеді.

5. Қорытынды

Жоғарыдағы есептеулердің көрсеткеніндей, ішек үзілгеннен кейін жиіліктердің жаңа сериялары пайда болады. Оларды өлшеп, сонан соң олардың айырмасын тапсақ, онда мына:

$$\Delta\lambda = \sqrt{\frac{1}{2-\alpha}} - \sqrt{\frac{1}{\alpha-1}}$$

формула арқылы ішектің үзілген $x = \alpha - 1$ нүктесін тауып аламыз.

ӘДЕБИЕТ

- [1] Горелик Г.С. Колебания и волны. – М.: Физматгиз, 1959. – 572б.
- [2] Деркач М.Ф., Гулицкий Р.Я., Гура Б.М., Чебан М.Е. Динамические спектры речевых сигналов. – Минск, 1984. – 353б.
- [3] Заездный А.М. Гармонический синтез в радиотехнике и электросвязи. – М.-Л.: Гостехиздат, 1961. – 536б.
- [4] Харкевич А.А. Спектры и анализ. – М.: ГИТТЛ, 1957. – 236б
- [5] Хургин Я.Н., Яковлев В.Н. Фinitные функции в физике и технике. – М.: Наука, 1971. – 408б.
- [6] Френкс Л. Теория сигналов. – М.: Сов. Радио, 1974. – 343б.
- [7] Гудмен Дж. Введение в Фурье оптику. – М.: Мир, 1970. – 364б.
- [8] Тейлор Ч.А. Физика музыкальных звуков. – М.: Легк.инд., 1976. – 184б.
- [9] Кальменов Т.Ш., Ахметова С.Т., Шалданбаев А.Ш. К спектральной теории уравнений с отклоняющимся аргументом.// Математический журнал, 2004, том 4, №3(13),41-48б.
- [10] Т.Ш. Калменов Краевые задачи для линейных уравнении в частных производных гиперболического типа.- Шымкент.:Ғылым, 1993.-327б. [11] Г.Е. Шилов Математический анализ. Специальный курс.: Физмат, 1960.
- [12] Г. Вейль Избранные труды, Наука, 1984. -510с.
- [13] М. Рид, Б. Саймон Методы современной математической физики.-М.: Мир, 1977.- 278-285 б.
- [14] У. Рудин Функциональный анализ. –М.: Мир, 1975. -443 б.
- [15] G.D. Birkhoff. One the asymptotic character of the sotutions of certain. Linear differentiol equations containing a parametr, Trans, Amer. Math. Soc 9. (1908). - с.219-231.
- [16] Я.Д. Тамаркин. О некоторых общих задачах теория обыкновенных линейных дифференциальных уравнений. П.Г. тип. М.П. Фромовой 1917.
- [17] F.Browder. On the eigenfunction and eigenvalues on the general. Linear. Miptic differential operators, Proc,Nat. Acad. ScUSA, t . 39 (1953) 433-439.
- [18] T.Carleman. Uber die asymptotische Verelung der ligenwerte partiller. Differen tialgleichungen Ber. Sachs Akad. Wiss .zu Leipzig. Math. Phus, klass 88(1936) 119-134.
- [19] М.В. Келдыш. О собственных значениях и собственных функциях некоторых классов несамосопряженных уравнений II ДАИ СССР, 1951. том LXXVII, № 1. СII-14.
- [20] М.А. Наймарк. Линейные, дифференциальные операторы II – ое издание – М: Наука 1969-526с.
- [21] В.А. Марченко. Операторы Штурма-Лиувилля и их приложения-Киев: Наукова думка. 1977-329с.
- [22] Н.И. Ахиезер Н.М. Глазман. Теория линейных операторов в гилбертовом пространстве – М. Наука 1966. 543с.
- [23] Б.М. Левитан, И.С. Сартсян. Введение в спектральную теорию. М. Наука .1970. 670с.
- [24] М.О. Отелбаев. Оценки спектра оператора Штурма-Лиувилля. Алма-ата. Ғылым 1990г. С187.

REFERENCES

- [1] Gorelik G. S. Fluctuations and waves. M.: Fizmatgiz, 1959. 572b.
- [2] Деркач М. Ф., Gulitsky R. Ya., Gura B. M., Cheban M. E. Dynamic ranges of speech signals. Minsk, 1984. 353b.
- [3] Zayezdny A. M. Harmonic synthesis in radio engineering and elektrosvyaz. M.-L.: Gostekhizdat, 1961. 536b.
- [4] Harkevich A. A. Ranges and analysis. M.: GITTL, 1957. 236b
- [5] Hurgin Ya. N., Yakovlev V. N. Finite functions in physics and technique. M.: Science, 1971. 408b.
- [6] Френкс Л. Theory of signals. M.: Sov. Radio, 1974. 343b.
- [7] Goodman Dzh. Introduction to Fourier optics. M.: World, 1970. 364b.
- [8] Taylor Ch. A. Physics of musical sounds. M.: Legk.ind., 1976. 184b.
- [9] Kalmenov T. Sh., Akhmetova S. T., Shaldanbayev A. Sh. To the spectral theory of the equations with deviating аргументом.//the Mathematical magazine, 2004, volume 4, No. 3(13), 41-48b.
- [10] T. Sh. Kalmenov Boundary value problems for the linear the equation in quotients derivants of hyperbolic type. Shymkent.: F uly, 1993. 327b. [11] G.E. Shilov Calculus. Express course.: Physical mat, 1960.
- [12] G. Veyl Selected works, Science, 1984. 510 pages.

- [13] M. Read, B. Simon Metody of the modern mathematical physics. M.: World, **1977**. 278-285.
- [14] U. Rudin the Functional analysis. M.: World, **1975**.-443.
- [15] G.D. Birkhoff. One the asymptotic character of the sotutions of certain. Linear differiential equations containing a parametr, Trans, Amer. Math. Soc 9. (**1908**). page 219-231.
- [16] Ya. D. Tamarkin. About some common tasks the theory of ordinary simple differential equations. P.G. type. M. P. Fromova 1917.
- [17] F.Browder. On the eigenfunction and eigenvalues on the general. Linear. Miptic differential operators, Proc, Nat. Acad. ScUSA, t. 39 (1953) 433-439.
- [18] T.Carleman. Uber die asymptotische Verelung der ligenwerte partiller. Differen tialgleichungen Ber. Sachs Akad. Wiss .zu Leipzig. Math. Phus, klass 88(1936) 119-134.
- [19] M. V. Keldysh. About eigenvalues and eigenfunctions of some classes of the self-conjugate equations of the II DAI USSR, **1951**. volume LXXVII, No. 1. CII-14.
- [20] M. A. Naymark. The linear, differential operators II – oe the edition. M: Science, **1969**. 526 s.
- [21] V. A. Marchenko. Operators of Sturm Liouville and their application Kiev: Naukova thought. 1977-329s.
- [22] N. I. Akhiezer N. M. Glazman. The theory of the linear operators in gilbertovy space. M. Nauka, **1966**. 543 pages.
- [23] B. M. Levitan, I. S. Sartsyan. Introduction to the spectral theory. M. Science. **1970**. 670 pages.
- [24] M. O. Otelbayev. Estimates of a range of the operator of Sturm Liouville. Alma-Ata. yly 1990 of C187.

УДК 517.929

А.Ш. Шалданбаев¹, М.И. Ақылбаев², М.Б. Сапрунова³

¹Южно-Казахстанский государственный университет;

²Южно-Казахстанский педагогический университет;

³Южно-Казахстанская государственная фармацевтическая академия

О РАСПРОСТРАНЕНИИ ВОЛН ПО РАЗРЫВНОЙ СТРУНЕ

Аннотация. В данной работе с помощью спектральной теории функционально-дифференциального уравнения изучено распространение волн по разрывной струне, в частности, предложена формула координаты точки разрыва струны.

Ключевые слова: волновод, функционально-дифференциальное уравнение, спектр, базис Рисса, задача Коши.

NEWS

OF THE NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF THE REPUBLIC OF KAZAKHSTAN

PHYSICO-MATHEMATICAL SERIES

ISSN 1991-346X

Volume 1, Number 311 (2017), 144 – 158

K.B. Jakupov

Institute of mathematics and mathematical modeling, Almaty, Kazakhstan.

E-mail: jakupovKB@mail.ru

ABOUT $k - \varepsilon$, LES, REYNOLDS AND POWER MODEL

Annotation. Modelling of turbulent fluid flows Reynolds equations for unknown averaged velocities, pressure ripple, the continuation of which are infinite systems of equations of moments of high order Keller-Friedmann, and LES - method laid down in the impossibility of determining such a universal averaging period T in time, which is the only constant in all points of turbulent flow and is the same for all the dynamic functions. This fact has led to the use of nonphysical inherently absurd in design and semi-empirical mathematical models of turbulence, including those based on the ideas of Kolmogorov families of $k - \varepsilon$ models that are used to determine the nonphysical "effective coefficient of turbulent viscosity μ_T ". Models such $k - \varepsilon$ as action contrary to the forces of friction and kinetic energy transport equation, including the turbulent kinetic energy fluctuations. In this paper, for the simulation of viscous liquid and gas it is justified to use physical laws of friction $\vec{F}_{mp} = -k_m \vec{v}^m, m=1,3,5,7,9,\dots$, but with odd exponents, the choice of which depends on the component of the flow rate at a given point flow. Respectively, derived asymmetric stress tensor and the equation of dynamics. The thus obtained does not contain the model-empirical constants. It is shown that the law of Newton and friction Navier viscous fluid dynamics emerge as a special case when the exponent is equal to one $m = 1$.

Keywords: liquid, turbulence, $k - \varepsilon$, LES, power model.

УДК 519.6, 532.516

К.Б. Джакупов

Институт математики и математического моделирования МОН РК, Алматы, Казахстан

О $k - \varepsilon$, LES, РЕЙНОЛЬДС И СТЕПЕННЫХ МОДЕЛЯХ

Аннотация. Моделирование турбулентных течений несжимаемой жидкости уравнениями Рейнольдса для искомых осредненных скоростей, давления и произведений пульсаций, продолжением которых являются бесконечные системы уравнений моментов высоких порядков Келлера-Фридмана, а также LES - методом, заложены в невозможности определения такого универсального периода осреднения T во времени, который имеет единственное постоянное значение во всех точек турбулентного потока и одинаков для всех динамических функций. Данное обстоятельство привело к использованию нефизичных по своей сути и абсурдных по конструкции полуэмпирических математических моделей турбулентности, в том числе и основанных на идеях Колмогорова семейств $k - \varepsilon$ моделей, служащих для определения нефизичного "эффективного коэффициента турбулентной вязкости μ_T ". Модели типа $k - \varepsilon$ противоречат действию сил трения и уравнению переноса кинетической энергии, в том числе и турбулентной кинетической энергии пульсаций. В данной работе для моделирования течений вязких жидкости и газа обосновано использование физических законов трения $\vec{F}_{mp} = -k_m \vec{v}^m, m=1,3,5,7,9,\dots$, но с нечетными показателями степени, выбор которых зависит от компонент скорости течения в данной точке потока. Соответственно выведены

несимметричные тензоры напряжений и уравнения динамики. Полученные таким образом модели не содержат полуэмпирических констант. Показано, что закон трения Ньютона и уравнения Навье динамики вязкой жидкости вытекают как частный случай при показателе степени, равном единице $m = 1$.

Ключевые слова: жидкость, турбулентность, $k - \varepsilon$, LES, степенные модели.

1. О модели Рейнольдса. Открытие в 1882г. британским физиком Осборном Рейнольдсом двух режимов течения вязкой жидкости - ламинарного и турбулентного, в дальнейшем эксперименты подтвердили существование переходного режима или перемежающихся течений, положило начало поиску адекватной математической модели, в качестве которой Рейнольдс предложил модификацию уравнений Навье-Стокса

$$\rho \left[\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + (\vec{V}, \nabla) \vec{V} \right] + \nabla P = \rho \vec{F} + \mu \Delta \vec{V}, i=1,2,3, (\nabla, \vec{V}) = 0, \quad (1.1)$$

с представлением гидродинамических величин в виде $\vec{V} = \bar{v}_i + \bar{v}'$, $P = \bar{p} + p'$ сумм осредненных во времени значений и пульсационных добавок:

$$\rho \left[\frac{\partial (\vec{V} + \bar{v}')}{\partial t} + ((\vec{V} + \bar{v}'), \nabla) (\vec{V} + \bar{v}') \right] + \nabla (P + p') = \rho \vec{F} + \mu \Delta (\vec{V} + \bar{v}'), (\nabla, \vec{V} + \bar{v}') = 0, \quad (1.2)$$

откуда специфическим осреднением получаются уравнения Рейнольдса

$$\frac{d\bar{v}_i}{dt} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} = F_i + \nu \frac{\partial^2 \bar{v}_i}{\partial x_i \partial x_j} - \frac{\partial^2 \overline{v'_i v'_j}}{\partial x_i \partial x_j}, i=1,2,3, \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1.3)$$

В системе (1.3) Рейнольдса число неизвестных превышает число уравнений на 6 величин $\overline{v'_i v'_j}$, $i, j = 1, 2, 3$, что должно было обратить внимание на ошибочность и неэффективность осредненного подхода к моделированию турбулентных течений. Во-первых, парадоксальна сама идея осреднения системы уравнений (1.2), потому как уравнение динамики есть воплощение второго закона Ньютона, а уравнение неразрывности суть математического оформления закона сохранения массы, т.е. на самом деле осреднение проведено над законами Ньютона и сохранения массы. Но осреднение любого закона приводит к его искажению, что является источником недостоверных и неадекватных результатов. Во-вторых, формула осреднения по времени

$$f = \bar{f} + f', \bar{f} = \frac{1}{T} \int_{t-T/2}^{t+T/2} f(x, y, z, \tau) d\tau, f' = \frac{1}{T} \int_{t-T/2}^{t+T/2} f'(x, y, z, \tau) d\tau = 0$$

содержит 3 проблемы. Первая проблема заключается в пределах интегрирования $[t-T/2, t+T/2]$, T - период осреднения, t - текущее время. Получается, что предварительно нужно найти значения функций на будущие моменты времени $(t, t+T/2]$ и затем лишь проводить осреднения, что нереально. Второй парадокс состоит в том, что *периоды осреднения* пульсаций гидродинамических функций и произведений пульсаций на уже осредненные величины *не могут быть одинаковыми и постоянными*:

$$\frac{1}{T_p} \int_{t-T_p/2}^{t+T_p/2} p'(x, y, z, \tau) d\tau = 0, \frac{1}{T_i} \int_{t-T_i/2}^{t+T_i/2} v'_i(x, y, z, \tau) d\tau = 0, \frac{1}{T_{ij}} \int_{t-T_{ij}/2}^{t+T_{ij}/2} v'_i(x, y, z, \tau) \bar{v}_j(x, y, z, \tau) d\tau = 0, i, j = 1, 2, 3,$$

то есть периоды не могут быть равными между собой $T_p \neq T_i \neq T_{ij}, i, j = 1, 2, 3$, что подтверждается экспериментами [2]. Третий парадокс требует выполнения гипотетического постулата (см. [1]):

$$\overline{f\varphi} = \frac{1}{T} \int_{t-T/2}^{t+T/2} \overline{f}(x, y, z, \tau) \varphi(x, y, z, \tau) d\tau = \overline{f} \cdot \overline{\varphi} \quad (1.4)$$

благодаря чему уравнения Рейнольдса имеют вид (1.3). Отказ от данного постулата приводит к совершенно другому уравнению для осредненных величин, нежели уравнения Рейнольдса. Действительно, правая часть (1.4) по определению равна произведению интегралов

$$\overline{f} \cdot \overline{\varphi} = \frac{1}{T} \int_{t-T/2}^{t+T/2} f(x, y, z, \tau) d\tau \cdot \frac{1}{T} \int_{t-T/2}^{t+T/2} \varphi(x, y, z, \tau) d\tau,$$

а левая часть по тому же правилу осреднения представляется в виде

$$\overline{f\varphi} = \frac{1}{T} \int_{t-T/2}^{t+T/2} f(x, y, z, \tau) \varphi(x, y, z, \tau) d\tau = \frac{1}{T} \int_{t-T/2}^{t+T/2} \left\{ \frac{1}{T} \int_{t-T/2}^{t+T/2} f(x, y, z, \tau) d\tau \right\} \varphi(x, y, z, \tau) d\tau,$$

следовательно, получается принудительное равенство (1.4), которое не может иметь места в нестационарных турбулентных течениях (огромное число экспериментов [2] подтверждают нестационарность турбулентных течений, гипотетическое предположение о стационарности противоречит физической сути явления турбулентности [2], [3], [4]):

$$\frac{1}{T} \int_{t-T/2}^{t+T/2} \left\{ \frac{1}{T} \int_{t-T/2}^{t+T/2} f(x, y, z, \tau) d\tau \right\} \varphi(x, y, z, \tau) d\tau \neq \frac{1}{T} \int_{t-T/2}^{t+T/2} f(x, y, z, \tau) \varphi(x, y, z, \tau) d\tau, \quad \overline{f\varphi} \neq \overline{f} \cdot \overline{\varphi} !!!$$

Следовательно, считая постулат (1.4) невыполнимым, правильное написание уравнений Рейнольдса должно иметь вид:

$$\rho \left[\frac{\partial \overline{v}_i}{\partial t} + \overline{v}_j \frac{\partial \overline{v}_i}{\partial x_j} + \overline{v'_j} \frac{\partial \overline{v}_i}{\partial x_j} + \overline{v'_j} \frac{\partial \overline{v'_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{v'_i v'_j}}{\partial x_j} \right] + \frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} = \rho F_i + \mu \frac{\partial^2 \overline{v}_i}{\partial x_j \partial x_j}, \quad i=1,2,3, \quad \frac{\partial \overline{v}_i}{\partial x_i} = 0, \quad (1.5)$$

т.е. добавляется еще 18 неизвестных функций. Приведенных примеров достаточно для демонстрации абсурдности осреднения уравнений динамики вязкой жидкости, тем более для течений с переменной плотностью с уравнением неразрывности $\frac{\partial \rho}{\partial t} + (\nabla, \rho \vec{v}) = 0$.

Очевидно, что в течениях вязкой жидкости период осреднения будет на самом деле функцией координат и текущего времени: $T = T(x, y, z, t)$. Существование такого постоянного значения периода осреднения T , которое было бы применимо во всех точках турбулентного потока и для всех пульсаций, в том числе и для их произведений на уже осредненные гидродинамические функции просто невероятно, что подтверждается известным фактом: ни в натуральных экспериментах, ни в теоретических моделях турбулентных течений не даны конкретные численные или аналитические сведения о времени осреднения T или хотя бы о границах его изменения, что подтверждает неравенства периодов $T_p \neq T_i \neq T_{ij}, i, j = 1, 2, 3$. Полное отсутствие каких-либо критериев определения периода осреднения T делает бессмысленными введение осредненных во времени гидродинамических переменных, следовательно, бессмысленны бесконечные цепочки уравнений для вторых, третьих и более высоких моментов, выведенные Келлером и Фридманом. Таким образом, уравнения типа Рейнольдса (1.3) и (1.5) являются мифическими.

2. Парадоксы определения коэффициента эффективной турбулентной вязкости в уравнениях Буссинеска в $k - \varepsilon$ моделях. Физическая бессмысленность системы уравнений

Рейнольдса, содержащей 6 неопределенных функций с неизвестным периодом осреднения, дали Буссинеску повод для поиска иной модели с тензором напряжений, в которой естественный коэффициент молекулярной вязкости суммируется с искусственным коэффициентом “эффективной турбулентной вязкости μ_T ”:

$$\pi_{(B)ji} = -p\delta_{ij} + (\mu + \mu_T)\left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i}\right), i, j = 1, 2, 3 \quad (2.1)$$

В (2.1) Буссинеск использовал *симметричный* тензор напряжений Стокса $\pi_{ji(c)} = -p\delta_{ij} + \mu\left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i}\right)$ [1]. Симметричный тензор Стокса, а также его аналог тензор Буссинеска, построены на искусственно образованном тензоре скоростей деформаций и противоречат *несимметричному* тензору напряжений Ньютона $\pi_{ji(e)} = -p\delta_{ij} + \mu\frac{\partial v_i}{\partial x_j}$.

Несимметричный тензор Ньютона есть прямое следствие закона трения $\vec{F}_{mp} = -k\vec{v}$, доказательство дано ниже. Тензор напряжений Стокса, а также его аналог тензор Буссинеска, не соответствуют данному закону трения, поэтому они фальшивые.

В модели Буссинеска определение коэффициента эффективной турбулентной вязкости $\mu_T = \rho V_T$ основано на идее Колмогорова [5] применения искусственных уравнений переноса турбулентной кинетической энергии пульсаций и масштаба турбулентности. Скалярное умножение уравнения динамики (1.2) на вектор пульсационной скорости \vec{v}' с последующим осреднением по Рейнольдсу в предположении выполнения постулата (1.4)

$$\left(\rho\frac{\partial(\vec{V}+\vec{v}')}{\partial t} + ((\vec{V}+\vec{v}'), \nabla)(\vec{V}+\vec{v}')\right) \cdot \vec{v}' + (\nabla(P+p'), \vec{v}') = (\rho\vec{F}, \vec{v}') + (\mu\Delta(\vec{V}+\vec{v}'), \vec{v}'), \quad (2.2)$$

совершенно строго приводит к уравнениям переноса турбулентной кинетической энергии пульсаций $e = \frac{1}{2} \sum_i \overline{v'_i v'_i}$ (см. [1], [6]) следующего вида:

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \overline{v'_k} \frac{\partial e}{\partial x_k} + \overline{\rho v'_i v'_k} \frac{\partial \overline{v'_i}}{\partial x_k} + \overline{v'_i} \frac{\partial \overline{p'}}{\partial x_i} = -\frac{\rho}{2} \overline{\frac{\partial v'_i v'_j v'_k}{\partial x_k}} + \frac{\mu}{\rho} \Delta e - \mu \overline{\left(\frac{\partial v'_i}{\partial x_k}\right) \left(\frac{\partial v'_i}{\partial x_k}\right)} \quad (2.3)$$

(двойное применение индекса означает суммирование). На основании логично выведенного уравнения (2.3) справедливо утверждение, да это и очевидно, что уравнения математика (не механика) Колмогорова

$$U \frac{\partial e}{\partial x} + V \frac{\partial e}{\partial y} = \frac{1}{\sigma_e} \frac{\partial}{\partial y} \left(e^{1/2} l_k \frac{\partial e}{\partial y} \right) + e^{1/2} l_k \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)^2 - \frac{C_D e^{1/2}}{l_k}, \quad (2.4)$$

$$U \frac{\partial e l_k}{\partial x} + V \frac{\partial e l_k}{\partial y} = \frac{1}{\sigma_e} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{e^{3/2} l_k}{\sigma_1} \frac{\partial l_k}{\partial y} + \frac{e^{1/2} l_k^2}{\sigma_2} \frac{\partial e}{\partial y} \right) + C_p e^{1/2} l_k^2 \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)^2 - C_M e^{3/2}$$

носят искусственный и надуманный характер [6], не имеют физического обоснования, потому как в корне отличаются от строго выведенного уравнения кинетической энергии пульсаций (2.3).

Более того противоречат физике явления, а именно силы вязкого трения « $-\mu \left(\frac{\partial v'_i}{\partial x_k} \right) \left(\frac{\partial v'_i}{\partial x_k} \right)$ » в (2.3) уменьшают кинетическую энергию пульсаций, тогда как в уравнении Колмогорова (2.4) силы вязкого трения $e^{1/2} l_k \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)^2$, вписанные в систему (2.4), наоборот, увеличивают кинетическую энергию пульсаций! При отрицательных значениях e корни $e^{1/2}$, $e^{3/2}$ не будут действительными числами. Далее при отрицательных значениях «масштаб турбулентности» l_k теряет физический смысл *длины*. По этим причинам в дальнейшем предпочтение было отдано моделям переноса кинетической энергии пульсаций (Прандтль-Колмогоров, Нг и Сполдинг, Роди и Сполдинг, Лаундер и Морзе, Ханжалик и Лаундер и др. [3]), среди них наиболее распространенными являются уравнения типа $k-\varepsilon$ -моделей (более 90). Для преодоления указанных парадоксов во второй модели Прандтля-Колмогорова для вычисления коэффициента турбулентной вязкости $\mu_T = \rho \nu_T$ в уравнениях Буссинеска была использована система, где уже нет радикалов типа $e^{1/2}$:

$$\begin{aligned} \rho U \frac{\partial e}{\partial x} + \rho V \frac{\partial e}{\partial y} &= \frac{1}{y^\alpha} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\rho \nu_T y^\alpha}{\sigma_k} \frac{\partial e}{\partial y} \right) + \rho \nu_T \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)^2 - \rho \varepsilon, \\ \rho U \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + \rho V \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} &= \frac{1}{y^\alpha} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\rho \nu_T y^\alpha}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \right) + C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{e} \rho \nu_T \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)^2 - C_{\varepsilon 2} \frac{\rho \varepsilon^2}{e}, \end{aligned} \quad (2.5)$$

Система (2.5) тоже входит в противоречие с уравнением (2.3), потому как в уравнении (2.5) силы вязкого трения $\rho \nu_T \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)^2$ увеличивают кинетическую энергию пульсаций. В системе уравнений Буссинеска

$$\rho \left(\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_j \frac{\partial v_i}{\partial x_j} \right) + \frac{\partial p}{\partial x_i} = \rho F_i + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \mu_T) \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) \right], i=1,2,3, \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho v_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.6)$$

“эффективная турбулентная вязкость” определяется формулой: $\mu_T = C_\mu \rho \frac{k^2}{\varepsilon}$, числитель и знаменатель которой являются переменными функциями и вычисляются из искусственно созданных уравнений в частных производных

$$\begin{aligned} \rho \left(\frac{\partial k}{\partial t} + v_j \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{(\mu + \mu_T)}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \mu_T F_k - \rho \varepsilon, \\ \rho \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + v_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{(\mu + \mu_T)}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \frac{\varepsilon}{k} [C_1 \mu_T F_k - C_2 \rho \varepsilon (1 - C_\varepsilon Ri)], F_k = \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right)^2, \end{aligned} \quad (2.7)$$

решения которых зависят от краевых условий. Поэтому функция ε вполне может быть знакопеременной и принимать в точках потока нулевые $\varepsilon = 0$ или отрицательные значения $\varepsilon < 0$, следовательно, в таких точках искусственная вязкость будет неограниченной $\mu_T = C_\mu \rho \frac{k^2}{\varepsilon} \rightarrow \infty$ или отрицательной $\mu_T = C_\mu \rho \frac{k^2}{\varepsilon} < 0$, что приводит в численных расчетах к фальшивым результатам.

Из скалярного произведения уравнения Навье на вектор скорости

$$\rho \left(\frac{d\vec{v}}{dt}, \vec{v} \right) + (\nabla p, \vec{v}) = \mu (\Delta \vec{v}, \vec{v}) + \rho (\vec{F}, \vec{v})$$

вытекает для кинетической энергии $e = \rho v^2 / 2$ уравнение

$$\frac{\partial e}{\partial t} + v_k \frac{\partial e}{\partial x_k} + (\nabla p, \vec{v}) = \frac{\mu}{\rho} \Delta e - \mu \left(\frac{\partial \vec{v}}{\partial x_k}, \frac{\partial \vec{v}}{\partial x_k} \right) + \rho (\vec{F}, \vec{v}),$$

сходство которого с (2.3) очевидное. Следовательно, в $k-\varepsilon$ моделях уравнение турбулентной кинетической энергии (2.7) противоречит (2.3) и данному уравнению. Модели типа $k-\varepsilon$, основанные на идеях основателя теории вероятностей Колмогорова [5], с нефизическими и надуманными уравнениями для кинетической энергии и масштаба турбулентности, **противоречат**

доказанному факту в (2.3), что силы трения $-\mu \left(\frac{\partial v'_i}{\partial x_k} \right) \left(\frac{\partial v'_i}{\partial x_k} \right)$ уменьшают кинетическую энергию, тогда как в уравнении (2.7) член с коэффициентом вязкости $\mu_T F_k$ увеличивает кинетическую энергию k !

Закключение. Осреднение по Рейнольдсу приводит к абсурдным уравнениям типа (1.3), (1.5) и к бесконечной цепочке уравнений Келлера-Фридмана для различных, не имеющих физического смысла моментов $\overline{v'_i v'_j}$, $\overline{v'_i v'_j v'_k}$, $\overline{v'_i v'_j v'_k v'_m}$, а также формулам типа Миллионщикова

связи 4-х и 2-х моментов $\overline{v'_i v'_j v'_k v'_m} = \overline{v'_i v'_j} * \overline{v'_m v'_k} + \overline{v'_i v'_k} * \overline{v'_j v'_m} + \overline{v'_i v'_j} * \overline{v'_i v'_m}$. В силу вышеприведенных

фактов применение в численных расчетах турбулентных течений любых осредненных уравнений типа Рейнольдса, Буссинеска, LES и $k-\varepsilon$ моделей и других аналогичных модификаций, которым несть числа, дает фальшивые результаты. Кроме этого, в разностных схемах аппроксимации конвективных членов должны быть выполнены на пятиточечных (в каждом направлении) шаблонах во избежание влияния “схемной диффузии”. “Схемной диффузией” или “аппроксимационной вязкостью” обладают трехточечные аппроксимации (против потока) Булеева-Петрищева и забывает истинную физическую вязкость (или теплопроводность, диффузию и т.д.). Без правильного вычисления давления из уравнения неразрывности численные результаты являются недостоверными, ошибочными. Особенно неприемлемы в численных расчетах разнесенные сетки и дивергентная форма, впервые введенные Харлоу и Уэлчем для уравнений Навье-Стокса. Все эти вопросы подробно рассмотрены в монографии [18].

3. О парадоксах LES – метода. Аналогичные проблемы содержатся в уравнениях LES – метода с подсеточными напряжениями и фильтрами Смагоринского [11], предложенных как альтернатива $k-\varepsilon$ модели:

$$\frac{\partial \widehat{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\widehat{u}_i \widehat{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \widehat{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \widehat{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial \widehat{T}_{ij}}{\partial x_j} \quad (3.1)$$

Подобие данного уравнения LES-метода уравнению Рейнольдса (1.3) очевидно, только пульсационные рейнольдсовы напряжения $\frac{\partial^2 \overline{v'_i v'_j}}{\partial x_i \partial x_j}$ заменены на $\frac{\partial \widehat{T}_{ij}}{\partial x_j}$, где задается подсеточное напряжение $\widehat{T}_{ij} = \overline{u_i u_j} - \overline{u_i} \overline{u_j}$ с осреднениями по времени и по пространству:

$$\overline{\Phi}(x, t) = \frac{1}{\Delta x} \int_{x-0,5\Delta x}^{x+0,5\Delta x} \Phi(\xi, t) d\xi,$$

$$\widehat{u}_{I,J,K} = \frac{1}{8} (\bar{u}_{I-1/2,J-1/2,K-1/2} + \bar{u}_{I+1/2,J-1/2,K-1/2} + \bar{u}_{I-1/2,J+1/2,K-1/2} + \bar{u}_{I+1/2,J+1/2,K-1/2} + \bar{u}_{I-1/2,J-1/2,K+1/2} + \bar{u}_{I+1/2,J-1/2,K+1/2} + \bar{u}_{I-1/2,J+1/2,K+1/2} + \bar{u}_{I+1/2,J+1/2,K+1/2}),$$

с уравнением для турбулентной кинетической энергии k_{sgs} :

$$\frac{\partial k_{sgs}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_j k_{sgs}) = \frac{\partial}{\partial x_j} [(v + v_{sgs}) \frac{\partial k_{sgs}}{\partial x_j}] + P_{k_{sgs}} - C_\varepsilon \frac{k_{sgs}^{3/2}}{\Delta},$$

$$v_{sgs} = c_k \Delta k_{sgs}^{1/2}, P_{k_{sgs}} = 2v_{sgs} \bar{s}_{ij} \bar{s}_{ij}, \bar{s}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.2)$$

Данное уравнение Смагоринского типа $k - \varepsilon$ модели, здесь одинаковые проблемы, потому как в основном используются идеи Колмогорова [5].

Физическая абсурдность LES моделей состоит, аналогично $k - \varepsilon$ -модели, в том, что силы трения уменьшают кинетическую энергию k_{sgs} , тогда как в уравнении (3.1) член с искусственным коэффициентом вязкости $P_{k_{sgs}} = 2v_{sgs} \bar{s}_{ij} \bar{s}_{ij}$ увеличивает кинетическую энергию k_{sgs} !

В (3.1) входят корни в формуле «эффективной турбулентной вязкости» $v_{sgs} = c_k \Delta k_{sgs}^{1/2}$ и в $C_\varepsilon k_{sgs}^{3/2} / \Delta$, которые при отрицательных значениях $k_{sgs} < 0$ не могут быть вычислены. Где гарантия того, что решение начально-краевой задачи для нелинейного дивергентного уравнения (3.2) будет положительным? Во-первых, дифференциальное уравнение турбулентной кинетической энергии (3.2) не удовлетворяет принципу максимума. Кроме того, в уравнения Смагоринского входят константы, не имеющие физического смысла. Используются значения функции $\bar{u}_{I+1/2,J-1/2,K+1/2}$ на разнесенных сетках, неприемлемость которых доказана в [18]. Кроме того, используются компоненты симметричного тензора напряжений Стокса $\bar{s}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right)$, тогда как тензор напряжений сплошной среды несимметричен [10], [18].

Используется дивергентная форма записи конвективного переноса $\frac{\partial(\widehat{u}_i \widehat{u}_j)}{\partial x_j} = \widehat{u}_j \frac{\partial \widehat{u}_i}{\partial x_j} + \widehat{u}_i \frac{\partial \widehat{u}_j}{\partial x_j}$.

Такая форма записи предполагает абсолютно точное выполнение уравнения неразрывности $\frac{\partial \widehat{u}_j}{\partial x_j} = 0$, что в разностных схемах требует адекватно точного вычисления давления. Так как данное обстоятельство в разностных и итерационных алгоритмах недостижимо, то приближенное выполнение уравнения неразрывности в разностной схеме с сеточной погрешностью $O(h^\alpha)$, $\alpha > 0$ и итерационной погрешностью $O(\varepsilon)$ вносит неисправимую долю погрешностей $\frac{\partial \widehat{u}_j}{\partial x_j} = O(h^\alpha) + O(\varepsilon)$ в численное решение любого уравнения.

4. Фальсификации применения в численных методах уравнений переноса в дивергентной форме. Дивергентная форма записи конвективных членов применяется в 99% уравнений

переноса субстанций. С целью показать ошибочность применения дивергентных уравнений остановимся на уравнениях динамики сплошной среды в напряжениях и притока тепла:

$$\rho \frac{dv_i}{dt} = \rho F_i + \frac{\partial \tau_{ji}}{\partial x_j}, i=1,2,3, \quad \rho c_v \frac{dT}{dt} = \text{div}(\lambda \text{grad} T) + \tau_{ji} \frac{\partial v_i}{\partial x_j}$$

Стало общепринятым применение в численных расчетах данных уравнений переноса в дивергентной форме (иное псевдонаучное название: в форме «законов сохранения»)

$$\frac{\partial \rho v_i}{\partial t} + \text{div}(\rho v_i \vec{v}) = \rho F_i + \frac{\partial \tau_{ji}}{\partial x_j}, i=1,2,3, \quad c_v \left[\frac{\partial \rho T}{\partial t} + \text{div}(\rho T \vec{v}) \right] = \text{div}(\lambda \text{grad} T) + \tau_{ji} \frac{\partial v_i}{\partial x_j}$$

и т.д., что априори предполагает абсолютно точное выполнение уравнения неразрывности $\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div} \rho \vec{v} = 0$. В разностных методах давление вычисляется из сеточного аналога данного уравнения неразрывности неточно, с той или иной степенью приближения по итерационным алгоритмам, поэтому сеточное уравнение неразрывности выполняется, во-первых с аппроксимационной погрешностью $O(h^\alpha), \alpha > 0$, во-вторых, с итерационной погрешностью $\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div} \rho \vec{v} = O(h^\alpha) + O(\varepsilon)$,

что вносит неисправимые искажения в численное решение уравнений переноса, и эти искажения забывают вклад диффузионных членов, то есть, в дивергентных уравнениях на самом деле получаются численные решения неадекватных уравнений типов

$$\rho \left(\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_j \frac{\partial v_i}{\partial x_j} \right) + v_i [O(h^\alpha) + O(\varepsilon)] = \rho F_i + \frac{\partial \tau_{ji}}{\partial x_j}, i=1,2,3,$$

$$\rho c_v \left(\frac{\partial T}{\partial t} + \sum_{j=1}^3 v_j \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) + c_v T [O(h^\alpha) + O(\varepsilon)] = \text{div}(\lambda \text{grad} T) + \tau_{ji} \frac{\partial v_i}{\partial x_j}$$

Аналогичное обстоятельство и с другими дивергентными уравнениями переноса.

Теорема. Численные решения любых уравнений переноса в дивергентной форме являются фальшивыми.

Действительно, в численных расчетах преобладание погрешностей $v_i [O(h^\alpha) + O(\varepsilon)]$, $c_v T [O(h^\alpha) + O(\varepsilon)]$ над диффузионными членам типа $\frac{1}{\text{Re}} \Delta \vec{v}$, $\frac{1}{\text{Re} \cdot \text{Pr}} \Delta T$ не вызывает никаких сомнений.

Поэтому необходимо в численных методах применение уравнений только в естественном **недивергентном** виде:

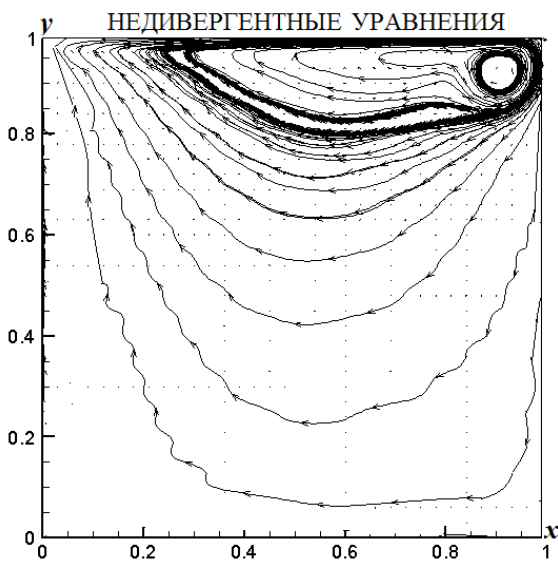
$$\rho \frac{dv_i}{dt} = \rho F_i + \frac{\partial \tau_{ji}}{\partial x_j}, i=1,2,3, \quad \rho c_v \frac{dT}{dt} = \text{div}(\lambda \text{grad} T) + \tau_{ji} \frac{\partial v_i}{\partial x_j},$$

$$\rho c_v \frac{dT}{dt} + \rho \frac{d|\vec{v}|^2}{dt} = \text{div}(\lambda \text{grad} T) + \frac{\partial \tau_{ji} v_i}{\partial x_j} + \rho(\vec{F}, \vec{v})$$

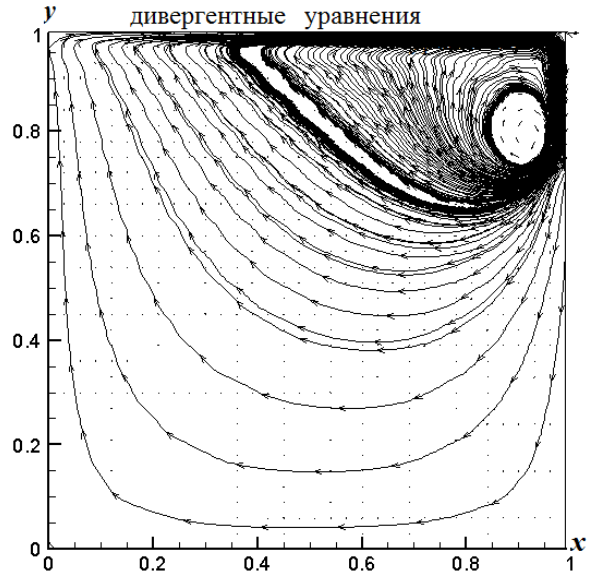
Расчеты течений, выполненные дивергентными уравнениями переноса, являются фальшивыми, поэтому не могут быть приняты во внимание!

Естественные *недивергентные* уравнения переноса являются математическими моделями одного конкретного закона физики. Например, 2-го закона Ньютона или закона сохранения энергии и т.д. Естественный *дивергентный* вид имеет уравнение неразрывности, являющееся законом сохранения массы.

Дивергентные уравнения переноса есть смешения естественных законов физики с законом сохранения массы, т.е. искусственные гибриды двух законов физики. Смешение законов недопустимо в численных расчетах!



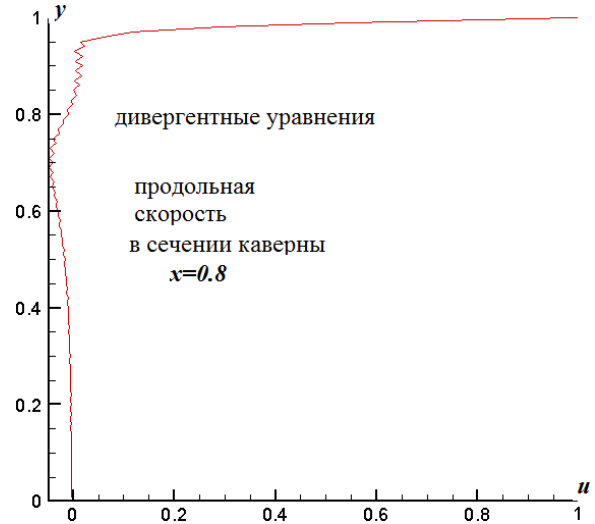
Фигура 1



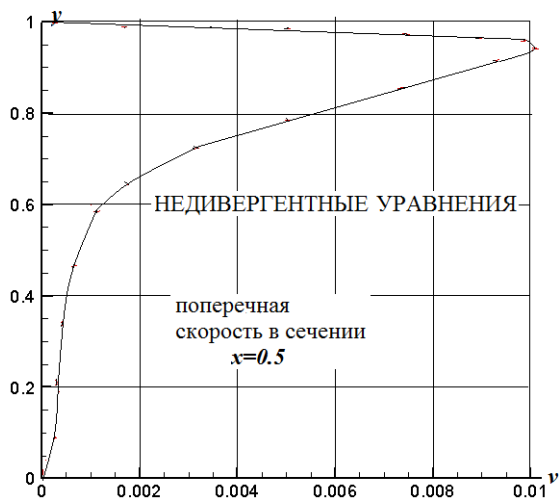
Фигура 2



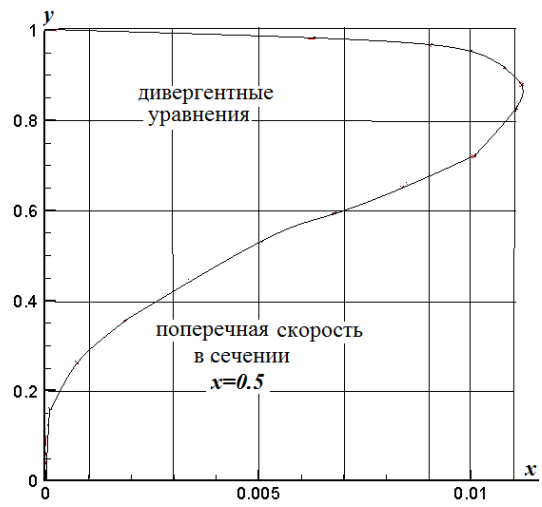
Фигура 3



Фигура 4



Фигура 5



Фигура 6

На фигурах 1,3,5 представлены картины течения в каверне с верхней движущейся стороной, полученные численным решением **недивергентных** уравнений вязкой несжимаемой жидкости в переменных скорость-давление.

На фигурах 2,4,5 представлены картины течения в той же каверне, полученные численным решением **дивергентных** уравнений вязкой несжимаемой жидкости в переменных скорость-давление. Расчеты проведены на одной и той же сетке 100x100 с шагом по времени 0.0005 при числе $Re=10^4$, итерационная точность вычисления давления из разностного аналога уравнения неразрывности $\varepsilon = 10^{-3}$. Различие в рисунках подтверждает фальшивость результатов, полученных по дивергентным уравнениям.

5. Уравнения динамики и теплопроводности степенных законов трения.

Установленный в [9], [10], [18] факт несимметричности тензора напряжений в сплошной среде создает широкие возможности для конструирования новых реологических законов, из которых можно выбирать подходящие модели соответственно скорости течения и физическим свойствам среды.

На частицу m_i действует сила трения $\vec{F}_{imp} = -k\vec{v}_i$, $k > 0$, в индивидуальном объеме $\delta\tau$ с среднемассовой скоростью $\vec{v} = \sum_i m_i \vec{v}_i / \sum_i m_i$ сила трения равна $\vec{F}_{mp} = \sum_i m_i \vec{F}_{imp} / \sum_i m_i = -\sum_i m_i k \vec{v}_i / \sum_i m_i = -k\vec{v}$, $\vec{F}_{mp} = -k\vec{v}$. Данная формула используется для малых скоростей (см.[13]), для больших скоростей предложена квадратичная зависимость силы трения от скорости $\vec{F}_{mp} = -k'v^2\vec{e}_v$, $v = |\vec{v}|$, \vec{e}_v - орт вектора скорости \vec{v} .

Обобщение данной формулы на более высокие степени зависимости с нечетными целыми положительными значениями показателя степени $\vec{F}_{mp} = -k_m v^m \vec{e}_v$, $m = 1; 2; 3; \dots$ дает удовлетворительное совпадение с экспериментальными измерениями осредненной скорости турбулентного течения в трубе круглого сечения.

Выведем формулы касательных напряжений, соответствующих данным степенным законам трения $\vec{F}_{mp} = -k_{m_u} u^{m_u} \vec{i} - k_{m_v} v^{m_v} \vec{j} - k_{m_w} w^{m_w} \vec{k}$.

Пусть $u > 0, v > 0, w > 0$. Проекция на ось x равны: $\vec{F}_1 = -k_{m_u} u_1^{m_u} \vec{i}$ на плоскости y_1 , $\vec{F}_2 = -k_{m_u} u_2^{m_u} \vec{i}$ на плоскости y_2 , разности $\delta\vec{F} = \vec{F}_2 - \vec{F}_1 = -k_{m_u} u_2^{m_u} \vec{i} + k_{m_u} u_1^{m_u} \vec{i} = -k_{m_u} \delta u^{m_u} \vec{i}$, $\delta\vec{F} \uparrow \downarrow \vec{i}$. По определению среднее касательное напряжение равно $\bar{\pi}_{yxcp} = \frac{\delta\vec{F}}{\delta x \delta z}$. Линейная плотность силы трения $\vec{f} = \frac{\delta\vec{F}}{\delta y}$

пропорциональна касательному напряжению $\vec{f} = k' \bar{\pi}_{yxcp}$, результатом чего являются равенства

$$-k' \pi_{yxcp} \delta y = -k \delta u^{m_u}, \quad \pi_{yxcp} = \mu_{m_u} \frac{\delta u^{m_u}}{\delta y}, \quad \mu_{m_u} = \frac{k}{k'}$$

которые в пределе дают формулы касательных напряжений:

$$\pi_{yx} = \lim_{\delta y \rightarrow 0} \mu_{m_u} \frac{\delta u^{m_u}}{\delta y} = \mu_{m_u} \frac{\partial u^{m_u}}{\partial y} = \mu_{m_u} m_u u^{m_u-1} \frac{\partial u}{\partial y},$$

$$\begin{aligned}\pi_{xy} &= \mu_{m_v} \frac{\partial v^{m_v}}{\partial x} = \mu_{m_v} m_v v^{m_v-1} \frac{\partial v}{\partial x}, \quad \pi_{zy} = \mu_{m_v} \frac{\partial v^{m_v}}{\partial z} = \mu_{m_v} m_v v^{m_v-1} \frac{\partial v}{\partial z}, \\ \pi_{yz} &= \mu_{m_w} \frac{\partial w^{m_w}}{\partial y} = \mu_{m_w} m_w w^{m_w-1} \frac{\partial w}{\partial y}, \quad \pi_{zx} = \mu_{m_u} \frac{\partial u^{m_u}}{\partial z} = \mu_{m_u} m_u u^{m_u-1} \frac{\partial u}{\partial z}, \\ \pi_{xz} &= \mu_{m_w} \frac{\partial w^{m_w}}{\partial x} = \mu_{m_w} m_w w^{m_w-1} \frac{\partial w}{\partial x}\end{aligned}$$

Формулы выведены для $u > 0, v > 0, w > 0$ и нечетных показателей степени $m = 1, 3, 5, 7, 9, \dots$. Для нечетных m и $u \leq 0, v \leq 0, w \leq 0$ получается такой же результат. Для нормальных напряжений с учетом давления получаются

$$\begin{aligned}\pi_{xx} &= -p + \mu_{m_u} \frac{\partial u^{m_u}}{\partial x} = -p + \mu_{m_u} m_u u^{m_u-1} \frac{\partial u}{\partial x}, \\ \pi_{yy} &= -p + \mu_{m_v} \frac{\partial v^{m_v}}{\partial y} = -p + \mu_{m_v} m_v v^{m_v-1} \frac{\partial v}{\partial y}, \\ \pi_{zz} &= -p + \mu_{m_w} \frac{\partial w^{m_w}}{\partial z} = -p + \mu_{m_w} m_w w^{m_w-1} \frac{\partial w}{\partial z}\end{aligned}$$

Очевидно, при показателях степени равных 1, получается закон трения Ньютона. Соответственно компонентам несимметричных тензоров напряжений уравнения динамики и теплопроводности в декартовых координатах:

$$\begin{aligned}\rho \left(\frac{\partial v_i}{\partial t} + \sum_{j=1}^3 v_j \frac{\partial v_i}{\partial x_j} \right) + \frac{\partial p}{\partial x_i} &= \rho F_i + \sum_{j=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu_{m_i} \frac{\partial v_i^{m_i}}{\partial x_j} \right), \quad i=1,2,3, \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + \sum_{i=1}^3 \frac{\partial \rho v_i}{\partial x_i} = 0, \\ \rho c_v \left(\frac{\partial T}{\partial t} + \sum_{j=1}^3 v_j \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) &= \sum_{j=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) - p \operatorname{div} \vec{v} + \sum_{j=1}^3 \sum_{i=1}^3 \mu_{m_i} \frac{\partial v_i^{m_i}}{\partial x_j} \frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \rho Q,\end{aligned}$$

Связь коэффициентов $\mu_{m_i}, i=1,2,3$ с ньютоновским коэффициентом вязкости μ установлен в [12] в виде $\mu_{m_i} = m_i^{1-m_i} \mu, i=1,2,3$ где показатель степени $m_i, i=1,2,3$ есть функция данной компоненты скорости $v_i, i=1,2,3$ и выбирается дискретно из интервала, соответствующего значению компоненты скорости:

$$U(j-1)/9 \leq |v_i| \leq U(j+1)/9 \quad m_i = j+1, \quad j=0,2,4,6,8,\dots; \quad i=1,2,3,$$

U есть характерная величина скорости в моделируемом течении вязкой жидкости. В общем случае сжимаемой теплопроводной жидкости или газа вводятся масштабы: плотности ρ^* , температуры T^* , коэффициента теплопроводности λ^* , плотности массовой силы g , времени $t_* = L/U$, давления p^* . Для безразмерных переменных употреблены прежние обозначения:

$$\rho \left(\frac{\partial v_i}{\partial t} + \sum_{j=1}^3 v_j \frac{\partial v_i}{\partial x_j} \right) + Eu \frac{\partial p}{\partial x_i} = \frac{\rho}{Fr} F_i + \frac{1}{\operatorname{Re}} \sum_{j=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_j} (\mu m_i K s_{m_i} v_i^{m_i-1} \frac{\partial v_i}{\partial x_j}), \quad i=1,2,3, \quad (5.1)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \sum_{i=1}^3 \frac{\partial \rho v_i}{\partial x_i} = 0, \rho \left(\frac{\partial T}{\partial t} + \sum_{j=1}^3 v_j \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) = \frac{k}{\text{Re} \cdot \text{Pr}} \sum_{j=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) -$$

$$-Eu \cdot M^2 k(k-1) p \text{div} \vec{v} + \frac{1}{\text{Re}} M^2 k(k-1) \sum_{j=1}^3 \sum_{i=1}^3 \mu m_i K s_{m_i} v_i^{m_i-1} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} \right)^2 + \rho Q$$

К данной системе добавляются конкретные зависимости от температуры $\lambda = \lambda(T), \mu = \mu(T)$ - ньютоновская вязкость с масштабом μ_* и безразмерное уравнение состояния $p = \frac{1}{\kappa Eu M^2} \rho T, \kappa = \frac{c_p}{c_v}$. В безразмерных переменных образуются комплексы

$$\frac{1}{\text{Re}_{m_i}} = \frac{1}{\text{Re}} K s_{m_i}, \text{Re} = \frac{\rho_* U L}{\mu_*} - \text{число Рейнольдса}, K s_{m_i} = \left(\alpha \frac{U}{m_i} \right)^{m_i-1}, \alpha = 1 \frac{c}{m},$$

$$Eu = \frac{p_*}{\rho_* U^2}, \text{Pr} = \frac{c_p \mu_*}{\lambda_*}, Fr = \frac{U^2}{gL}, M = \frac{U}{a} - \text{безразмерные числа Эйлера, Прандтля, Фруда, Маха.}$$

Показатели степеней m_i должны быть нечетными целыми положительными числами из заданных безразмерных интервалов

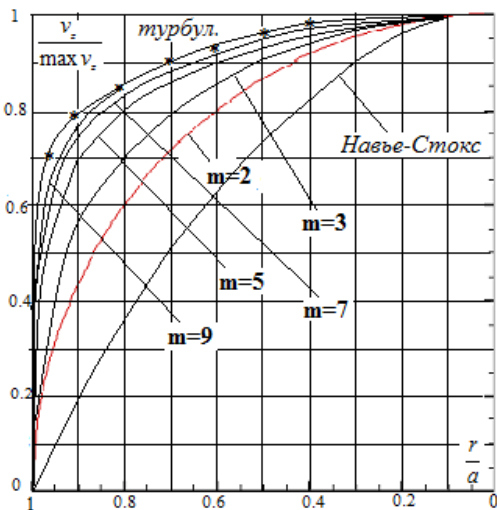
$$(j-1)/9 \leq |v_i| \leq (j+1)/9, m_i = j+1, j = 0, 2, 4, 6, 8, \dots; i = 1, 2, 3$$

На фиг.7 представлены профили осевой скорости течения вязкой жидкости в трубе круглого сечения радиуса "a", насчитанные из краевой задачи для показателей степени $m = 1; 3; 5; 7; 9$.

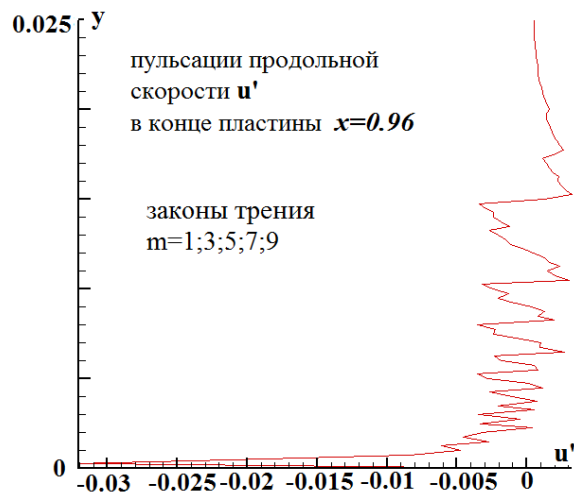
$$\frac{dp}{dz} = \frac{\mu_m}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dV_z^m}{dr} \right), V_r = 0, V_\varphi = 0, \frac{dp}{dz} = \text{const} < 0,$$

Решение данной задачи получается в виде

$$V_z^m = -\frac{1}{4\mu_m} \frac{dp}{dz} (a^2 - r^2), V_r = 0, V_\varphi = 0, \frac{V_z}{\max V_z} = \left(1 - \frac{r^2}{a^2} \right)^{\frac{1}{m}}$$



Фигура 7



Фигура 8

Степень $m = 1$ соответствует уравнению Навье-Стокса, т.е. закону трения Ньютона. Профиль осевой скорости при степени $m = 9$ почти сливается с экспериментальным профилем, который отмечен точками.

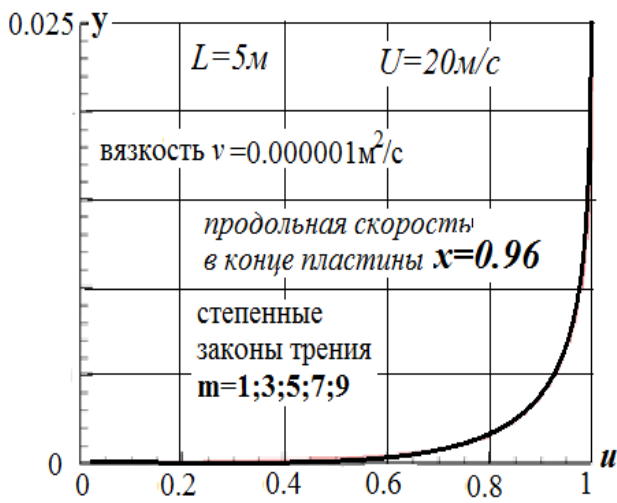
На фиг. 8, 9, 10 приведены расчеты на сетке 200x150 продольного обтекания пластины. На фиг. 2 приведено распределение пульсаций продольной скорости в конце пластины, рассчитанное

по формуле $u_{ij}^m = u_{ij}^n - \bar{u}_{ij}^n$, где $\bar{u}_{ij}^n = (\sum_{k=n_0}^n u_{ij}^k) / (n - n_0)$ - осредненная продольная скорость

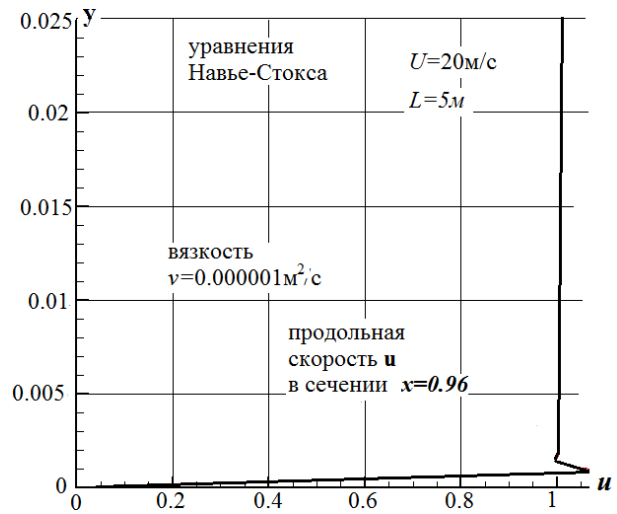
на момент времени $t_n = 0.0001n, n - n_0 = 10^5, n_0 = 1502590$.

На фиг. 9 представлена продольная скорость в конце пластины, полученная численным решением уравнений динамики со степенными законами трения (5.1). При тех же параметрах получено решение уравнений Навье.

Профиль продольной скорости в конце пластины на фиг.10, полученный численным решением уравнений Навье с законом трения Ньютона $m = 1$, разительно отличается от профиля фиг. 9. Тем самым численно подтверждается эффективность степенных законов трения.

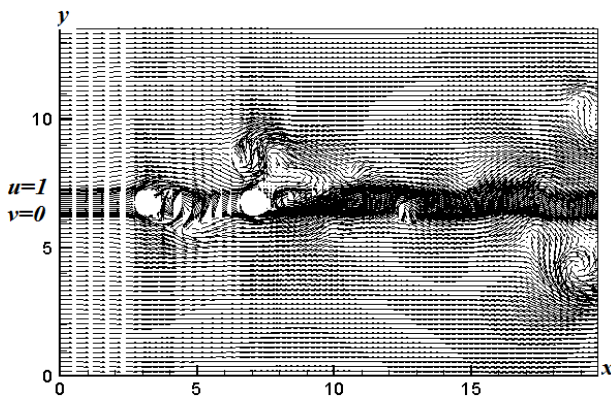


Фигура 9

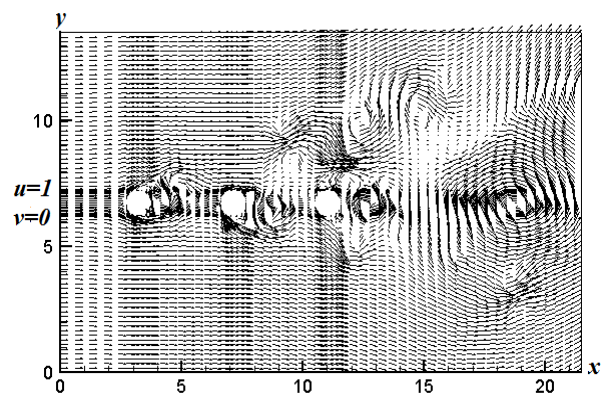


Фигура 10

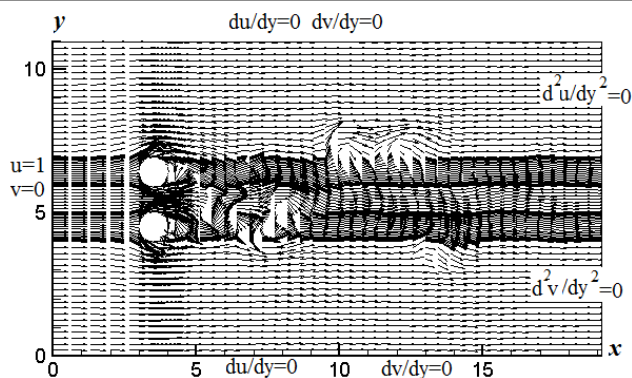
На фиг. 5.11,6.12,7.13,8.14 представлены поля вектора скоростей обтекания вязкой несжимаемой жидкостью цилиндров, полученные на сетках 400x200 в декартовой системе координат, потому как полярная система здесь абсолютно неприменима. Диаметры цилиндров равны $L=1$ м, кинематическая вязкость $\nu = 1.06 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$, скорость набегающего потока $U=10$ м/с.



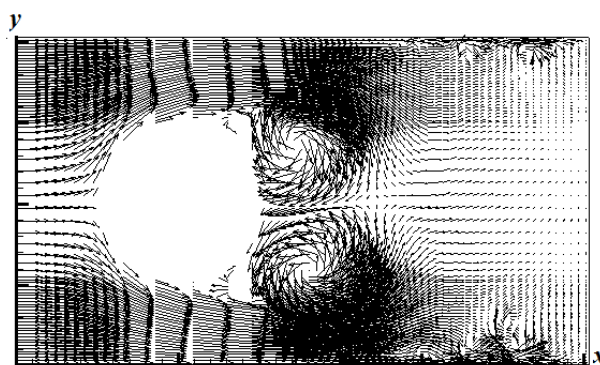
Фигура 5.11



Фигура 6.12



Фигура 7.13



Фигура 8.14

Численные расчеты проведены по недивергентным безразмерным уравнениям (4.1) для несжимаемой жидкости по полуявной схеме без «аппроксимационной вязкости» (эквивалентный термин - без «схемной диффузии»). Постановка граничных условий для всех цилиндров, как горизонтальных так и вертикальных, указаны на фиг. 7.13 обтекания 2-х вертикальных цилиндров. В начальный момент времени жидкость покоится.

На фиг. 8.14 представлено образование пары вихрей за цилиндром в начальные моменты времени. С развитием потока вихри за цилиндрами образуются цепочки вихрей, причем не стационарность течения сохраняется, несмотря на установившийся режим скорости внешнего потока $u=1$.

Выводы

Уравнения со степенными законами трения показали удовлетворительное совпадение с известными экспериментальными результатами. Очевидными достоинствами данных уравнений является их естественный вывод из законов физики и полное отсутствие каких-либо полуэмпирических констант, коих изобилие в полуэмпирических моделях. Теоретически и экспериментально доказана неприменимость в численных расчетах любых уравнений динамики жидкости и газа в искусственной *дивергентной* записи, потому как они имеют естественную *не дивергентную* форму при выводе из законов физики.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. –М.: «Наука», 1973г.
- [2] Устименко Б.П., В.Н.Змейков, А.А.Шишкин. Термоанемометрические методы исследования турбулентности в газовых потоках и факелах. - Алма-Ата: Изд-во «Наука» КазССР, 1983.С.179.
- [3] Турбулентность (принципы и применения).- М.:Мир,1980.С.585.
- [4] Устименко Б.П., Джакупов К.Б., Кроль В.О. Численное моделирование аэродинамики и горения в топочных и технологических устройствах. - Алма-Ата: изд-во «Наука»,1986. С.280.
- [5] Колмогоров А.Н. Уравнения турбулентного движения несжимаемой жидкости // Изв.АН СССР, сер.физ., (1942),6, №1-2.с.56-58
- [6] Лыков А.В.Тепломассобмен. - М.: «Энергия»,1972г. С.560.
- [7] Джакупов К.Б. Численный расчет турбулентного обтекания пластины с применением уравнений для пульсаций // Известия СО АН СССР, сер.техн.н., вып.1, 1985г., с.61-67.
- [8] Джакупов К.Б. Численное моделирование влияния пульсаций на вихревые следы за пластинами // Вестник Томского Гос. Универ., матем. и механ., №4(20), 2012г.
- [9] Jakupov K.B. RHEOLOGICAL LAWS OF VISCOUS FLUID DYNAMICS // Известия НАН РК, сер.физ.-мат.,1(293). 2014.с.51-55.
- [10] Джакупов К.Б. О гипотезе Стокса и реологических законах. -Алматы: «Гылым ордасы», 2014г. С.172.
- [11] U.Piomelli. Large-eddy simulation: achievements and challenges // Progress in Aerospace Sciences 35 (1999) 335-362.
- [12] Spalart P. R.: Strategies for turbulence modelling and simulations, Int. J. Heat Fluid Flow, 21, pp. 2, (2000).
- [13] Strelets, M.: Detached Eddy Simulation of massively separated flows. AIAA Paper 2001-879, (2001).
- [14] Menter, F.R., Egorov, Y, (2010): The Scale-Adaptive Simulation Method for Unsteady Turbulent Flow Predictions. Part 1: Theory and Model Description, J. Flow Turbulence and Combustion, Vol. 85, No. 1
- [15] Egorov, Y, Menter, F.R. and Cokljat D.: Scale-Adaptive Simulation Method for Unsteady Flow Predictions. Part 2: Application to Aerodynamic Flows, companion paper, J. Flow Turbulence and Combustion, Vol. 85, No. 1.
- [16] Rotta J. C.: *Turbulente Strömungen*. BG Teubner Stuttgart, (1972).

[17] Frühlich J. and von Terzi, D.: Hybrid LES/RANS methods for simulation of turbulent flows, Progress in Aerospace Sciences, Vol.44, Issue 5, pp 349-377, 2008.

[18] Джакупов К.Б. Коррекции теоретических парадоксов механики сплошной среды. – Алматы: «Гылым ордасы», 2016г. С.417.

[19] Савельев И.В. Курс общей физики. - Т.1. М.: "Наука", 1977г. С.414.

[20] Аскарлова А.С., Болегенова С.А., Максимов В.Ю., Максутханова А.М., Шортанбаева Ж.К., Мукашева Г.К., Рахимбаева Н.Б., Конакбаев Б.О. Численное моделирование характеристик угольных теплостанций // Известия НАН РК, сер. физ.- мат., 1 (287), январь-февраль 2013.с.10-14.

REFERENCES

- [1] Loitsyanskii LG Fluid Mechanics. TH.: "SCIENCE" 1973.
- [2] Ustimenko B.P., Zmeykov V.N., Shishkin A.A. Hot-wire methods for studying turbulent of gas streams and fakelah.- Alma-Ata: "Science" of the Kazakh SSR, 1983.p.179.
- [3] Turbulence (Principles and Applications) - Wiley, 1980.S.585. [4]. Ustimenko B.P., Jakupov K.B., Kroll V.O. Numeral design aerodynamics and burning in fire-box and technological device.- Alma-Ata: "Science" of the Kazakh SSR, 1986. p.280.
- [5] Kolmogorov Equations of turbulent motion of an incompressible fluid // Izv.An USSR ser.fiz., (1942), 6, №1-2.s.56-58.
- [6] Lykov A.V. Teplomassobmen. - M.: "Energy", 1972. S.560.
- [7] Jakupov K.B. Numerical calculation of turbulent flow over a plate with the equations for pulsations // Bulletin SB RAS, ser.tehn.n., Issue 1, 1985., S.61-67.
- [8] Jakupov K.B. Numerical simulation of the effect of fluctuations on the vortices behind the plate // Westnick Tomsk University. Univer., Mathematics and Mechanics, №4 (20), 2012., S.80-87.
- [9] Jakupov K.B. RHEOLOGICAL LAWS OF VISCOUS FLUID DYNAMICS // Proceedings of the National Academy of Sciences of Kazakhstan, ser.fiz.- mat. 1(293). In 2014.p.51-55.
- [10] Jakupov K.B. About gipoteze of Stokes and rheological laws. -Almaty "Gylym Ordasy", P.172.
- [11] U.Piomelli. Large-eddy simulation: achievements and challenges // Progress in Aerospace Sciences 35 (1999) 335-362.
- [12] Spalart P. R.: Strategies for turbulence modelling and simulations, Int.J. Heat Fluid Flow, 21, pp. 2, (2000).
- [13] Strelets, M.: Detached Eddy Simulation of massively separated flows. AIAA Paper 2001-879, (2001).
- [14] Menter, F.R., Egorov, Y, (2010): The Scale-Adaptive Simulation Method for Unsteady Turbulent Flow Predictions. Part 1: Theory and Model Description, J. Flow Turbulence and Combustion, Vol. 85, No. 1
- [15] Egorov, Y, Menter, F.R. and Cokljat D.: Scale-Adaptive Simulation Method for Unsteady Flow Predictions. Part 2: Application to Aerodynamic Flows, companion paper, J. Flow Turbulence and Combustion, Vol. 85, No. 1.
- [16] Rotta J. C.: *Turbulente Strömungen*. BG Teubner Stuttgart, (1972).
- [17] Frühlich J. and von Terzi, D.: Hybrid LES/RANS methods for simulation of turbulent flows, Progress in Aerospace Sciences, Vol.44, Issue 5, pp 349-377, 2008.
- [18] Jakupov K.B. Correction of continuum mechanics theoretical paradoxes.- Almaty "Gylym Ordasy", 2016. P.417.
- [19] Saveliev I.V. Course general physics.- Т.1. М.: "Наука", 1977. P.414.
- [20] Askarova A.S. Bolegenova S.A., Maksimov V.U., Maksutchanova A.M., Shortanbaeva J.K., Mukasheva G.K., Рахимбаева Rachimbaeva N.B., Konaqbaev B.O. // Chislennoe modelirovanie karakteristik ugolnich teplostanci // Proceedings of the National Academy of Sciences of Kazakhstan, ser.fiz.- mat. 1(287). In 2013.p.10-14

К. Б. Жақып-тегі

ҚР БҒМ Математика және математикалық моделдеу институты, Алматы, Қазақстан

$k - \varepsilon$, LES, РЕЙНОЛЬДС ЖӘНЕ ДӘРЕЖЕЛІ МОДЕЛДЕР ТУРАЛЫ

Аннотация. Турбуленттік ағыстарды тұйықталмаған Рейнольдс теңдеулерімен және жоғарғы текті моменттерге Келлер-Фридман жасаған шектелмеген теңдеулермен немесе LES – әдіспен модельдеудің жалғандығы уақыт бойынша ортандыратын период T сондай барлық турбулент ағыстың нүктелеріне және барлық гидродинамика функцияларына тұрақты болып табылмайтынында тұр. Осы жағдай физикалық мәні жоқ және құрастырылуы абсурд жартылай эмпирикалық математикалық модельдерге әкеліп соқты. Оның ішінде аталмаш тиімді турбуленттік тұтқырлықтың еселеуі үшін μ_T Колмогоровтың идеясына негізделген $k - \varepsilon$ ұйялығы да бар. « $k - \varepsilon$ » әдістемелерінің қателігі үйкеліс күштерінің әсерлігімен және кинетикалық жігерді тасымалдау теңдеуімен қайшыланғаны, олармен қатар пульсациялардың турбуленттік кинетикалық жігерінің теңдеуімен қайшыланғаны. Осы мақалада тұтқырлы сұйықтықтар мен газдардың ағыстарын модельдеу үшін физикалық үйкеліс заңдарын $\vec{F}_{mp} = -k_m \vec{v}^m, m=1,3,5,7,9, \dots$ пайдалану қажет екені негізделін-ген. Бірақта дәрежелер көрсеткіштері дақ сандар болу керек. Олар осы нүктедегі жылдамдықтың компонентерінен тәуелді. Осыған сәйкес беттеспеген кернеулер тензоры құрылған және қозғалыс теңдеулері. Осылай жасалынған модельдерде жартылайэмпирикалық константалар жоқ. Ньютон үйкеліс заңы және Навье теңдеулері жеке жағдай ретінде шыға береді, көрсеткіш бірге тең болғанда $m = 1$.

Тірек сөздер: сұйықтық, пульсация, ламинарлық, турбуленттік.

NEWS

OF THE NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF THE REPUBLIC OF KAZAKHSTAN
PHYSICO-MATHEMATICAL SERIES

ISSN 1991-346X

Volume 1, Number 311 (2017), 159 – 163

UDC 004

B.M. Mazakova¹, A.T. Zhakypov², G.B. Abdikerimova³¹S. Seifullin Kazakh Agro Technical University, Astana;²Branch of Lomonosov Moscow State University, Astana;³L.N.Gumilyov Eurasian National University, Astana

scipper92@mail.ru, bayan7080@yandex.ru, guldana2002@mail.ru

**THE SPACECRAFT'S ORBIT CONSECUTION BASED
ON OPEN SOURCE DATA**

Abstract. This article describes how a web application for the construction of the satellite's orbit remote sensing (RS) and the forecast of a possible shooting indicated on the surface of the Earth. For remote sensing is important to select a suitable solution to the problem of the satellite, taking into account the criteria as optical characteristics, the frequency of surveys.

The developed application offers a user-friendly interface and efficient calculation of the satellite position with the help of heuristic algorithms applied the formula of spherical trigonometry. With this application the user can see the trajectory of any available commercial satellite remote sensing for a predetermined period of time, as well as calculate all the possibilities that meet user requirements, to capture this specific point the spacecraft. The algorithm is based on SGP4 model using public TLE data for remote sensing satellites, the formulas of spherical trigonometry and heuristic methods of computation reduction.

The program code is written in JavaScript and PHP programming languages using libraries Bootstrap, JQuery and Cesiumjs. JavaScript is the most common way to create browser-based interface, new features are added to the language. The article presents screenshots of the program and the results of test execution speed of calculations.

Key words: spacecraft, remote sensing of the Earth's orbit, the web application, the SGP4 model, TLE.

УДК 004

Б.М. Мазакова¹, А.Т. Жакыпов², Г.Б. Абдикеримова³¹КазАТУ имени С.Сейфуллина, г. Астана;²Казахстанский филиал МГУ имени М.В.Ломоносова, г. Астана;³ЕНУ имени Л.Н.Гумилева, г.Астана**ПОСТРОЕНИЕ ОРБИТЫ КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА
НА ОСНОВЕ ОТКРЫТЫХ ИСХОДНЫХ ДАННЫХ**

Аннотация. В данной статье описывается веб-приложение для построения орбиты спутника дистанционного зондирования Земли (ДЗЗ) и прогноза возможной съемки указанной точки на поверхности Земли. Для ДЗЗ важно решение проблемы выбора подходящего спутника, с учетом критериев как оптические характеристики, частота съемок.

Разработанное приложение предлагает удобный интерфейс для пользователя и эффективный расчет положения спутника, с помощью эвристических алгоритмов применялись формулы сферической тригонометрии. С помощью этого приложения пользователь сможет увидеть траекторию движения любого доступного коммерческого спутника ДЗЗ на заданный период времени, а также рассчитать все возможности, удовлетворяющие требованиям пользователя, для съемки указанной точки определенным космическим аппаратом. Алгоритм основан на модели SGP4, использующей общедоступные данные TLE для спутников ДЗЗ, формулах сферической тригонометрии и эвристических методах сокращения вычислений.

Код программы написан на языках программирования JavaScript и PHP с применением библиотек Bootstrap, JQuery и Cesiumjs. JavaScript является самым распространенным средством создания браузерных

интерфейсов, в язык добавляются новые возможности. В статье приведены скриншоты самой программы и результаты тестов скорости выполнения расчетов.

Ключевые слова: космический аппарат, дистанционное зондирование Земли, орбита, веб-приложение, модель SGP4, TLE.

В последние десятилетия стали важны спутниковые методы исследования поверхности Земли. Это связано как с дальнейшим совершенствованием космической техники, так и со свертыванием авиационных и наземных методов мониторинга. Основные области применения спутникового дистанционного зондирования Земли (ДЗЗ) – получение информации о состоянии окружающей среды и землепользования, изучение растительных сообществ, оценка урожая сельскохозяйственных культур и последствий стихийных бедствий. Средства дистанционного зондирования эффективны при изучении загрязнения почвы и водоемов, льдов на суше и воде, в океанологии. Эти средства позволяют получать сведения о состоянии атмосферы, в том числе в глобальном масштабе. При этом услуги ДЗЗ предоставляются тысячами спутников, вращающихся по низким околоземным орбитам. В связи с этим у пользователей услуг ДЗЗ возникает проблема выбора подходящего спутника. Критериями выбора здесь являются, во-первых, оптические характеристики, во-вторых, возможная частота съемок при желаемых параметрах. Если из множества всех доступных спутников ДЗЗ условно выделить класс по схожести оптических характеристик, то для окончательного принятия решения требуется оценить: в какой мере сможет исполнить заказ на съемку тот или иной космический аппарат из этого класса. В решении последней проблемы может помочь программа, описываемая в этой статье.

В данной статье описывается веб-приложение для построения орбиты спутника ДЗЗ и прогноза возможной съемки указанной точки на поверхности Земли. С помощью этого приложения пользователь сможет увидеть траекторию движения любого доступного коммерческого спутника ДЗЗ на заданный период времени, а также рассчитать все возможности, удовлетворяющие требованиям пользователя, для съемки указанной точки определенным космическим аппаратом.

Данное приложение можно условно разбить на две компоненты: интерфейс и вычислительную часть. Интерфейс содержит поля ввода данных, вывода результатов и трехмерную модель Земли для наглядной визуализации. Для построения орбиты Земли пользователю достаточно выбрать космический аппарат из списка, ввести стартовую и конечную даты и нажать на кнопку «Нарисовать орбиту» («Draw orbit») в панели слева. В результате будет визуализировано вращение космического аппарата вокруг Земли (Рисунок 1).

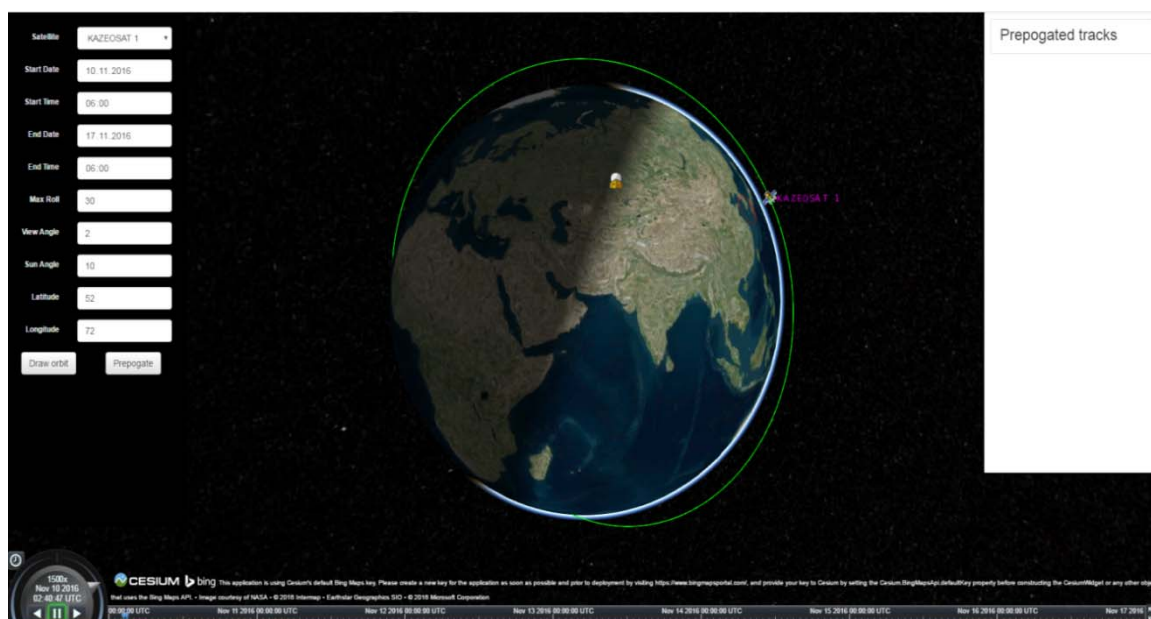


Рисунок 1 - Визуализация вращения космического аппарата вокруг Земли

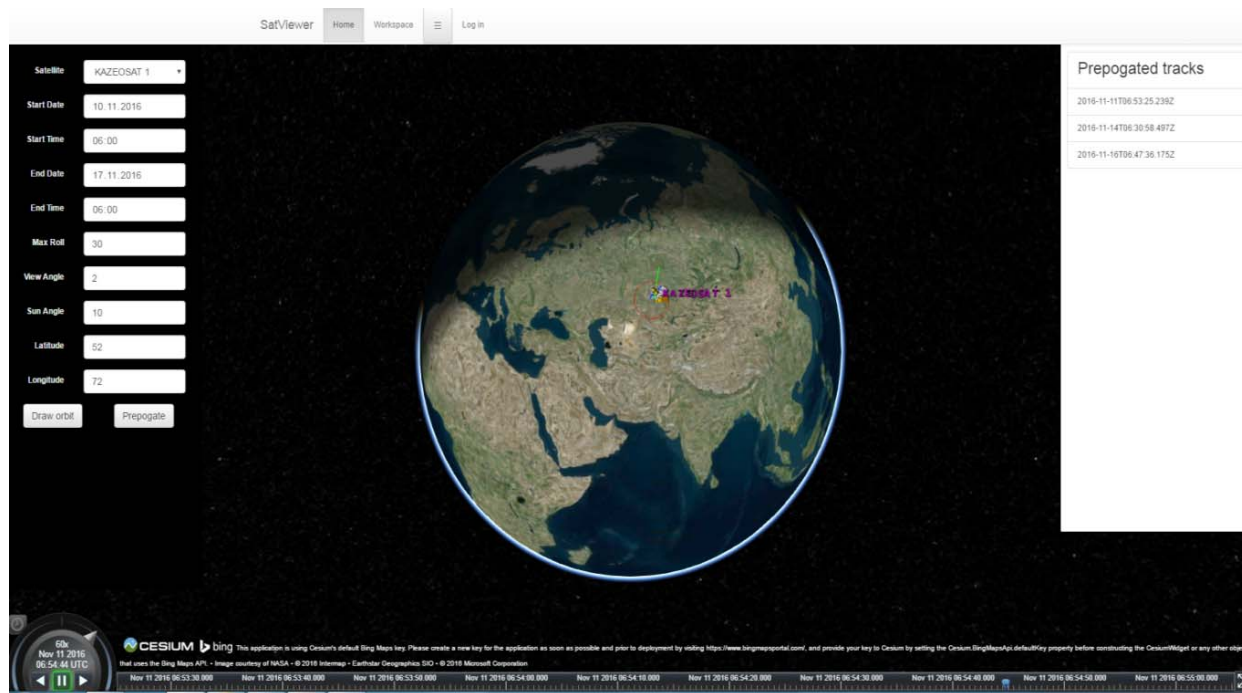


Рисунок 2 - Определение точки съемки

Скорость визуализации можно регулировать с помощью приборной панели внизу. Для расчета возможной съемки указанной точки необходимо будет еще ввести координаты требуемой точки или выбрать ее двойным щелчком мыши по карте, указать максимально допустимый угол съемки и минимальный угол Солнца и нажать «Propagate». В результате в панели справа будет выведен список пролетов, подходящих под заданные параметры. При выборе какого-либо элемента из этого списка на основном экране отобразится часть траектории, с которой возможно произвести съемку указанной точки согласно заданным ограничениям (Рисунок 2).

Вычислительная часть основана на модели SGP4 [1], использующей общедоступные данные TLE [2] для спутников ДЗЗ. Эта модель позволяет рассчитать положение космического аппарата в указанный момент времени. Таким образом, для построения орбиты производится расчет положения спутника по этой модели с некоторым шагом по времени. При вычислении возможностей съемки точки на поверхности Земли используются тот же подход вместе с эвристическими алгоритмами для сокращения вычислительной нагрузки. Кроме того, для достижения высокой точности определения метрических величин применялись формулы сферической тригонометрии [3]. Угол Солнца над горизонтом вычисляется динамически и зависит от времени и координат точки [4]. Если пользователю интересны ночные пролеты, то он может задать отрицательную величину угла Солнца, например -90 .

Код программы написан на языках программирования JavaScript и PHP. Само приложение развернуто на сервере Apache2. Выбор средств программирования продиктован их нынешней популярностью в среде веб-разработок и отсутствием проблем совместимости со всеми современными интернет-браузерами. При создании интерфейса были использованы вспомогательные библиотеки Bootstrap, JQuery и Cesiumjs [5]. Последняя из перечисленных библиотек отвечает за визуализацию модели Земли и полета космического аппарата, для чего координаты положения спутника в пространстве, полученные в результате работы модели SGP4, конвертируются в формат czml [6].

Ниже в таблицах показано время выполнения работы при тестовых запусках программы на разных продолжительностях промежутка планирования. Тесты проводились на сервере, локально развернутом на ПК со следующими характеристиками, указанными в таблице 1.

Таблица 1 - Характеристики серверного компьютера

Процессор	Intel® Core™ i5-3470 CPU @ 3.20 GHz 3.20GHz
ОЗУ	4GB
ОС	Windows 7 (64-bit)
Видеокарта	Intel® HD Graphics, 1696 MB

Таблица 2 - Построение орбиты

Срок планирования, дни	Время выполнения, мс
1	13
3	230
7	278
14	533

Таблица 3 - Вычисление скорости

Срок планирования, дни	Время выполнения, мс
1	2
3	7
7	9
14	15

Как видно по результатам проведенных тестов, описываемое веб-приложение имеет достаточно высокую скорость работы на среднестатистическом компьютере, что дает возможность для его производительного использования в сети Интернет при относительно небольших затратах на аппаратуру.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Vallado David, Crawford Paul, Hujsak Richard, Kelso Ted. «Revisiting Spacetrack Report #3». USA, NY: «American Institute of Aeronautics and Astronautics», 2006. – 88 p.
- [2] <https://www.celestrak.com/NORAD/documentation/tle-fmt.asp>
- [3] Дубошин Г.Н. «Справочное руководство по небесной механике и астродинамике». М.: Наука. Глав. ред. физ.-мат. лит., 1976. – 864 стр.
- [4] <http://stjarnhimlen.se/comp/tutorial.html>
- [5] <https://cesiumjs.org/>
- [6] <https://github.com/AnalyticalGraphicsInc/czml-writer/wiki/>
- [7] Суханов А.А. «Астродинамика». М.: ИКИ РАН, 2010. - 204с. - Серия «Механика, управление, информатика».
- [8] Дубошин Г.Н. «Небесная механика. Методы теории движения искусственных небесных тел». М.: Наука, Физматлит, 1983. – 352 стр.
- [9] Дубошин Г.Н. «Небесная механика. Аналитические и качественные методы». М.: Наука, 1978. – 456 стр.
- [10] Lane Max, Hoots Felix. «An improved analytical drag theory for the artificial satellite problem». USA, NY: «American Institute of Aeronautics and Astronautics», 1969. – 11 p.
- [11] Kelso T.S. «Validation of SGP4 and IS-GPS-200D Against GPS Precision Ephemerides». USA, Arizona, Sedona: «17th AAS/AIAA Space Flight Mechanics Conference», 2007. – 15 p.
- [12] Carrico Timothy, Carrico John, Policastro Lisa, Loucks Mike. «Investigating Orbital Debris Events using Numerical Methods with Full Force Model Orbit Propagation». USA, NY: «American Institute of Aeronautics and Astronautics», 2008. 20 p.
- [13] Вагнер Ричард, Вайк Аллен. «JavaScript. Энциклопедия пользователя». М: «Диасофт», 2005. – 464 стр.
- [14] Bhaumik S. «Bootstrap Essentials». UK, Birmingham: «Packt Publishing», 2015. – 166 p. – ISBN: 978-1-78439-517-9.
- [15] Spurlock J. «Bootstrap». USA, CA, Sebastopol: «O’Reilly Media», 2013. – 128 p.
- [16] Фримен А. «jQuery для профессионалов». М: «Вильямс», 2013. – 954 стр. – ISBN: 978-5-8459-1799-7.
- [17] Кузнецов М.В., Симдянов И.В., Гольшев С.В. «PHP 5 на примерах». СПб: «БХВ Петербург», 2005. – 576 стр.
- [18] Welling L. «PHP and MySQL Web Development (4th Edition)». USA, Boston: «Addison-Wesley Professional», 2008. – 1008 p. – ISBN: 978-0672329166.
- [19] Mohammed J.K. «Apache Server 2 Bible». USA, NY: «Wiley», 2002. – 800 p. – ISBN: 978-0764523287.
- [20] Kew N. «The Apache Modules Book: Application Development with Apache». USA, NJ: «Prentice Hall», 2007. – 588 p.

REFERENCES

- [1] Vallado David, Crawford Paul, Hujsak Richard, Kelso Ted. «Revisiting Spacetrack Report #3». USA, NY: «American Institute of Aeronautics and Astronautics», 2006. 88 p. (in Eng.).
- [2] <https://www.celestrak.com/NORAD/documentation/tle-fmt.asp>(in Eng.).

- [3] GN Duboshin "Reference Guide on celestial mechanics and astrodynamics". М.: Nauka. Heads. Ed. Sci. lit., **1976**, 864 p. (in Russ.).
- [4] <http://stjarnhimlen.se/comp/tutorial.html>(in Eng.).
- [5] <https://cesiumjs.org/>(in Eng.).
- [6] <https://github.com/AnalyticalGraphicsInc/czml-writer/wiki/>(in Eng.).
- [7] AA Sukhanov "Astrodynamics". М.: IKI, **2010**, 204p. - "Mechanics, Management, Computer Science" series. (in Russ.).
- [8] GN Duboshin "Celestial Mechanics. Methods of the theory of motion of artificial celestial bodies." М.: Science, FIZMATLIT, **1983**, 352 p. (in Russ.).
- [9] Duboshin GN "Celestial Mechanics. Analytical and qualitative methods." М.: Nauka, **1978**, 456 p.
- [10] Lane Max, Hoots Felix. «An improved analytical drag theory for the artificial satellite problem». USA, NY: «American Institute of Aeronautics and Astronautics», **1969**, 11 p. (in Eng.).
- [11] Kelso T.S. «Validation of SGP4 and IS-GPS-200D Against GPS Precision Ephemerides». USA, Arizona, Sedona: «17th AAS/AIAA Space Flight Mechanics Conference», **2007**, 15 p. (in Eng.).
- [12] Carrico Timothy, Carrico John, Policastri Lisa, Loucks Mike. «Investigating Orbital Debris Events using Numerical Methods with Full Force Model Orbit Propagation». USA, NY: «American Institute of Aeronautics and Astronautics», **2008**, 20 p. (in Eng.).
- [13] Richard Wagner, Vayk Allen. «JavaScript. User Encyclopedia." М: "DiaSoft", **2005**, 464 p. (in Russ.).
- [14] Bhaumik S. «Bootstrap Essentials». UK, Birmingham: «Packt Publishing», **2015**, 166 p. – ISBN: 978-1-78439-517-9. (in Eng.).
- [15] Spurlock J. «Bootstrap». USA, CA, Sebastopol: «O'Reilly Media», **2013**, 128 p. (in Eng.).
- [16] Freeman A. «jQuery for professionals." М.: "Williams", **2013**, 954 p, ISBN: 978-5-8459-1799-7. (in Russ.).
- [17] Kuznetsov MV, Simdyanov IV, Golyshev SV «PHP 5 by way of example." St. Petersburg: "BHV Peterberg", **2005**, 576 p. (in Russ.).
- [18] Welling L. «PHP and MySQL Web Development (4th Edition)». USA, Boston: «Addison-Wesley Professional», **2008**, 1008 p., ISBN: 978-0672329166. (in Eng.).
- [19] Mohammed J.K. «Apache Server 2 Bible». USA, NY: «Wiley», **2002**, 800p. ISBN: 978-0764523287. (in Eng.).
- [20] Kew N. «The Apache Modules Book: Application Development with Apache». USA, NJ: «Prentice Hall», **2007**, 588 p. (in Eng.).

Б.М. Мазакова¹, А.Т. Жакыпов², Г.Б. Абдикеримова³

¹С. Сейфуллин атындағы ҚазАТУ Астана қ.,

²М.В.Ломоносов атындағы МГУ-нің қазақстандық филиалы, Астана қ.,

³Л.Н.Гумилев атындағы УҰУ, Астана қ.,

КӨЗІ АШЫҚ МӘЛІМЕТТЕРДІҢ НЕГІЗІНДЕ ҒАРЫШ АППАРАТТАРЫНЫҢ ОРБИТАСЫН САЛУ

Аннотация. Бұл мақалада қашықтықтан зондтау арқылы спутниктің орбитасын салу және жер бетіндегі берілген түсіруге ықтимал нүктесінің болжамын беру үшін әзірленген веб-бағдарлама сипатталады. Пайдаланушы осы қосымшаның көмегімен алдын ала белгіленген уақыт аралығында кез - келген қолда бар коммерциялық қашықтықтан зондтау спутниктің траекториясын көре алады, сондай-ақ, нақты нүктені ғарыш аппаратымен түсіру үшін, пайдаланушы талаптарына жауап беретін барлық мүмкіндіктерін есептеуге болады. Алгоритм қашықтықтан зондтау жерсеріктерінің қоғамдық TLE деректерін пайдаланатын SGP4 үлгісіне, сфералық тригонометрия формулаларына және есептеуін азайтатын эвристикалық әдістеріне негізделген. Бағдарлама коды JavaScript және PHP бағдарламалау тілдерінде, Bootstrap, JQuery және Cesiumjs кітапханаларды пайдаланып жазылған. Бұл мақалада бағдарламасының скриншоты және есептеулерді орындау жылдамдығы сынақтарының нәтижелері ұсынылған.

Тірек сөздер: ғарыштық аппарат, Жерді қашықтықтан зондтау, орбита, веб-қосымша, модель SGP4, TLE.

NEWS

OF THE NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF THE REPUBLIC OF KAZAKHSTAN
PHYSICO-MATHEMATICAL SERIES

ISSN 1991-346X

Volume 1, Number 311 (2017), 164 – 172

UDC 517.929

M.B. Saprunova¹, M. Akylbayev², A. Sh. Shaldanbayev³

¹Southern Kazakhstan state pharmaceutical academy;

²Southern Kazakhstan pedagogical university;

³Southern Kazakhstan state university

shaldanbaev51@mail.ru

**ABOUT ONE WAY OF PROTECTION
OF INFORMATION TRANSFER**

Abstract. In this work, with the help of the spectral theory of a functional differential equation, it is studied an advance of waves on a periodic wave guide, in particular, the way of creation of a white noise for the nepryatelsky receiver is shown.

Keywords: wave guide, functional differential equation, range, basis of Riesz, periodic task.

ӘОЖ 517.929

М.Б. Сапрунова¹, М.И. Ақылбаев², А.Ш. Шалданбаев³

¹Южно-Казахстанская государственная фармацевтическая академия;

²Оңтүстік-Қазақстан педагогикалық университеті;

³Оңтүстік-Қазақстан мемлекеттік университеті

**ЖЕЛІДЕГІ АҚПАРЛАРДЫ ҚОРҒАУДЫҢ
БІР ТӘСІЛІ ТУРАЛЫ**

Аннотация. Бұл еңбекте функционал-дифференциал теңдеулердің спектралді теориясы арқылы периодты толқынот арқылы тарайтын толқындардың қасиеттері зерттелді, нәтижесінде, қарсыластың қабылдаушының залалсыздандыру жолы табылды.

Түйін сөздер: толқынот, функционал-дифференциал теңдеулер, спектр, Рисстің базисі, периодты есеп.

1. Кіріспе. Ақпараттарды дыбыс түрінде, сурет түрінде және электромагниттік толқындар түрінде тарайды. Бұл толқындар Джеймс Максвеллдің теңдеулері арқылы өрнектеледі. Қазіргі заманда қажетті ақпараттар құнды тауарға айналды, сондықтан оны дер кезінде әрі сапалы етіп тұтынушыға жеткізу аса маңызды шаруа болып саналады. Байлық жүрген жерде ұрлық бірге жүретіні бұрыннан белгілі нәрсе, дайын асқа тік қасық демекші, керекті мәліметтерді желілерден ұрлаушылар да пайда болды. Оларды қазіргі заман тілімен айтсақ «хаккерлер» дейді. Ньютонның заңы бойынша, әрбір әсерге қарсы әсер табылады, сондықтан, ақпараттарды қорғаушылар да пайда болды. Ақпараттарды әр түрлі жолмен қорғауға болады. Оның ең қарапайым үлгісі криптография болса керек, жасырын жазу жолдары ертедегі Египеттіктерге де белгілі болған дейді.

Біз желідегі ақпараттарды қорғау жолдарын қарастырмақпыз. Электромагниттік толқындарды тарататын желілерді, орысша айтқанда, «волновод» деп айтады, ал осы толқындарды таратушы құралдардың жұмыстарының математикалық моделі шекаралық есептер болады. Шекаралық шарттар құралға енген толқын мен онан шыққан толқынның айырмашылығын білдіреді.

Жиі кездесетін волноводтардың бір түрін «периодический волновод» деп атайды. Мұндай волноводқа енген толқын мен онан шыққан толқынның амплитудасы бірдей болуы керек, тек жиілігі мен фазасы өзгеруі мүмкін. Бұл құрал ақпарды қабылдап, оны бізге басқа жиілікпен және басқа фазамен береді. Егер біздің бәсекелестеріміз бұл құралды білмесе, онда олар өздерінің қабылдаған ақпарларын оқи алмайды. Мәселенің мән – жайы міне осында.

Келесі, шекаралық есепті периодты волновод дейді:

$$y'(x) = \lambda y(\alpha - x), \quad (1.1)$$

$$y(0) = y(2\pi), \quad (1.2)$$

мұндағы α - дегеніміз $0 < \alpha < 2\pi$ аралығында жатқан кез-келген нақты сан, ал λ - спектралді параметр.

Зерттеуіміз көрсеткендей, (1.1) – (1.2) есептің $L^2(0,2\pi)$ кеңістігінде толымды векторлар системасы бар, сонымен бірге, қосалқы меншікті векторлары бар екен, олар әлгі кеңістікте толымды емес. Бізге керекті ақпарлар негізгі толымды система арқылы арқылы жеткізіледі, ал екінші система арнаны қорғаушының қызметін атқарады. Ол арнада гуілдеген толқындар таратып, жаудың берекесін қашырады. Біздің таратушының сырын білетін достарымыз бұл екі толқындарды ажыратып, өздеріне керекті ақпарларды сүзгіштен өткізіп тазалап ала- алады.

Енді жоғарыдағы (1.1) – (1.2) шекаралық есептің мән – жайына үңілейік. Бірінші толқындардың теңдеуі, ал екіншісі шекаралық шартты білдіреді. Толқындар $(0,2\pi)$ аралығында өзгеріске ұшырайды, оның себепшісі α шамасы, ол бізге белгілі, ал жауға белгісіз. Таратушыға енген толқынды өзгертуші де дәл осы шама. Біз оны толқынөттің кілті деп атайық. Толқынөттің спектралді теориясымен [1] еңбек арқылы танысуға болады, функционал-дифференциал теңдеудің спектралді теориясының алғашқы нәтижелері [2] еңбекте көрініс берді. Операторлардың спектралді теориясы туралы мәліметтерді [3-15] еңбектерден табуға болады. Соңғы кездері функционал-дифференциал теңдеулер әртүрлі [16-23] салаларда қолданылып жүр.

2. Зерттеу әдісі

Анықтама 2.1. Егер Гильберттің H кеңістігінің әрбір $x \in H$ элементі осы кеңістікте жинақталатынын мынадай:

$$x = \sum_{k=1}^{\infty} c_k \varphi_k.$$

қатарға таратылатын болса, онда $\{\varphi_k\}$, $k = 1, 2, \dots$ системасын осы H кеңістігінің базисі деп атаймыз, мұндағы c_k - дегеніміз белгілі бір сандар, ал қатар осы H кеңістігінің нормасы бойынша жинақталады.

Дәл осы сәтте,

$$(\varphi_m, \varphi_n) = \delta_{mn}, \quad m, n = 1, 2, \dots$$

теңдіктері орындалса, онда $\{\varphi_k\}$ бұл базисті ортонормаланған дейміз, кейде ортонормалді деп те атайды.

Тригонометриялық система:

$$\frac{1}{\sqrt{2\pi}}, \frac{1}{\sqrt{\pi}} \cos t, \frac{1}{\sqrt{\pi}} \sin t, \frac{1}{\sqrt{\pi}} \cos 2t, \frac{1}{\sqrt{\pi}} \sin 2t, \dots$$

$L^2(0,2\pi)$ кеңістігінде ортонормаланған система болып табылады.

$\{\varphi_k\}$ ($k = 1, 2, \dots$) - дегеніміз H кеңістігінің кез – келген ортонормаланған базисі болсын делік, ал T - дегеніміз осы кеңістікте анықталған қайтымды шектеулі сызықтық оператор болсын делік. Онда H кеңістігінің кез – келген $f \in H$ векторы үшін:

$$T^{-1}f = \sum_{k=1}^{\infty} (T^{-1}f, \varphi_k) \cdot \varphi_k = \sum_{k=1}^{\infty} (f, (T^{-1})^* \varphi_k) \cdot \varphi_k,$$

және дәл осы себепті

$$f = \sum_{k=1}^{\infty} (f, \theta_k) \cdot \psi_k,$$

болады, мұндағы

$$\psi_k = T\varphi_k, \quad \theta_k = (T^{-1})^* \varphi_k, \quad (k = 1, 2, \dots).$$

Сонымен бірге

$$(\varphi_m, \varphi_n) = \delta_{mn}, (m, n = 1, 2, \dots).$$

болатыны айдан анық, сондықтан, егер:

$$f = \sum_{k=1}^{\infty} c_k \psi_k, \quad (2.1)$$

болса, онда

$$c_k = (f, \theta_k),$$

яғни (2.1) таралымы бірегей.

Сонымен, кез – келген шектеулі қайтымды оператор кез – келген ортонормаланған базисті осы H кеңістігінің басқа бір базисіне аударады. Ортонормаланған базистен осындай жолмен алынған $\{\varphi_k\}$, $k = 1, 2, \dots$ базисін ортонормаланған базиске эквивалентті базис немесе Рисстің базисі деп атайды [4].

Лемма 2.1. Егер $0 \leq \alpha \leq 2\pi$ болса, онда мына,

$$\varphi_n(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \left[\cos n \left(x - \frac{\alpha}{2} \right) + \sin n \left(x - \frac{\alpha}{2} \right) \right],$$

$$n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

функциялар системасы $L^2(0, 2\pi)$ кеңістігінде ортонормаланған базис құрайды.

Дәлелі.

(а) Ортонормаланғандығы.

$$\begin{aligned} (\varphi_n, \varphi_m) &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \left[\cos n \left(x - \frac{\alpha}{2} \right) + \sin n \left(x - \frac{\alpha}{2} \right) \right] \left[\cos m \left(x - \frac{\alpha}{2} \right) + \sin m \left(x - \frac{\alpha}{2} \right) \right] dx = \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \left[\cos(n-m) \left(x - \frac{\alpha}{2} \right) + \sin(n+m) \left(x - \frac{\alpha}{2} \right) \right] dx = \\ &= \frac{1}{2\pi} \left[\frac{\sin(n-m) \left(x - \frac{\alpha}{2} \right)}{n-m} - \frac{\cos(n+m) \left(x - \frac{\alpha}{2} \right)}{n+m} \right] \Bigg|_0^{2\pi} = \\ &= \frac{1}{2\pi} \left[\frac{-\sin \left[(n-m)2\pi - (n-m) \frac{\alpha}{2} \right] + \sin(n-m) \frac{\alpha}{2}}{n-m} - \frac{\cos \left[(n+m)2\pi - (n+m) \frac{\alpha}{2} \right] - \cos(n+m) \frac{\alpha}{2}}{n+m} \right] = \\ &= \begin{cases} 1) 0, & m \neq \pm n; \\ 2) \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \cos 2n \left(x - \frac{\alpha}{2} \right) dx = \frac{1}{2\pi} \frac{\sin 2n \left(x - \frac{\alpha}{2} \right)}{2n} \Bigg|_0^{2\pi} = \\ &= \frac{1}{4n\pi} [\sin(4n\pi - n\alpha) + \sin n\alpha] = 0, \Rightarrow m = -n, \quad n \neq 0; \\ 3) \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} [1 + \sin 2n] \left(x - \frac{\alpha}{2} \right) dx = \left(x - \frac{\cos 2n \left(x - \frac{\alpha}{2} \right)}{2n} \right) \Bigg|_0^{2\pi} \cdot \frac{1}{2\pi} = \\ &= \frac{1}{2\pi} \left(2\pi - \frac{\cos(4n\pi - n\alpha) - \cos n\alpha}{2n} \right) = 1, m = n; \end{cases} \end{aligned}$$

$$= \begin{cases} 0, & m \neq \pm n; \\ 0, & m = -n, \quad n \neq 0; \\ 1, & m = n, \quad n \neq 0. \end{cases}$$

$$(\varphi_0, \varphi_0) = \frac{1}{2\pi}.$$

б) Толымдылығы.

$L^2(0, 2\pi)$ кеңістігінің әйтеуір бір $f(x) \in L^2(0, 2\pi)$ элементі үшін мына, $\int_0^{2\pi} f(x)\varphi_n(x)dx = 0, n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ теңдіктер орындалсын делік, онда

$$\int_0^{2\pi} f(x) \left[\cos n \left(x - \frac{\alpha}{2} \right) + \sin n \left(x - \frac{\alpha}{2} \right) \right] dx = 0, \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

немесе таратып жазсақ,

$$\begin{aligned} & \int_0^{2\pi} f(x) \left[\cos nx \cos \frac{n\alpha}{2} + \sin nx \sin \frac{n\alpha}{2} + \sin nx \cos \frac{n\alpha}{2} - \cos nx \sin \frac{n\alpha}{2} \right] dx = \\ & = \int_0^{2\pi} f(x) \left[\left(\cos \frac{n\alpha}{2} - \sin \frac{n\alpha}{2} \right) \cos nx + \left(\cos \frac{n\alpha}{2} + \sin \frac{n\alpha}{2} \right) \sin nx \right] dx = \\ & = \left(\cos \frac{n\alpha}{2} - \sin \frac{n\alpha}{2} \right) \int_0^{2\pi} f(x) \cos nxdx + \left(\cos \frac{n\alpha}{2} + \sin \frac{n\alpha}{2} \right) \int_0^{2\pi} f(x) \sin nxdx = 0. \end{aligned}$$

Соңғы теңдеулерде n - ді $(-n)$ - мен алмастырсақ, онда $f(x)$ функциясының Фурье коэффициенттері үшін сызықтық теңдеулер системасын аламыз.

$$\begin{cases} \left(\cos \frac{n\alpha}{2} - \sin \frac{n\alpha}{2} \right) \cdot \int_0^{2\pi} f(x) \cos nxdx + \left(\cos \frac{n\alpha}{2} + \sin \frac{n\alpha}{2} \right) \cdot \\ \int_0^{2\pi} f(x) \sin nxdx = 0, \\ \left(\cos \frac{n\alpha}{2} + \sin \frac{n\alpha}{2} \right) \cdot \int_0^{2\pi} f(x) \cos nxdx - \left(\cos \frac{n\alpha}{2} - \sin \frac{n\alpha}{2} \right) \cdot \\ \int_0^{2\pi} f(x) \sin nxdx = 0. \end{cases}$$

Осы теңдеулер системасының анықтауышын есептейік:

$$\begin{aligned} \Delta &= - \left(\cos \frac{n\alpha}{2} - \sin \frac{n\alpha}{2} \right)^2 - \left(\cos \frac{n\alpha}{2} + \sin \frac{n\alpha}{2} \right)^2 = - \left[\cos^2 \frac{n\alpha}{2} - \right. \\ & \left. - 2 \cos \frac{n\alpha}{2} \sin \frac{n\alpha}{2} + \sin^2 \frac{n\alpha}{2} + \cos^2 \frac{n\alpha}{2} + 2 \cos \frac{n\alpha}{2} \sin \frac{n\alpha}{2} + \sin^2 \frac{n\alpha}{2} \right] = \\ & = -2 \neq 0. \end{aligned}$$

Демек, мына:

$$\int_0^{2\pi} f(x) \cos nx dx = 0, \quad \int_0^{2\pi} f(x) \sin nx dx = 0, \quad n = 0, 1, 2, \dots$$

теңдіктер орындалады, онда тригонометриялық системаның толымдылығынан $f(x) = 0$ теңдігін аламыз.

Лемма 2.2. Егер, мына

$$\varphi_m(2\pi - x) = \varphi_m(x), \quad m = 1, 2, \dots,$$

теңдіктері орындалса, $\{\varphi_m\}$ системасы $L^2(0, 2\pi)$ кеңістігінде толымсыз болады.

Дәлелі.

Егер

$$f(x) = \begin{cases} 1, & 0 < x < \pi, \\ -1, & \pi < x < 2\pi, \end{cases}$$

болса, онда кез-келген $\varphi_m(x)$ ($m = 1, 2, \dots$) функциясы үшін, мына

$$\begin{aligned} \int_0^{2\pi} f(x)\varphi_m(x)dx &= \int_0^{\pi} f(x)\varphi_m(x)dx + \int_{\pi}^{2\pi} f(x)\varphi_m(x)dx, \\ \int_{\pi}^{2\pi} f(x)\varphi_m(x)dx &= \left| \begin{matrix} x = 2\pi - t \\ dx = -dt \end{matrix} \right| = - \int_{\pi}^0 f(2\pi - t)\varphi_m(2\pi - t)dt = \int_0^{\pi} f(2\pi - t)\varphi_m(t)dt, \\ \int_0^{2\pi} f(x)\varphi_m(x)dx &= \int_0^{\pi} [f(t) + f(2\pi - t)]\varphi_m(t)dt = 0. \end{aligned}$$

3. Зерттеу нәтижелері

Теорема 3.1.

(а) Егер $0 < \alpha < 2\pi$ болса, онда, мына,

$$y'(x) = \lambda y(\alpha - x) \quad (3.1)$$

тендеудің әрбір шешімі, мына,

$$-y''(x) = \lambda^2 y(x); \quad (3.2)$$

Штурм – Лиувилл тендеуінің шешімі болады.

(б) Жоғарыдағы (3.1) тендеудің шешімдер кеңістігі бір салалы.

(в) Аталған (3.1) тендеудің жалпы шешімі мынадай:

$$y(x) = A \cdot \left[\cos \lambda \left(x - \frac{\alpha}{2} \right) + \sin \lambda \left(x - \frac{\alpha}{2} \right) \right], \quad (3.3)$$

болады, мұндағы A – кез-келген тұрақты шама.

Теорема 3.2.

Егер $0 < \alpha < 2\pi$ болса, онда мына:

$$y'(x) = \lambda y(\alpha - x), \quad (3.4)$$

$$y(0) = y(2\pi), \quad (3.5)$$

периодты шекаралық есептің меншікті мәндері нақты сандардан құралған екі сериядан тұрады. Олар, мыналар:

$$а) \lambda_n = n, n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots,$$

$$y_n(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \left[\cos n \left(x - \frac{\alpha}{2} \right) + \sin n \left(x - \frac{\alpha}{2} \right) \right];$$

$$б) \mu_m = \frac{2\pi}{2\pi - \alpha} \left(m + \frac{1}{4} \right), m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots,$$

$$z_m(x) = \cos \frac{2\pi}{2\pi - \alpha} \left(m + \frac{1}{4} \right) \left(x - \frac{\alpha}{2} \right) + \sin \frac{2\pi}{2\pi - \alpha} \left(m + \frac{1}{4} \right) \left(x - \frac{\alpha}{2} \right).$$

Мұндағы $\{y_n(x)\}$ системасы $L^2(0, 2\pi)$ кеңістігінде ортонормаланған базис құрайды, ал $\{z_m\}$ системасы бұл кеңістікте толымсыз система.

4. Талқысы

3.1. теореманың дәлелі

(а) Егер $y'(x) = \lambda y(\alpha - x)$ болса, онда тендеудің екі жағын да дифференциалдасақ, онда

$$y''(x) = -\lambda y'(\alpha - x) = -\lambda \cdot \lambda \cdot y(x) = -\lambda^2 y(x), \Rightarrow -y''(x) = \lambda^2 y(x);$$

(б) Егер $u(x)$ пен $v(x)$ функциялары, мына,

$$u'(x) = \lambda u(\alpha - x) \text{ және } v'(x) = -\lambda v(\alpha - x),$$

тендеудің нөлден өзгеше шешімдері болса, онда жоғарыдағы (а) тұжырымы бойынша, олардың екеуі де бір ғана (3.2) Штурм – Лиувилл тендеуінің шешімі болады. Олардың $x = \frac{\alpha}{2}$ нүктесіндегі Вронскианын есептеп көрелік.

$$W[u, v] = \begin{vmatrix} u & v \\ u' & v' \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} u & v \\ \lambda u(\alpha - x) & -\lambda v(\alpha - x) \end{vmatrix} = -\lambda[u(x)v(\alpha - x) + v(x)u(\alpha - x)] = -2\lambda \cdot u\left(\frac{\alpha}{2}\right) \cdot v\left(\frac{\alpha}{2}\right).$$

Егер $\lambda \neq 0$ сәтінде $u\left(\frac{\alpha}{2}\right) = 0$ болса, онда $u'\left(\frac{\alpha}{2}\right) = 0$ және $-u'' = \lambda^2 u$. Онда Коши есебінің шешімінің бірегейлігі туралы теорема бойынша, $u(x) \equiv 0$, ал мұнымыз жоруымызға қайшы. Демек, $u\left(\frac{\alpha}{2}\right) \neq 0$, сол сияқты $v\left(\frac{\alpha}{2}\right) \neq 0$. Сондықтан,

$$W[u, v] = 0$$

Теңдігі тек қана $\lambda = 0$ болған сәтте ғана орындалады.

Енді $z(x)$ функциясы (3.1) теңдеудің кез-келген шешімі болсын делік, онда

$$z(x) = Au(x) + Bv(x)$$

болады, мұндағы A, B – кез-келген тұрақты шамалар. Онда

$$z'(x) = Au' + Bv' = A\lambda u(\alpha - x) - B\lambda v(\alpha - x) = \lambda[Au(\alpha - x) - Bv(\alpha - x)] = \lambda z(\alpha - x) = \lambda[Au(\alpha - x) + Bv(\alpha - x)],$$

мұнан

$$\Rightarrow 2B \cdot v(\alpha - x) = 0, \Rightarrow B = 0, \Rightarrow z(x) = Au(x), A - const.$$

(в) Егер (3.3) өрнегін (3.1) теңдеуіне апарып қойсақ,

$$\begin{aligned} y'(x) &= \lambda A \left[-\sin \lambda \left(x - \frac{\alpha}{2} \right) + \cos \lambda \left(x - \frac{\alpha}{2} \right) \right], \\ y(\alpha - x) &= A \left[\cos \lambda \left(\alpha - x - \frac{\alpha}{2} \right) + \sin \lambda \left(\alpha - x - \frac{\alpha}{2} \right) \right] = A \left[\cos \lambda \left(\frac{\alpha}{2} - x \right) + \sin \lambda \left(\frac{\alpha}{2} - x \right) \right] = \\ &= A \left[-\sin \lambda \left(x - \frac{\alpha}{2} \right) + \cos \lambda \left(x - \frac{\alpha}{2} \right) \right], \\ \lambda y(\alpha - x) &= \lambda A \left[-\sin \lambda \left(x - \frac{\alpha}{2} \right) + \cos \lambda \left(x - \frac{\alpha}{2} \right) \right] = y'(x). \end{aligned}$$

Дәлелденген теореманың жай – жапсарын аша түсу үшін, мына

$$\begin{aligned} u(x) &= \cos \lambda \left(x - \frac{\alpha}{2} \right) + \sin \lambda \left(x - \frac{\alpha}{2} \right), \\ v(x) &= \cos \lambda \left(x - \frac{\alpha}{2} \right) - \sin \lambda \left(x - \frac{\alpha}{2} \right) \end{aligned}$$

функциялардың Вронскианын есептейік, есептеу барысында олардың мына:

$$\begin{aligned} u'(x) &= \lambda u(\alpha - x), \\ v'(x) &= -\lambda v(\alpha - x), \end{aligned}$$

теңдеулердің шешімдері екенін ескерейік.

$$\begin{aligned} W[u, v] &= \begin{vmatrix} u & v \\ u' & v' \end{vmatrix} = \lambda \begin{vmatrix} \cos \lambda \left(x - \frac{\alpha}{2} \right) + \sin \lambda \left(x - \frac{\alpha}{2} \right), & \cos \lambda \left(x - \frac{\alpha}{2} \right) - \sin \lambda \left(x - \frac{\alpha}{2} \right) \\ -\sin \lambda \left(x - \frac{\alpha}{2} \right) + \cos \lambda \left(x - \frac{\alpha}{2} \right), & -\sin \lambda \left(x - \frac{\alpha}{2} \right) - \cos \lambda \left(x - \frac{\alpha}{2} \right) \end{vmatrix} \\ &= \lambda \left\{ - \left[\cos \lambda \left(x - \frac{\alpha}{2} \right) + \sin \lambda \left(x - \frac{\alpha}{2} \right) \right]^2 - \left[\cos \lambda \left(x - \frac{\alpha}{2} \right) - \sin \lambda \left(x - \frac{\alpha}{2} \right) \right]^2 \right\} = -\lambda \cdot \\ &= \left[\cos^2 \lambda \left(x - \frac{\alpha}{2} \right) + 2 \cos \lambda \left(x - \frac{\alpha}{2} \right) \sin \lambda \left(x - \frac{\alpha}{2} \right) + \sin^2 \lambda \left(x - \frac{\alpha}{2} \right) + \cos^2 \lambda \left(x - \frac{\alpha}{2} \right) - \right. \\ &= \left. 2 \cos \lambda \left(x - \frac{\alpha}{2} \right) \sin \lambda \left(x - \frac{\alpha}{2} \right) + \sin^2 \lambda \left(x - \frac{\alpha}{2} \right) \right] = -\lambda(1 + 1) = -2\lambda \neq 0, \\ & \quad (\lambda \neq 0 \text{ сәтінде}). \end{aligned}$$

3.2.теореманың дәлелі. Жоғарыда дәлелденген (3.1) теоремасы бойынша (3.4) теңдеудің шешімі

$$y(x) = A \cdot \left[\cos \lambda \left(x - \frac{\alpha}{2} \right) + \sin \lambda \left(x - \frac{\alpha}{2} \right) \right], A - const,$$

болады, осы өрнекті (3.5) шекаралық шартына апарып қойсақ, онда характеристикалық теңдеу аламыз. Осы теңдеудің түбірлері (3.4) – (3.5) шекаралық есебінің меншікті мәндері болады.

$$\begin{aligned} A \cdot \left(\cos \frac{\lambda \alpha}{2} - \sin \frac{\lambda \alpha}{2} \right) &= A \cdot \left[\cos \lambda \left(2\pi - \frac{\alpha}{2} \right) + \sin \lambda \left(2\pi - \frac{\alpha}{2} \right) \right], \\ A \cdot \left[\cos \frac{\lambda \alpha}{2} - \cos \lambda \left(2\pi - \frac{\alpha}{2} \right) - \sin \frac{\lambda \alpha}{2} - \sin \lambda \left(2\pi - \frac{\alpha}{2} \right) \right] &= 0. \end{aligned}$$

Мұнан $A \neq 0$ болғандықтан

$$\Delta(\lambda) = \cos \frac{\lambda\alpha}{2} - \cos \lambda \left(2\pi - \frac{\alpha}{2}\right) - \sin \frac{\lambda\alpha}{2} - \sin \lambda \left(2\pi - \frac{\alpha}{2}\right) = 0. \quad (3.6)$$

Мына,

$$\begin{aligned} \cos A - \cos B &= 2 \sin \frac{A+B}{2} \sin \frac{B-A}{2}, \\ \sin A + \sin B &= 2 \sin \frac{A+B}{2} \cos \frac{A-B}{2}, \end{aligned}$$

формулалар арқылы (3.6) өрнекті түрлендірсек, мынадай

$$\begin{aligned} 2 \sin \frac{\frac{\lambda\alpha}{2} + 2\pi\lambda - \frac{\lambda\alpha}{2}}{2} \sin \frac{2\pi\lambda - \frac{\lambda\alpha}{2} - \frac{\lambda\alpha}{2}}{2} - 2 \sin \frac{\frac{\lambda\alpha}{2} + 2\pi\lambda - \frac{\lambda\alpha}{2}}{2} \cos \frac{\frac{\lambda\alpha}{2} - 2\pi\lambda + \frac{\lambda\alpha}{2}}{2} &= 0, \\ 2 \sin \lambda\pi \sin \left(\lambda\pi - \frac{\lambda\alpha}{2}\right) - 2 \cos \left(\frac{\lambda\alpha}{2} - \pi\lambda\right) \sin \lambda\pi &= 0, \\ 2 \sin \lambda\pi \left[\sin \left(\lambda\pi - \frac{\lambda\alpha}{2}\right) - \cos \left(\lambda\pi - \frac{\lambda\alpha}{2}\right)\right] &= 0, \end{aligned}$$

тендіктерді аламыз. Демек, екі түрлі жағдай болуы мүмкін, не

а) $\sin \lambda\pi = 0$, онда $\lambda_n = n$, $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$,

$$y_n(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \left[\cos n \left(x - \frac{\alpha}{2}\right) + \sin n \left(x - \frac{\alpha}{2}\right) \right], n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots;$$

не

б) $\sin \left(\lambda\pi - \frac{\lambda\alpha}{2}\right) - \cos \left(\lambda\pi - \frac{\lambda\alpha}{2}\right) = 0$, онда

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \lambda \left(\pi - \frac{\alpha}{2}\right) &= 1, \lambda_m \left(\pi - \frac{\alpha}{2}\right) = m\pi + \frac{\pi}{4}, m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \\ \mu_m &= \frac{\pi}{\pi - \frac{\alpha}{2}} \left(m + \frac{1}{4}\right) = \frac{2\pi}{2\pi - \alpha} \left(m + \frac{1}{4}\right), m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \end{aligned}$$

Бірінші серияның меншікті мәндерімен шатастырмау үшін осындай белгілеу енгіздік. Жоғарыдағы лемма 1.2 лемма бойынша, $\{y_n(x)\}$ меншікті функциялар системасы $L^2(0, 2\pi)$ кеңістігінде ортонормаланған базис құрайды, ал $\{z_m(x)\}$ меншікті функциялары периоды 2π - ге тең жұп функциялар. Шынында да,

$$\begin{aligned} z_m(2\pi - \alpha + x) &= \cos \frac{2\pi}{2\pi - \alpha} \left(m + \frac{1}{4}\right) \left(2\pi - \alpha + x - \frac{\alpha}{2}\right) + \sin \frac{2\pi}{2\pi - \alpha} \left(m + \frac{1}{4}\right) \cdot \\ &\quad \left(2\pi - \alpha + x - \frac{\alpha}{2}\right) = \cos \left[2\pi \left(m + \frac{1}{4}\right) + \frac{2\pi}{2\pi - \alpha} \cdot \left(m + \frac{1}{4}\right) \left(x - \frac{\alpha}{2}\right)\right] + \\ &+ \sin \left[2\pi \left(m + \frac{1}{4}\right) + \frac{2\pi}{2\pi - \alpha} \left(m + \frac{1}{4}\right) \left(x - \frac{\alpha}{2}\right)\right] = -\sin \frac{2\pi}{2\pi - \alpha} \cos \left(m + \frac{1}{4}\right) \left(x - \frac{\alpha}{2}\right) + \\ &\quad + \cos \frac{2\pi}{2\pi - \alpha} \left(m + \frac{1}{4}\right) \left(x - \frac{\alpha}{2}\right) = z_m(\alpha - x). \end{aligned}$$

Егер де $t = \alpha - x$ болсын десек, онда $z_m(2\pi - t) = z_m(t)$ боларын көреміз, демек 2.2 лемма бойынша $\{z_m(t)\}$ системасы $L^2(0, 2\pi)$ кеңістігінде толымсыз. Бізге керегі де осы еді.

5.Қорытынды

Аргументі ауытқыған теңдеулерді желі ішіндегі ақпарларды қорғаудың математикалық моделі ретінде ұсынуға болады.

ӘДЕБИЕТ

[1] Зильбергейт А.С., Копилевич Ю.И. Спектральная теория регулярных волноводов, Л.: изд. ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 1983, 301.

[2] Кальменов Т.Ш., Шалданбаев А.Ш., Ахметова С.Т. К спектральной теории уравнений с отклоняющимися аргументами. Математический журнал, Алматы 2004, т 4, №3 (13), 41-48с.

- [3] Ахиезер Н.И., Глазман И.М. Теория линейных операторов в гильбертовом пространстве. – М.: Наука, 1966.- 543с.
- [4] Гохберг Н.Ц., Крейн М.Г. Введение в теорию линейных несамосопряженных операторов в гильбертовом пространстве.- М.: Наука, 1965.-448с.
- [5] Бари Н.К. О базисах в гильбертовом пространстве. //ДАН, 54(1946), 383-386с.
- [6] Рудин У. Основы математического анализа. – М.: Мир, 1966.
- [7] Левитан Б.М., Саргсян Н.С. Введение в спектральную теорию. – М.: Наука, 1970. – 670 с.
- [8] Наймарк М.А. Линейные дифференциальные операторы. – М.: Наука, 1969.
- [9] Айнс Э.Л. Обыкновенные дифференциальные уравнения. – Харьков, 1939.
- [10] Коддингтон Э.А., Левинсон Н. Теория обыкновенных дифференциальных уравнений. – М.: ИЛ, 1958.
- [11] Карташов А.П., Рождественский Б.Л. Обыкновенные дифференциальные уравнения и основы вариационного исчисления. – М.: Наука, 1976.
- [12] Степанов В.В. Курс дифференциальных уравнений. – М.: ГИФМЛ, 1958.
- [13] Садыбеков М.А. Элементы теории линейных дифференциальных операторов. – Шымкент, 2007.
- [14] Кальменов Т.Ш. Краевые задачи для линейных уравнений в частных производных гиперболического типа. – Шымкент: Ылым, 1993.
- [15] Шилов Г.Е. Математический анализ. – М.: Физматгиз, 1960.
- [16] X. Mao, G. Marion, and E. Renshaw, “Environmental Brownian noise suppresses explosions in population dynamics,” *Stochastic Processes and their Applications*, vol. 97, no. 1, pp. 95–110, 2002.
- [17] A. Bahar and X. Mao, “Stochastic delay Lotka-Volterra model,” *Journal of Mathematical Analysis and Applications*, vol. 292, no.2, pp. 364–380, 2004.
- [18] A. Bahar and X. Mao, “Stochastic delay population dynamics,” *International Journal of Pure and Applied Mathematics*, vol. 11, no. 4, pp. 377–400, 2004.
- [19] X. Mao, C. Yuan, and J. Zou, “Stochastic differential delay equations of population dynamics,” *Journal of Mathematical Analysis and Applications*, vol. 304, no. 1, pp. 296–320, 2005.
- [20] S. Pang, F. Deng, and X. Mao, “Asymptotic properties of stochastic population dynamics,” *Dynamics of Continuous, Discrete & Impulsive Systems A: Mathematical Analysis*, vol. 15, no. 5, pp. 603–620, 2008.
- [21] F. Wu and Y. Xu, “Stochastic Lotka-Volterra population dynamics with infinite delay,” *SIAM Journal on Applied Mathematics*, vol. 70, no. 3, pp. 641–657, 2009.
- [22] Y. Hu, F. Wu, and C. Huang, “Stochastic Lotka-Volterra models with multiple delays,” *Journal of Mathematical Analysis and Applications*, vol. 375, no. 1, pp. 42–57, 2011.
- [23] Y. Hu and C. Huang, “Lasalle method and general decay stability of stochastic neural networks with mixed delays,” *Journal of Applied Mathematics and Computing*, vol. 38, no. 1-2, pp. 257–278, 2012.

REFERENCES

- [1] Зильбергейт Ампер-секунд., Копилевич Ю.И. Спектральная теория регулярного волюндров, Л.: изд. ФТИ А. Ф. Иоффе, **1983**, 301.
- [2] Kalmenov T. Sh., Shaldanbayev A. Sh., Akhmetova S. T. To the spectral theory of the equations with the deviating arguments. *Mathematical magazine, Almaty*, **2004**, t 4, No. 3 (13), 41-48s.
- [3] Akhiezer N. I., Glazman I. M. The theory of the linear operators in a Hilbert space. M.: Science, **1966**. 543 pages.
- [4] Gokhberg N. Ts., Crane M. G. Introduction to the theory of the linear self-conjugate operators in a Hilbert space. - M.: Science, **1965**. - 448 pages.
- [5] Bari N. K. O bases in a Hilbert space. //It is GIVEN, 54 (**1946**), 383-386s.
- [6] Rudin U. Calculus bases. M.: World, **1966**.
- [7] Levitan B. M., Sargsyan N. S. Introduction to the spectral theory. M.: Science, **1970**. 670 pages.
- [8] Naymark M. A. The linear differential operators. M.: Science, **1969**.
- [9] Айнс E.L. Ordinary differential equations. Kharkiv, **1939**.
- [10] Koddington E.A., Levinson N. Theory of ordinary differential equations. M.: OOZE, **1958**.
- [11] Kartashov A. P., Christmas B. L. Ordinary differential equations and bases of a calculus of variations. M.: Science, **1976**.
- [12] Stepanov V. V. Course of differential equations. M.: GIFML, **1958**.
- [13] Sadybekov M. A. Elements of the theory of the linear differential operators. Shymkent, **2007**.
- [14] Kalmenov T. Sh. Boundary value problems for the simple equations in partial derivatives of hyperbolic type. Shymkent: yly, 1993.
- [15] Shilov G. E. Calculus. M.: Fizmatgiz, **1960**.

[16] X. Mao, G. Marion, and E. Renshaw, "Environmental Brownian noise suppresses explosions in population dynamics," *Stochastic Processes and their Applications*, vol. 97, no. 1, pp. 95–110, **2002**.

[17] A. Bahar and X. Mao, "Stochastic delay Lotka-Volterra model," *Journal of Mathematical Analysis and Applications*, vol. 292, No. 2, pp. 364–380, **2004**.

[18] A. Bahar and X. Mao, "Stochastic delay population dynamics," *International Journal of Pure and Applied Mathematics*, vol. 11, no. 4, pp. 377–400, **2004**.

[19] X. Mao, C. Yuan, and J. Zou, "Stochastic differential delay equations of population dynamics," *Journal of Mathematical Analysis and Applications*, vol. 304, no. 1, pp. 296–320, **2005**.

[20] S. Pang, F. Deng, and X. Mao, "Asymptotic properties of stochastic population dynamics," *Dynamics of Continuous, Discrete & Impulsive Systems A: Mathematical Analysis*, vol. 15, no. 5, pp. 603–620, **2008**.

[21] F. Wu and Y. Xu, "Stochastic Lotka-Volterra population dynamics with infinite delay," *SIAM Journal on Applied Mathematics*, vol. 70, no. 3, pp. 641–657, **2009**.

[22] Y. Hu, F. Wu, and C. Huang, "Stochastic Lotka-Volterra models with multiple delays," *Journal of Mathematical Analysis and Applications*, vol. 375, no. 1, pp. 42–57, **2011**.

[23] Y. Hu and C. Huang, "Lasalle method and general decay stability of stochastic neural networks with mixed delays," *Journal of Applied Mathematics and Computing*, vol. 38, no. 1-2, pp. 257–278, **2012**.

УДК 517.929

М.Б. Сапрунова¹, М.И. Ақылбаев², А.Ш. Шалданбаев³

¹Южно-Казахстанская государственная фармацевтическая академия;

²Южно-Казахстанский педагогический университет;

³Южно-Казахстанский государственный университет

Об одном способе защиты передачи информации

Аннотация. В данной работе с помощью спектральной теории функционально-дифференциального уравнения изучено распространение волн по периодическому волноводу, в частности, показан способ создания белого шума для неприятельского приемника.

Ключевые слова: волновод, функционально-дифференциальное уравнение, спектр, базис Рисса, периодическая задача.

NEWS**OF THE NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF THE REPUBLIC OF KAZAKHSTAN
PHYSICO-MATHEMATICAL SERIES**

ISSN 1991-346X

Volume 1, Number 311 (2017), 173 – 179

L.A. Smagulova, G.B. IssayevaZhetysu state university named by I. Zhansugurov, Taldykorgan
Guka_issaeva@mail.ru**FEATURES OF THE LEARNING TECHNOLOGIES USED
IN TEACHING PROGRAMMING**

Abstract. The most important thing in teaching is to create informational programming model. Research methodology in an information culture of students of different approaches to understanding this course the programming course in the core to give the nature of effective planning, the choice needs to prepare students to practically use the acquired knowledge in further allowed information modeling. In the modern world, programming is the art and report description of the report in the form the computer will understand to solve using the computer. In this regard, in General, the level of informatization of education and conditions, and shall be in accordance with the directions of development of the software. For students majoring in software their future work in the field of creation of specialized stance to consider when choosing a programming language.

C++ is still "classical languages", has not lost its popularity and is currently in the industry, and remains a weight. The role of technical progress at the present stage the main processes associated with information processing. Currently people on the scene, no one in the field of information technology can not be independent in some extent of quality. Consider the main types of classification of learning methods, their use in the course of training, from the point of view of programming.

Key words: classic, language, programming, technology, information.

Л.А. Смагулова, Г.Б. Исаева

I. Жансүгіров атындағы Жетісу мемлекеттік университеті, Талдықорған қаласы

**ПРОГРАММАЛАУДЫ ОҚЫТУДА ҚОЛДАНЫЛАТЫН ОҚЫТУ
ТЕХНОЛОГИЯЛАРЫНЫҢ ЕРЕКШЕЛІКТЕРІ**

Аннотация. Программалауды оқытуда ең бастысы ақпараттық модельдер құру болып табылады. Білімгерлердің ақпараттық мәдениетін ұғынуға әр түрлі көзқарастарды зерттеу программалау курсы жоспарлаудың тиімді әдістемесі ретінде аталған курсқа профильдік сипат беруге, білімгерлерді алынған білімдерін ары қарай іс жүзінде пайдалануға дайындауы тиіс ақпараттық модельдеуді таңдауға мүмкіндік берді. Қазіргі замандағы программалау – бұл есепті компьютерге түсінікті формада сипаттау өнері және есепті компьютердің көмегімен шешу. Осыған байланысты программалауды оқыту жалпылай ақпараттандыру деңгейі мен шарттарына, сонымен қатар программалау құралдарының даму бағыттарына сәйкес болуы тиіс. Бейіндік мамандықтар білімгерлері үшін программалау тілін таңдауда олардың болашақта программалық жабдық жасау саласында жұмыс істейтіндіктерін ескеру қажет.

Осы күнге дейін C++ тілі «классикалық тілдер» болып қалып отыр және де қазіргі уақытта индустрияда өзінің салмағы мен танымалдығын жоғалтқан емес. Техникалық прогрестің қазіргі кезеңінде ақпаратты өңдеумен байланысты үрдістер негізгі роль атқарады. Қазіргі таңда орын алған адам іс-әрекеті саласының ешқайсысы қандай да бір дәрежеде ақпараттық технологиялардың сапасынан тәуелсіз бола алмайды. Оқыту әдістерін оларды программалауды оқыту барысында пайдалану тұрғысынан жіктеудің негізгі түрлерін қарастырайық.

Тірек сөздер: классикалық, тіл, программалау, технология, ақпараттық.

Әлемдегі ғылыми-техникалық прогресс білім беру жүйесінің техникалық жабдығы мен ғылыми-әдістемелік ресурстарының тез қарқынмен ескіруіне алып келеді. Осымен бір уақытта заманауи ақпараттық технологиялар ғылым мен білімнің проблемаларын шешуге арналған құралдардың ролін атқарады. Білім мен қоғамды ақпараттандыру білімгерлердің ақыл-ой және шығармашылық қабілеттерін дамытып, оқу үрдісінің кешендік ақпараттық-әдістемелік жабдығын жүзеге асыруға мүмкіндік береді [1].

Ақпараттық мәдениеттің құрамдас бөліктерінің бірі программалау негіздерін игеру болып табылады.

Программалауды оқыту заманауи ақпараттық технологияларды зерттелетін үрдістерді талдау мен шешім қабылдау үшін пайдалануға қажетті деректер мен білімдерді реттеу, құрылымдау, жүйелендіру біліктерін игеруге, ақпараттық модельдеудің мәнін, деректерді көрсету тәсілдерін ұғынуға мүмкіндік береді.

Программалауды үйрену барысында білімгерлерде өз әрекеттерінің салдарларын болжау қабілеті, өзінің қызығушылығын қоғамдағы тәртіп нормаларына бағындыра білу біліктері қалыптасады. Компьютерді есептер шешу мен әр түрлі табиғатты ақпарат ағымдарын өңдеу үшін пайдалану ақпараттық модельдеу мен программалауды игерумен байланысты.

Н.Вирт постиндустриалды дәуірдің ең маңызды пәні ретінде программалауды атаған [2].

Программалауды оқытудың негізгі мақсаты білімгерлердің бойында программалар жазу мен оларды сүйемелдеу үрдісін жеңілдетуге мүмкіндік беретін программалау мәдениетін қалыптастыру болып табылады.

Қоғамның гуманизациялануы мен гуманитарлануы жағдайында деңгейлеп оқыту білім беру аймағын дамытудың маңызды бағытына айналды. Бұл білім беруді деңгейлеу білімгерлердің танымдық белсенділіктерін, қабілеттерін дамытуда, оқытуды жеке тұлғаға бейімдеп ұйымдастыруда көп рөл атқаратындығымен де анықталады.

Білім беру саласындағы міндеттердің бірі оқыту әдістерін өмір талабына сай түрлендіру болып табылады. Қазіргі қоғам жағдайында білім беру жеке тұлғаға бағытталған болуы тиіс. Осы ретте оқытуды жекелендіру, деңгейлеу, оның дамытушылық және тәрбиелік мәндерін күшейту қажеттілігі туындайды.

Маманды дайындаудағы талаптардың бірі білімінің нарықта сұранысқа ие болуы, өзінің білім, білік, дағдыларын нақты проблемаларды шешуге пайдалана білу қабілеті болып табылады. Осы орайда жаңа білімді өз бетімен алу іс-әрекетін оқытудың маңызы артады. Осындай жағдайда білімгердің іс-әрекеті жемісті деп саналады [3].

Оқытуда шындықты тану әдісі нақты объект моделі болып табылады. Осы тұрғыда оқытудың маңызды әдісі жоба әдісі мен бағдарламаланған оқыту әдісі болып табылады.

Профильді қосымшаларды зерттеудің ұйымдастырушылық модельдерінің ішінен ең тиімдісі жеке іс-әрекеттің жобалық моделі болып табылады. Жоба әдісінде білімгерлер жобалық жұмыстарды орындай отырып танымдық ақпараттық өнімдерді белсенді түрде жасай бастайды; таңдау жасалынатын жағдайларда ойланып, шешім қабылдауды; әр түрлі ақпараттық ресурстармен жұмыс жасауды; жаңа технологияларды игеруді; деректер талдауы негізінде өз бетімен шешім қабылдауды; ортақ мақсатқа жету үшін ұжымда жұмыс істеуді; білім, білік, дағдыларын пайдалануды; білім ала отырып бір-біріне жаңа амалдарды қолдануды оқытуды үйренеді [4].

Е.С.Полат осы әдіске мынандай анықтама береді: «...қандай да бір тәсілмен безендірілген нақты тәжірибелік нәтижемен аяқталуы тиіс проблеманы бөлшектеп қарастыру арқылы дидактикалық мақсатқа жету тәсілі» [5].

Н.В.Матяштың пікірінше жоба әдісі – «практикалық мәні бар және субъективті немесе объективті жаңалыққа ие жаңа тауарлар мен қызметтерді мұғалімнің бақылауымен жасау үрдісінде оқушы тұлғасының өз бетімен дамуына бағытталған оқыту жүйесі, оқу үрдісін ұйымдастыру моделі» [6].

Жоғарыда айтылғандардың негізінде жоба әдісінің анықтамасын тұжырымдайық:

Жоба әдісі – бұл оқыту үрдісіне әлеуметтік және жеке тұлғалық мәні бар оқу жобаларын кеңінен ендіруге негізделген педагогикалық технология.

Оқыту үрдісі сәттілігінің ең маңызды шарттарының бірі жүзеге асыру нәтижесінде алынатын білімнің қажеттілігі мен маңыздылығы оқушылардың зердесіне жететін педагогикалық жағдайлар жасау болып табылады. Бұл оқытудың жағымды мотивациясының қалыптасуына тікелей әсер етеді, ал ол болса өз кезегінде танымдық қажеттеліктердің туындауына алып келеді. Оқытуда жоба әдісін қолданғанда танымдық қажеттеліктердің қалыптасу үрдісіне толығырақ тоқталайық.

Білім алу қажеттіліктерінің қалыптасу үрдісін екі позициядан қарастырған жөн: бір жағынан, қажеттіліктер – бұл жеке тұлғаның психикалық күйі, екінші жағынан, - бұл оқушының мотивациялық сферасының құрамдас бөлігі.

Жеке тұлғаның күйі ретінде қажеттілік әрдайым адам бойында ағзаға қажеттінің жетіспеушілігімен байланысты көңіл толмаушылық сезімнің болуымен байланысты. Жеке тұлға қажеттілік затына тандамалы түрде жауап қайтарады. Қажеттілік ағзаны белсендендіреді, оның қажет нәрсені іздеуге бағытталған іс-әрекетін жандандырады.

Адам қажеттіліктерінің негізгі сипаттамалары: күштілігі, туындау жиілігі және қанағаттандыру тәсілі. Қосымша сипаттамасы қажеттіліктің пәндік мазмұны, яғни берілген қажеттілікті қанағаттандыратын материалды және рухани мәдениет объектілерінің жиынтығы болып табылады. Танымдық қажеттілік жағдайында оның пәндік мазмұны білім, ал қанағаттандыру тәсілі таным үрдісі болады [7].

Қажеттіліктердің туындауы мен дамуы бірнеше ережеге бағынады.

1. Қажеттілік белгілі бір әрекетті жүйелі түрде орындау барысында ғана туындап, беки алады, бұл ағза мен тұлғаның қызмет етудің белгілі бір түріне дағдылануын қамтамасыз етеді. Барлық жаңа қажеттіліктер дағды түрі бойынша қалыптасады, олардың әрекет ету механизмдері де бірдей.

2. Қажеттілік оның кеңейтіліп жаңғыртылуы жағдайында дамиды, бұл оны қанағаттандыру құралдарының әр түрлілігімен және дамығандығымен қамтамасыз етіледі. Қажеттілік іс-әрекет барысында туындайды және дамиды.

3. Қажеттіліктің қалыптасуы іс-әрекет, әсіресе бастапқыда, жеке тұлғаның оған жағымды қатынасын қамтамасыз ететіндей салыстырмалы түрде жеңіл жүзеге асырылатын болса жылдамдық орындалады.

4. Қажеттіліктер дамуының маңызды шарты қайта жаңғырту әрекетінен шығармашылық әрекетке өту болып табылады, бұл жеке тұлғаның оған жағымды сезімдік қатынасын күшейтіп қана қоймай, берілген іс-әрекетті тұлғаның басты қызметі ретінде қабылдауына жетелейді.

5. Қажеттілік оның жеке тұлғалық және қоғамдық маңыздылығын сезінгенде бекітіледі.

Бұл ережелер жоба әдісін пайдалану негізінде танымдық қажеттіліктерді қалыптастыруда дәлел табады. Бірінші ереже алға қойылған есепті шешу жолдарын үнемі іздеу, керекті теориялық материалды іздеу мен өзектендіру қажеттіліктерімен негізделеді. Жобаны жүзеге асыруға бағытталған іс-әрекет танымдық қажеттіліктерді қанағаттандыру құралы болып табылады (екінші ереже). Жоба жасаудағы оқытушының көмегімен немесе өз бетімен жасалынған алғашқы қадамдар оңай орындалады, бұл білім алушыға талпыныс береді, оны жобаны жүзеге асыру үрдісіне «тартады» (үшінші ереже). Үлкен программалық жобада репродуктивті әдістер тек алғашқы кезеңдерде ғана қолданылады. Келесі кезеңдерде, бастапқы модельден ауытқулар санының артуы барысында, әсіресе оқытушы білім алушыны талаптардың минималды деңгейін нақты және біркәнді анықтай отыра нәтижелерді ұсыну формасының қатаң талаптарымен шектемеген жағдайда алдыңғы қатарға жобаны жүзеге асыруға шығармашылық қатынас шығады. Осының салдарында білім алушылардың әр түрлі топтарының жобалары интерфейстерімен, басқару әдістерімен, қосымша мүмкіндіктерінің әр алуандылығымен ерекшеленеді (төртінші ереже). Соңғы, бесінші ереже, біріншіден, жоба әдісінің формасы мен құрылымы бойынша программистің кәсіби қызметіне мейлінше жақын іс-әрекет болуында, екіншіден, оқытушының тапқырлығы жағдайында білім алушының, топтың, мектептің, оқу орнының ағымдық талаптарына негізделіп жасалынатын жоба тақырыбында көрініс табады.

Көптеген ғалымдар (П.Я.Гальперин, Н.Ф.Талызина, В.П.Беспалько, т.б.) бағдарламаланған оқытуды адамның психикалық іс-әрекеті деңгейінде басқару үрдісі деп қарастырып, бағдарламаланған оқытудың негізін оқу үрдісін оны психологиялық-педагогикалық білімге толығымен сәйкестендіру жолымен басқару құралы деп есептейді. Бағдарламаланған оқыту әдісінде танымдық мүмкіндіктер ең тиімді түрде ашылатын шарттарды анықтау жүзеге асырылады. Бағдарламалық оқытудың моделін қолдану білімгердің білім кеңістігіне тез бейімделіп, оның бойындағы ынталы-танымдық және интеллектуалдық орталардың дамуына, орын алған қателіктердің түзелуіне жақсы жағдай жасайды.

Осы орайда программалауды оқытуда педагогикалық ғылымның заманауи жетістіктерін зерттеу қажеттілігі туындайды.

Программалауды оқытуда ең бастысы ақпараттық модельдер құру болып табылады. Білімгерлердің ақпараттық мәдениетін ұғынуға әр түрлі көзқарастарды зерттеу программалау курсы жоспарлаудың тиімді әдістемесі ретінде аталған курсқа профильдік сипат беруге, білімгерлерді алын-

ған білімдерін ары қарай іс жүзінде пайдалануға дайындауы тиіс ақпараттық модельдеуді таңдауға мүмкіндік берді.

Профильдік деңгейлеу шарттарында программалауды оқыту білімгерлердің профильдік бағыттағы ақпараттық іс-әрекеттің көптеген маңызды біліктерін игеруіне жағдай жасайды, ал бұл болашақ мамандарды дайындау мәселелерін шешумен тікелей байланысты. Сонымен қатар таным әдісі ретіндегі модельдеу, объектіге-бағытталған ақпараттық модельдеу, компьютерде әр түрлі пәндік аймақтардан алынған ақпараттық модельдерді зерттеу туралы түсінік қалыптасады [8].

Педагогикалық ғылымда білім мазмұнын деңгейлеуді профильдік және кезеңдік деңгейлеулерге бөледі. Программалауды оқытуда деңгейлеу тақырыптық бөлімдер мен күрделілік бойынша деңгейлеуден тұруы тиіс.

Қазіргі замандағы программалау – бұл есепті компьютерге түсінікті формада сипаттау өнері және есепті компьютердің көмегімен шешу. Осыған байланысты программалауды оқыту жалпылай ақпараттандыру деңгейі мен шарттарына, сонымен қатар программалау құралдарының даму бағыттарына сәйкес болуы тиіс.

Жоғарыда айтылғандардан байқайтынымыз, программалауды оқыту педагогикалық ғылым аймағы ретінде мұқият және жан жақты зерттеуді талап етеді. Программалауды оқытудың біртұтас әдістемелік жүйесін құру үшін әдістемелік жүйенің барлық құрамдас бөліктерін: оқыту мақсаттарын, оқытудың әдістерін, формалары мен құралдарын білім беруді деңгейлеу шарттарында да, бүкіләлемдік ақпараттандыру шарттарында да зерттеу қажет.

Бейіндік емес мамандықтардың білімгерлері үшін программалау тілін таңдау мәселесі өзекті емес екендігін атап өтуге болады. Алгоритмдеу негіздерін кез келген тілде игеруге болады. Аталған жағдайда тіл қаншалықты қарапайым болса, оны игеру де соншалықты жеңіл: білімгерлердің бойында алгоритмдік ойлаудың қандай да болмасын мәдениеті мен базалық құрылымдар туралы түсінік қалыптастыру қажет [9].

Бейіндік мамандықтар білімгерлері үшін программалау тілін таңдауда олардың болашақта программалық жабдық жасау саласында жұмыс істейтіндіктерін ескеру қажет.

Осы күнге дейін **C++ тілі** «классикалық тілдер» болып қалып отыр және де қазіргі уақытта индустрияда өзінің салмағы мен танымалдығын жоғалтқан емес.

C++ тілін таңдаудың төрт түрлі негізгі себебі бар:

1. Статикалық типтендіруді ұстанатын компиляцияланатын тіл. Статикалық типтендіруі бар тілдің мысалында деректер типі ұғымы, деректерді жариялау, анықтау мен оларға мән беру амалдарын игеру көп күш-жігерді талап етпейді. C++ тілін пайдалану осы механизмдердің басқа тілдерде қалай жұмыс істейтінін де түсінуге септігін тигізеді.

2. Жоғары деңгей мен төменгі деңгей тілдерінің құралдарын біріктіреді. Көрсеткіштер мен жадыны динамикалық бөлу сияқты құралдарды пайдалану стек, жиын сияқты ұғымдарды түсінуге мүмкіндік береді. Сонымен қатар адрестер мен адрестік арифметиканың тұжырымдамасы іс жүзінде бекітіледі.

3. Объектік-бағытталған программалауды қолдайды. Бұл тілде объектік-бағытталған программалаудың тұжырымдары нақты нысандарда қолданылады: ресурстарды бақылау қажеттілігі, оларды конструкторда жинақтап, деструкторда босату, еркін ОБП, т.б.

4. STL – C++ шаблондарының стандартты кітапханасы. Бұл жерде неліктен бір ғана контейнер-кластың негізінде бүтін сандар векторы мен қолданушы объектірінің векторын құруға болатындығын ұғыну оңай. Сонымен қатар салыстырылатын объектерді қалай сұрыптауға болатындығын, элементтерге қатынау қалай ұйымдастырылатындығын түсінуге болады және жалпылама программалауды ұғыну бекітіледі.

Қазіргі таңда программалық жабдық жасау саласында белгілі бір технологияларды білу мен оларды іс жүзінде қолдану оны ұғынудан бағалы болып тұр. Қазіргі қоғамға қатаң анықталған функцияларды орындай алатын программистер керек. Бұған дамып келе жатқан технологиялар да септігін тигізеді. Құралдардың белгілі бір жиынын пайдалана алатын жобалаушылар ұғыну күрделі абстракциялармен ешқашан таныспауы да мүмкін. Бірақ жетекші жобалаушы қызметіне үміт-кер, архитектура мен оңтайландыру сұрақтарымен айналысатын мамандар үшін әлдеқайда терең білім қажет. Осының негізінде компиляцияланатын, статикалық типтендірілген, жадымен төменгі дейгейде жұмыс ітеуді қолдайтын C++ тілі болашақ кәсіби мамандарды дайындаудағы оңтайлы құрал.

Техникалық прогрестің қазіргі кезеңінде ақпаратты өңдеумен байланысты үрдістер негізгі роль атқарады. Қазіргі таңда орын алған адам іс-әрекеті саласының ешқайсысы қандай да бір дәрежеде ақпараттық технологиялардың сапасынан тәуелсіз бола алмайды. Дәл осы себепті ақпа-

ратты жинау, сақтау, өңдеу мен тасымалдау туралы ғылым ретінде информатика ештеңемен салыстыруға келмейтін даму қарқынын бастан кешіруде, оның салдарынан ақпаратты өңдеу саласындағы мамандарды дайындауды жетілдіру, техникалық жабдықтарды, оқу үрдісінің әдістемелік және мазмұндық базасын ауыстыру проблемаларының үнемі өзекті болуы орын алады [10].

Бүгінде ақпараттық технологиялар аймағында мамандырды дайындау жоғары оқу орындарының барлығында дерлік жүзеге асады. Түлектердің айтарлықтай бөлігі программалаудың белгілі бір дағдыларын меңгерген немесе, басқа сөзбен айтқанда, ақпаратты жинау, сақтау және өңдеу үрдісін автоматтандырудың қандай да бір амалдарын игерген. Бірақ, осыған қарамастан, көптеген қазіргі заманғы халық шаруашылығының салалары күнделікті болып отыратын ақпараттық проблемаларды мейлінше тиімді және үнемді әдістермен шеше алатын мамандар тапшылығын бастан кешіруде.

Оқыту әдістерін оларды программалауды оқыту барысында пайдалану тұрғысынан жіктеудің негізгі түрлерін қарастырайық.

1. Ақпаратты оқытушыдан студентке беру тәсілі бойынша:

- Вербалды;
- Көрнекі;
- Практикалық.

Программалауды оқытуда вербалды (дәріс материалын баяндауда) және практикалық (лабораториялық жұмыстарды, практикумдарды орындау, есептер шығару) әдістерді пайдаланады, сонымен бірге басты назар қолдану барысында студенттер тек жаңа білім алып қана қоймай, практикалық дағдыларды да игеретін практикалық әдістерге аударылады. Оқытушы бұл ретте нұсқаулықтар береді, жұмыстың мақсаттарын көрсетеді, оны бағыттайды, орындалу барысын тексереді. Студенттердің іс-әрекеттерінде орындау барысында деректерді іздеп, есепті шешуді жүзеге асыруға мүмкіндік беретін өзіндік ойлау үрдісі ерекше роль атқаратын практикалық жұмыс (нақты және ақыл-ой іс-әрекеті) басым болады [11].

2. Сабақта шешілетін дидактикалық проблемалардың негізгі түрлері бойынша келесі әдістерді ерекшелеуге болады:

- білім алу әдістері;
- іскерліктерді қалыптастыру әдістері;
- білімді пайдалану әдістері;
- шығармашылық жұмыс әдістері;
- білім, іскерлік, дағдыларды тексеру әдістері.

Барлық аталған әдістерді программалауды оқытуда пайдалануға болатынын ескерте кетуге болады.

3. Оқыту әдістерінің білім алушылардың танымдық іс-әрекетінің сипаты бойынша жіктелуі:

- түсіндіру-иллюстрациялық немесе ақпараттық-рецептивті (дәріс материалын баяндауда, практикалық сабақтарда және лабораториялық практикум үшін есептердің қойылымында қолданылады);

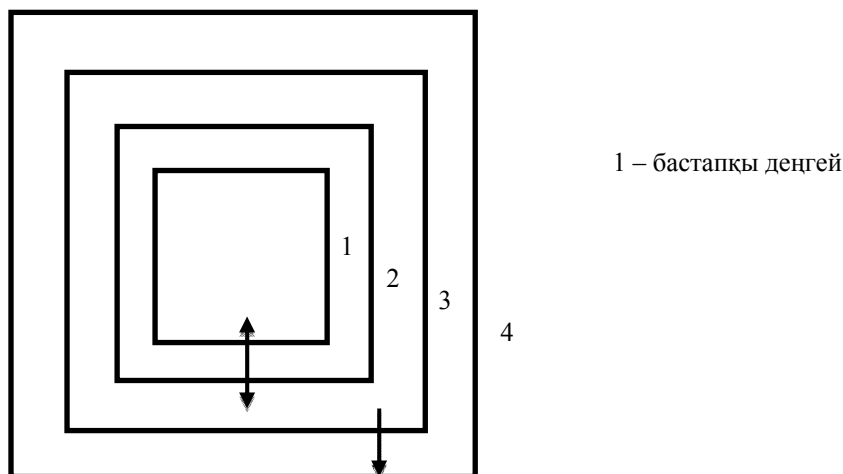
- репродуктивті (есептер шығаруда);
- проблемалық баяндау (дәріс материалын баяндауда);
- дербес-ізденістік немесе эвристикалық (ақпараттық модельдерді, күйлер модельдерін, үрдістер модельдерін құруда, деректердің тиімді құрылымдарын таңдауда);
- зерттеушілік (пәндік аймақты талдауда, модельдің құрылымы мен жұмысын анықтауда, сонымен қатар жүйені жобалау мен іске асыруда қолданылады).

Жалпыдидактикалық және жеке-дидактикалық әдістердің талдауы оқу іс-әрекетінің әдістемесі өте жиі итерациялық әрекеттік үрдіс болып табылатындығын көрсетеді.

Итерацияны білгілі бір мақсатқа қадамдап жақындау ретінде қарастыра отырып, итерация әдісін дәріс материалын баяндауда да, лабораториялық жұмыстарды орындауда да қолдануға болады. Лабораториялық практикумда орындауға арналған тапсырмалардың ерекшелігі әрбір келесі модель алдыңғысының нақтылануы немесе кеңейтілуі болып табылатын қандай да бір виртуалды ЭЕМ-нің модельдер қатарын құрумен өрнектелетін үдемелі итерациялық үрдіске сәйкес келеді. Осылайша, шекті модельді құру әрбір қадамында қандай да бір өзгерістер орын алатын итерациялық үрдіс болып табылады, бұл бізге итерациялық оқыту әдісін пайдалануға мүмкіндік береді.

Дәріс материалын баяндау реті ЭЕМ-де орындалатын практикалық және лабораториялық жұмыстардың ретінен тәуелді. Олардың итерациялық сипатын ескере отырып, дәріс курсының баяндауды да итерациялық әдістің негізінде құрудың мәні бар. Дәріс материалын баяндауда

итерациялық әдісті формалды келесі түрде сипаттауға болады. Оқытудың ішкі деңгейлері ішкі фигураларға сәйкес келетін бір центрлі квадраттар түрінде оқуға қажетті материалдың мазмұнын қарастырамыз. Баяндау қандай да бір бастапқы емес деңгейден басталады. Бұл кезеңде төменгі деңгейді талқылау болмайды және жоғарғы деңгейлердің материалдары қарастырылмайды. Әрбір келесі қадамда центрге қарай, немесе сыртқа қарай, немесе қандай да бір қатынаста екі жаққа да қозғалу орын алады. Бұл модель құрудың келесі кезеңінде жүйеге қойылатын талаптардан тәуелді (1-ші сурет).



1 сурет - Итерациялық оқыту әдісі

Программалау негіздерін оқытуда осындай батыру әдісін пайдалану жаңалық емес, себебі осыны информатиканы оқытудың алғашқы кезеңерінде компьютерді қолдану шарттары мәжбүр етеді. Программалауды оқытудың дәстүрлі әдістерінде тілдік ортаға батыру кезеңінен кейін деректердің негізгі құрылымдарын, логикалық және алгоритмдік құрылымдарды біртіндеп үйрену, одан кейін процедуралармен және функциялармен танысу, т.б. жүреді. Жоғары деңгейлі программалау тілін оқыту жағдайында тілдік ортаға батыру кезеңі ұлғаяды және процедуралық программалау жағдайындағы дәл осы кезеңнің мазмұнынан біршама ерекшеленеді, себебі берілген жағдайда программа құрудың негізгі блоктары қолданушы анықтайтын типтер және процедуралар мен функциялар болып табылады.

Аталған оқыту әдістемесін іс-жүзінде қолдану жағдайында оқыту жаңа құрылымдар мен операторларды біртіндеп зерттеу негізінде емес, модельденетін жүйені программалық іске асырудың мүмкіндіктерін кеңейту мен нақтылаудың үдемелі итерациялық үрдісінің көмегімен жүзеге асады. Программалау тілінің жаңа деректер құрылымдары мен мүмкіндіктерін ендіру олардың жаңа есепті шешу үшін қажеттілігі жағынан негізделеді.

Қорытындылай келе, жоғары деңгейлі алгоритмдік тілдерде программалауды оқытуда итерациялық әдісті, жоба әдісін пайдалану қисынды екендігін және аталған тілдік құралдардың сипаттары оқу үрдісінің барлық кезеңдерінде бар болу қажеттілігімен негізделетіндігін айта кеткен жөн.

ӘДЕБИЕТ

[1] Стефенс Д.Р., Диггинс К., Турканис Д., Когсуэлл Д. - C++ Cookbook / C++. Сборник рецептов. М, КУДИЦ-Пресс, 2007 ж.

[2] Федоренко Ю.П. - Алгоритмы и программы на C++ Builder. Спб, ДМК Пресс, 2010 ж.

[3] www.tandfonline.com/doi/abs/10.1080/13540602.2014.969105.

Н. Райт, Технологиясы үшін бейімдеу және қолдану теориясы, үздіксіз білім беру: ролін түсіну кері байланыс, студенттердің ынталандыру, мұғалімдердің жалғастыру, оның ішінде цифрлық технологиясы. 2014 ж.

[4] www.link.springer.com/article/10.1007%2Fs11423-015-9381-x.

Разс Аннелиз Ашу, мотивациялық әсерлер мен қауіп-қатерлер веб-бірлескен тергеу оқытуда әр түрлі топтарының оқушылары. 2012 ж.

[5] Полат Е.С., Бухаркина М.Ю., Моисеева М.В., Петров А.Е. // Жаңа педагогикалық және ақпараттық технологияны білім беру жүйесінде. Педагогикалық жоғары оқу орындары студенттеріне арналған оқу құралы. Мәскеу, Академия басылымы, 2000 ж. - 325 б.

[6] Матяш Н. В. Инновациялық педагогикалық технологиялар. Жобалық оқыту : оқу құралы. пособие для студ. мекемелердің жоғары. проф туралы білім беру / Н. В. Матяш. - 2-е изд., доп.- М. : «Академия», 2012.- 160 с

- [7] Кодиров К., Мирзоев А. Дидактикалық аспектілері ақпараттық технологияларды қолдану оқу. — Душанбе, 2006.- 136с.
- [8] Слинкин Д.А., Шамало Т.Н.// Рөлі әдісін жобаларды дамытуда, танымдық қажеттілігін оқушыларға және педагогикалық. Ғылыми-практикалық конференция тезистері, Екатеринбург, 13-16 ақпан, 2001 - 240-241 б.
- [9] Абушкин Х. Х. // Проблемалық оқыту - мұғалімге. Саранск. Морд басылымы, 1996 ж. - 311 б.
- [10] www.tandfonline.com/doi/abs/10.1080/08870446.2014.953530.
- Косте Д., Алла Ф. Бағалау іс-шаралар кешені, болашағы мен денсаулық үшін іс-шаралар мінез-құлқының өзгеруі.. 2015 ж.
- [11] www.tandfonline.com/doi/abs/10.1080/10494820.2013.764323?journalCode=nile20. Chia-Wen Tsai. Қолдану веб-бірлесіп реттелетін оқу үшін оқытуды дамыту және тарту, студенттердің аралас компьютерлік курстар. 2013 ж.

REFERENCES

- [1] D. Stephens R., Diggins K., Turkane D., D. Cogswell - C++ Cookbook / C++. A collection of recipes. M., KUDITS-Press, 2007.
- [2] Y. Fedorenko.P. - Algorithms and programs in C++ Builder. SPb, publishing house "Williams", 2010
- [3] www.tandfonline.com/doi/abs/10.1080/13540602.2014.969105.
- N. Wright, for application of the theory of adaptation and Technology continuing education: understanding the role of feedback, encouraging students, teachers, continue, including digital technology. 2014
- [4] www.link.springer.com/article/10.1007%2Fs11423-015-9381-x.
- Open Annelies RAES, motivational effects and risks of the web in teaching students in a variety of joint investigation teams. 2012
- [5] E. Polat.. Bukharkina M. Yu., And M. Moses.In. A. Petrov.E. // New pedagogical and information technologies in the education system. Textbook for students of pedagogical universities. Moscow, edition of Academy, 2000. p. 325
- [6] H. matyas. V. Innovative educational technologies. Project-based learning : textbook. a manual for students. institutions of higher. about professional education / N. V. Matyas. - 2nd ed. DOP. - M. : "Academy", 2012. 160 p.
- [7] Kodirov K., Mirzoev. Didactic aspects of the use of information technology. Dushanbe, 2006.- 136с.
- [8] D Slinkin.A. Shamalo T. N. V. // the Role of project method in the development of cognitive needs of students and the pedagogical. Scientific conference, abstracts, Ekaterinburg, March 13-16, 2001. p. 240-241.
- [9] X. X. Abushkin // Problem-based learning - the teacher. Saransk. Mord edition, 1996 - 311 b.
- [10] www.tandfonline.com/doi/abs/10.1080/08870446.2014.953530. Costa, D., Alla F. Assessment-a set of measures, the prospects for health and measures to change behavior.. 2015.
- [11] www.tandfonline.com/doi/abs/10.1080/10494820.2013.764323?journalCode=nile20. Chia-Wen Tsai. Using the web learning together with training for regulated development, and attract students, computer training for combination. 2013

Л.А. Смагулова, Г.Б. Исаева

Жетысуский государственный университет имени И. Жансугурова, г. Талдыкорган

ОСОБЕННОСТИ ТЕХНОЛОГИЙ ОБУЧЕНИЯ, ПРИМЕНЯЕМЫХ В ОБУЧЕНИИ ПРОГРАММИРОВАНИЯ

Аннотация. Самое главное в обучении является создание информационной модели программирования. Методика исследования в качестве информационной культуры студентов различных подходов к пониманию данного курса курс программирования в профильном придать характер эффективного планирования, выбор должен подготовить студентов практически использовать полученные знания в дальнейшем позволили информационного моделирования. В современном мире программирование – это искусство и отчета описание отчета в форме, понятной компьютеру решить с помощью компьютера. В связи с этим, в целом, уровень информатизации обучения и програмалауды условиям, а также должно быть в соответствии с направлениями развития средств программирования. Для студентов специальностей программное обеспечение их работы в будущем в области создания профильной істейтіндіктерін необходимо учитывать при выборе языка программирования.

Язык С++ до сих пор «классические языки», не потеряли своей популярности и в настоящее время в индустрии, так и остается вес. Роль технического прогресса на современном этапе основные процессы, связанные с обработкой информации. В настоящее время человек на место действия, никто из сферы информационных технологий не может быть независимой в какой-то степени качества. Рассмотрим основные виды классификации методов обучения, их использование в ходе обучения, с точки зрения программирования.

Ключевые слова: классический, язык, программирования, технология, информационный.

NEWS

OF THE NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF THE REPUBLIC OF KAZAKHSTAN
PHYSICO-MATHEMATICAL SERIES

ISSN 1991-346X

Volume 1, Number 311 (2017), 180 – 186

UDC 622.831.332

M.Ye.Yeskaliyev

Kazakh State women's Pedagogical University, Almaty,
Yeskaliyev@mail.ru

**BOUNDARY ELEMENT METHOD FOR THE APPROXIMATE
SOLUTION OF THE PROBLEM CAUSED BY THE ACTION
OF A LOADED ELEMENT**

Abstract. The essence of the boundary element method (BEM) is to reduce the boundary value problems for differential equations to integral equation on the boundary.

In this paper, the boundary element method is applied to the solution of the plane problem of the theory of anisotropic elasticity of the body. Using BEM was calculated tense-deformed condition of the vehicle near an array of cavities. Elastic constants are given for the case of plane strain, and elastic constants are expressed through the technical constant. We used the formula of transformation of the elastic constants at the turn of the coordinate system. The complex potential is obtained by integrating along the single element *AB* respective capacities for concentrated loads.

We consider the approximate solution of determining the stresses and displacements caused by the action of a single element in a loaded anisotropic body with a cylindrical cavity bounded by two closed curves.

According to the boundary element method (BEM) boundary of the body can be approximated by a broken line, called boundary elements. Performing outline conditions at the centers of these elements is achieved by applying to the boundary elements in a continuous plane of some dummy loads. Stresses and displacements at any point of the plane caused an element, expressed in terms of two complex building, as well as detail the mechanics and mathematical expressions of these potentials.

Key words: elasticity, plasticity, parameter, potential, cavity, algorithm, iterations, system.

УДК 622.831.332

М.Е.Ескалиев

Казахский государственный женский педагогический университет, город Алматы

**МЕТОД ГРАНИЧНОГО ЭЛЕМЕНТА ДЛЯ ПРИБЛИЖЕННОГО
РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ, ВЫЗВАННОЙ ДЕЙСТВИЕМ
НАГРУЖЕННОГО ЭЛЕМЕНТА**

Аннотация. Суть метода граничных элементов (МГЭ) состоит в сведении краевой задачи для дифференциальных уравнений к интегральному уравнению по границе области,

В данной работе метод граничных элементов применен для решения плоской задачи теории упругости анизотропного тела. С использованием МГЭ был проведен расчет напряженно-деформированного состояния трансформированного массива вблизи полости. Приведены упругие постоянные для случая плоской деформации, а упругие константы выражаются через технические константы. Используются формулы преобразования упругих постоянных при повороте координатной систем. Комплексный потенциал получается интегрированием вдоль одиночного элемента *AB* соответствующих потенциалов для сосредоточенных сил.

Рассматривается приближенное решение об определении напряжений и перемещений, вызванных действием одиночного нагруженного элемента в анизотропном теле с цилиндрической полостью, ограниченную двумя замкнутыми кривыми.

В соответствии с методом граничных элементов (МГЭ) граница тела аппроксимируется ломаной линией, называемых граничными элементами. Выполнение контурных условий в серединах указанных элементов достигается прикладыванием к граничным элементам в сплошной плоскости некоторых фиктивных нагрузок. Напряжения и перемещения в произвольной точке плоскости, вызываемые таким элементом, выражаются через два комплексных потенциала, а также подробно представлены механико-математические выражения этих потенциалов.

Ключевые слова: упругость, пластичность, параметр, потенциал, полость алгоритм, система, элемент.

Введение. Метод граничных элементов (МГЭ) может с успехом применяться для решения разнообразных инженерных задач – плоских и пространственных, стационарных, нестационарных. С помощью этого метода рассматривались задачи, возникающие в теории упругости[1, 2] и пластичности[3-4], в механике разрушения[5], в механике горных пород, в гидродинамике, в теории теплопроводности, в сплошных средах[6].

Следует отметить, что математический аппарат метода граничных интегральных уравнений является полностью классическим и достаточно сильным. Выдающийся вклад в его развитие внесли советские ученые Н.П.Векуа, В.Д.Купрадзе, С.Г.Михлин[7], Н.И. Мусхелишвили[8], Д.И.Шерман. Вариант МГЭ, используемый в данной статье, позволяет определить напряжения и перемещения, вызванные действием одиночного нагруженного элемента.

Методы исследования. При решении указанных проблем в статье будут использовано физическое, математическое и компьютерное моделирование, основанное на точных уравнениях теории упругости анизотропного тела[9], теории пластичности [3], полуобратный метод П.И.Перлина[10] теории разрушения твердых тел, а также на современных геолого-геофизических данных горного массива слоистой структуры. Будут использованы классические и современные методы механики деформируемого твердого тела, теории упругости, механики разрушения и вычислительной математики.

Результаты исследования. В данной работе рассматривается слоистое анизотропное тело с протяженной цилиндрической полостью, поперечное сечение которого находится в условиях плоской деформации. Плоскость поперечного сечения занимает область Ω , ограниченную замкнутыми кривыми Γ_1 и Γ_2 (Рис.1). Напряженное состояние плоскости двухосное. На поверхности тела задаются условия, соответствующие корректно поставленной граничной задаче. Требуется определить напряжения и перемещения в плоскости при заданных условиях.

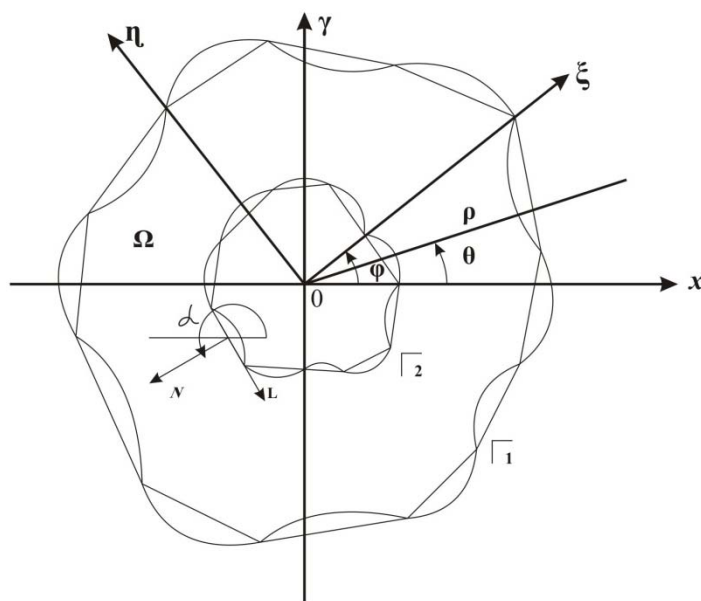


Рисунок 1

В соответствии с МГЭ граница тела аппроксимируется ломаной линией, состоящей из n прямых отрезков, называемых граничными элементами. Локальные оси каждого элемента (нормальная N и касательная L) проходят через середину элемента.

Пусть на элемент AB действует равномерно распределенная нагрузка \bar{g}_z , которая приводится к главному вектору $\bar{P}_z = |AB|\bar{g}_z$ с проекциями P_x и P_y на осях Ox и Oy соответственно (Рис.2).

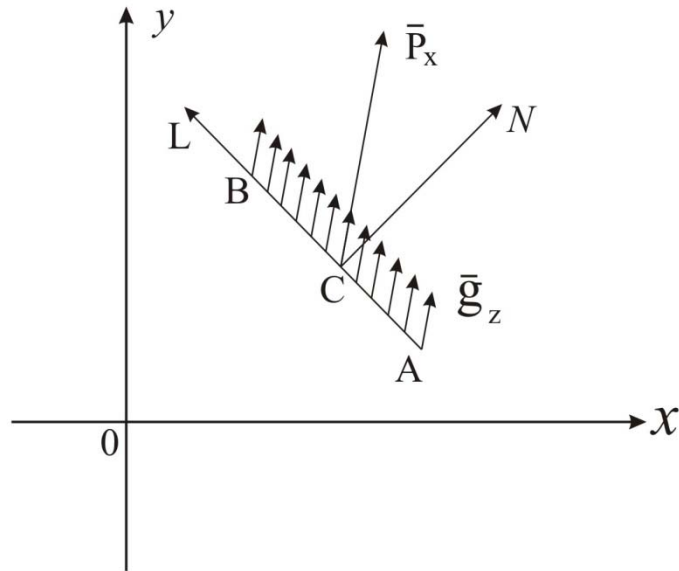


Рисунок 2

Длина отрезка с крайними точками $A(x_1, x_2)$ и $B(x_2, y_2)$ равна

$$|AB| = \sqrt{(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2}.$$

Напряжения и перемещения в произвольной точке плоскости $D(x, y)$, вызываемые таким элементом, выражаются через две комплексных потенциала С.Г.Лехницкого

$\Phi_j(z_j)$ ($j=1,2$) здесь $z_j = x + \mu_j y$, μ_j - корни характеристического уравнения четвертой степени [9, 15]

$$\beta_{11}\mu^4 - 2\beta_{16}\mu^3 + (2\beta_{12} + \beta_{66})\mu^2 - 2\beta_{26}\mu + \beta_{22} = 0 \quad (1)$$

Все корни этого уравнения комплексные.

μ_1 и μ_2 - это корни с положительными мнимыми частями; $\beta_{ij} = a_{ij} - \frac{a_{i3}a_{j3}}{a_{33}}$, ($i, j=1, 2, 4, 5$,

б), - приведенные упругие постоянные для случая плоской деформации; a_{ij} - упругие постоянные выражаются через технические константы [9] E_i, G_{ki}, ν_{mn} ($i, j, k, l, m, n=1, 2, 3$)

Здесь использовались формулы преобразования упругих постоянных при повороте координатной системы, так как технические константы заданы в осях $\xi O \eta$ (см. Рис1), где φ - угол наклона плоскости изотропии к оси Ox , α - угол наклона элемента AB к оси Ox .

Потенциалы $\Phi_j(z_j)$ получаются интегрированием вдоль AB соответствующих потенциалов для сосредоточенных сил. Потенциалы же для для сосредоточенной силы, приложенной в начале координат сплошной бесконечной анизотропной плоскости, имеют вид $\Phi_j(z_j) = A_j \ln z_j$, ($j=1, 2$).

Обе эти функции для анизотропной плоскости являются инвариантными при параллельном переносе начала координат в новую точку. Поэтому, если сила приложена в произвольной точке с координатами (x_0, y_0) , то $\Phi_j(z_j) = A_j \ln(z_j - z_{0j})$, где $z_{0j} = x_0 + \mu_j y_0$ - точки, соответствующие точке $z_0 = x_0 + iy_0$ приложения силы в физической плоскости.

Теперь, если интегрировать сосредоточенные силы вдоль отрезка AB , то для комплексных потенциалов от равномерно распределенных сил на этом отрезке согласно работ[1]:

$$\Phi_j(z_j) = \frac{A_j |AB|}{z_{2j} - z_{1j}} \left[(z_j - z_{1j})(\ln(z_j - z_{1j}) - 1) - (z_j - z_{2j})(\ln(z_j - z_{2j}) - 1) \right], \quad (2)$$

здесь $z_{1j} = x_1 + \mu_j y_1$, $z_{2j} = x_2 + \mu_j y_2$, $j = 1, 2$,

$(x_1, y_1), (x_2, y_2)$ - координаты крайних точек отрезка AB , коэффициенты A_j находятся из системы уравнений

$$\begin{aligned} A_1 + A_2 - \bar{A}_1 - \bar{A}_2 &= \frac{P_y}{2\pi |AB| i}, \\ \mu_1 A_1 + \mu_2 A_2 - \bar{\mu}_1 \bar{A}_1 - \bar{\mu}_2 \bar{A}_2 &= -\frac{P_x}{2\pi |AB| i}, \\ \mu_1^2 A_1 + \mu_2^2 A_2 - \bar{\mu}_1^2 \bar{A}_1 - \bar{\mu}_2^2 \bar{A}_2 &= -\left(\frac{\beta_{16}}{\beta_{11}} \frac{P_x}{2\pi i} + \frac{\beta_{12}}{\beta_{11}} \frac{P_y}{2\pi i} \right) \frac{1}{|AB|}, \\ \frac{1}{\mu_1} A_1 + \frac{1}{\mu_2} A_2 - \frac{1}{\bar{\mu}_1} \bar{A}_1 - \frac{1}{\bar{\mu}_2} \bar{A}_2 &= \left(\frac{\beta_{12}}{\beta_{22}} \frac{P_x}{2\pi i} + \frac{\beta_{26}}{\beta_{22}} \frac{P_y}{2\pi i} \right) \frac{1}{|AB|} \end{aligned} \quad (3)$$

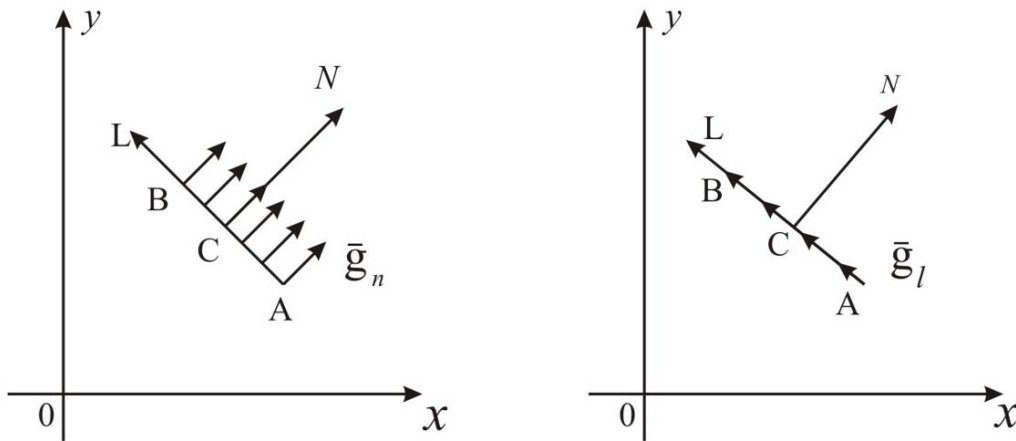
Напряжения и перемещения в произвольной точке плоскости с координатами (x, y) , вызываемые одиночным нагруженным элементом, выражаются формулами:

$$\begin{cases} \sigma_x = 2 \operatorname{Re} \left[\Phi_1'(z_1) \mu_1^2 + \Phi_2'(z_2) \mu_2^2 \right], \\ \sigma_y = 2 \operatorname{Re} \left[\Phi_1'(z_1) + \Phi_2'(z_2) \right], \\ \tau_{xy} = -2 \operatorname{Re} \left[\Phi_1'(z_1) \mu_1 + \Phi_2'(z_2) \mu_2 \right], \\ u = 2 \operatorname{Re} \left[\Phi_1(z_1) p_1 + \Phi_2(z_2) p_2 \right], \\ \vartheta = 2 \operatorname{Re} \left[\Phi_1(z_1) q_1 + \Phi_2(z_2) q_2 \right] \end{cases} \quad (4)$$

Здксь

$$\begin{cases} p_1 = \beta_{11}\mu_1^2 + \beta_{12} - \beta_{16}\mu_1, \\ p_2 = \beta_{11}\mu_2^2 + \beta_{12} - \beta_{16}\mu_2, \\ q_1 = \beta_{12}\mu_1 + \frac{\beta_{22}}{\mu_1} - \beta_{26}, \\ q_2 = \beta_{12}\mu_2 + \frac{\beta_{22}}{\mu_2} - \beta_{26} \end{cases}$$

Используя приведенные выше выражения, можно найти в локальной системе координат NCL напряжения и перемещения в любой точке бесконечной анизотропной плоскости для равномерно распределенных вдоль отрезка AB нормальной нагрузок \bar{g}_n и \bar{g}_l (Рис.3).



Сурет 3

Если точка, в которой нужно определить неизвестные величины, находятся на отрезке AB , (то есть это точка C), то при интегрировании комплексного потенциала для сосредоточенной силы возникает особенность. В этом случае интегрирование производится не по отрезку AB , а по ломаной $ADEFGB$ при $\varepsilon \rightarrow 0$, $\delta \rightarrow 0$ (здесь $\varepsilon = DC = CG$, $\delta = DE$),

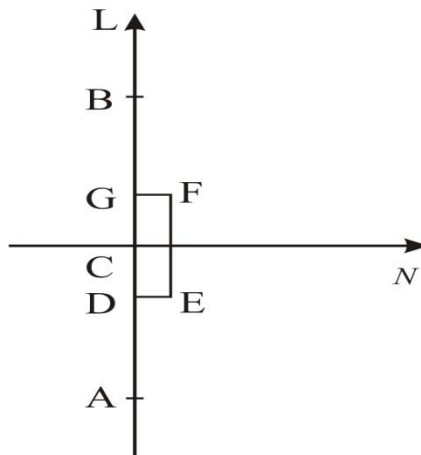


Рисунок 4

Исследования показали, что в этом случае можно формально применить выражение для комплексного потенциала в локальных осях NCL .

С использованием МГЭ в варианте работ [1] можно решить ряд задач о предельном равновесии трансформного массива с отверстием без наложения ограничения на степень упругой анизотропии в упругопластической постановке [11, 12], что качественно улучшает полуобратный метод П.И.Перлина [10] и работы других авторов [17-19] в подобных исследованиях.

Обсуждение результатов. Математический аппарат метода граничных интегральных уравнений (МГИУ) является полностью классическим и достаточно сильным. Выдающийся вклад в его развитие внесли советские ученые Н.П.Векуа, В.Д.Купрадзе, С.Г.Михлин, Н.И. Мухелишвили [8], Д.И.Шерман. Вариант МГЭ, используемый в данной статье, позволяет определить напряжения и перемещения, вызванные действием одиночного нагруженного элемента. В практическом применении к задачам механики и в разработке алгоритмов для его численной реализации принадлежит американским исследователям Т.А.Крузу, Ф.Дж.Риззо [13] и советским ученым А.Я.Александрову и В.К.Косенюку [14]. В статье использована анизотропная модель [9, 15-20], где учитываются все комплекты механико-геологические характеристики реального горного массива и их натурные структуры.

Выводы. Привлечение модели анизотропного породного массива к задачам механики горных пород само по себе не ново. Оно берет начало еще с работ Г.Н.Савина [20]. Затем С.Г.Лехническим [9] была рассмотрена вертикальная выработка (шахтный ствол) в массиве с горизонтальной плоскостью изотропии. Влияние угла этой плоскости на устойчивость ствола впервые изучено Ж.С.Ержановым и А.Я.Синяевым [16]. В статье дана обоснованная постановка МГЭ для решения задачи трансформного тела с цилиндрической полостью. Полученные научные результаты в некоторой степени может влиять на развитие прикладной геофизики, геомеханики, прикладной математики и на механику сплошных сред.

Источник финансирования исследований. Отдельные люди (авторы данной статьи).

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Айталиев Ш.М., Каюпов М.А. Метод граничного элемента для решения плоской задачи теории упругости анизотропного тела. Изв. АН КазССР, сер. физ.-мат., 1980, №5, с.6-12.
- [2] Александров А.Я. Решение основных задач теории упругости путем численной реализации метода интегральных уравнений. В сб.: Успехи механики деформируемых сред, М., : Наука, 1975, с. 3-24.
- [3] Качанов Л.М. Основы теории пластичности. М., 1969, 360 с.
- [4] Христианович С.А., Шемякин Е.И. К теории идеальной пластичности. Механика твердого тела. 1967 № 4, с. 11-18.
- [5] Черепанов Г.П. О квазихрупком разрушении. Прикл. Математика и механика. 1968, т.33, вып. с.6, с. 1034- 1042.
- [6] Седов Л.И. Введение в механику сплошной среды.
- [7] Михлин С.Г. О приближенном решении односторонних вариационных задач. Изв. вузов Математика, 1980. .т. 31, с.45-58.
- [8] Мухелишвили Н.И. Некоторые основные задачи математической теории упругости. М.: Наука, 1966, 707с.
- [9] Лехницкий С.Г. Теория упругости анизотропного тела. М., 1977, 415с.
- [10] Перлин П.И. Приближенный метод решения упругопластических задач. Инженерный журнал, 1960, вып.28, с. 9-16.
- [11] Ескалиев М.Е., Каюпов М.А., Масанов Ж.К. О решении упругопластической задачи для анизотропной среды с отверстием методом граничного элемента. //Изв.АН КазССР, сер. физ.-мат. 1983, №1, с.15-20.
- [12] Ескалиев М.Е., Кублашова Ж.С. Решение упругопластической задачи для массива со штреком. Труды научной конференции «Геодинамика и напряженное состояние недр Земли». Новосибирск, 2006, с. 182-184.
- [13] Risso F.J., Shippy D.J. A method for stress deformation in plan anisotropic elastic bodies. J. Composite Materials, 1970, vol.4 p. 36-61.
- [14] Косенюк В.К. Решение плоской задачи теории упругости для ортотропных тел при помощи численной реализации метода интегральных уравнений. Изв. АН СССР, Механика твердого тела, 1980, № 6, с. 80-85.
- [15] Ержанов Ж.С., Айталиев Ш.М., Масанов Ж.К. Устойчивость горизонтальных выработок в наклонно-слоистом массиве. Алма-Ата, Наука КазССР, 1971, 160с.
- [16] Ержанов Ж.С., Синяев А.Я. Напряжения в анизотропном массиве, ослабленном вертикальной выработкой круглого сечения. Вестник АН КазССР, 1963, №10, с.19-24.
- [17] Ескалиев М.Е., Каюпов М.А., Масанов Ж.К. О решении упругопластической задачи для анизотропной среды с отверстием методом граничных элементов. Изв. АН КазССР. Серия физ.-мат. 1983, № 1, с.15-20.
- [18] Ескалиев М.Е., Масанов Ж.К. К упругопластическому состоянию анизотропного тела с отверстием. //В кн.: Механика тектонических процессов. Алма-Ата, Наука, 1983, с.152-166.

- [19] Ескалиев М.Е. Влияние дилатансии пород на упругопластическое состояние выработки в трансформном массиве. Известия мин.науки –Академии наук РК. Серия физ.-мат, 1996, №3, с.72-78.
[20] Савин Г.Н. Распределение напряжений около отверстий. Киев, Наукова думка, 1968, 887с.

REFERENCES

- [1] Ajtaliev Sh.M., Kajupov M.A. Metod granichnogo jelementa dlja reshenija ploskoj zadachi teorii uprugosti anizotropnogo tela. Izv. ANKazSSR, ser.fizm-mat., 1980, №5, s.6-12.
[2] Aleksandrov A.Ja. Reshenie osnovnyh zadach teorii uprugosti putem chislennoj realizacii metoda integral'nyh uravneniju. Vsb.: Uspehi mehaniki deformiruemyh sred, M., : Nauka, 1975, s. 3-24.
[3] Kachanov L.M. Osnovy teorii plastichnosti. M.. 1969, 360 s.
[4] Hristianovich S.A., Shemjakin E.I. K teorii ideal'noj plastichnosti. Mehanika tverdogo tela. 1967 № 4, s. 11-18.
[5] Cherepanov G.P. O kvazihrupkom razrushenii. Prikl. Matematika i mehanika. 1968, t.33, vyp, s.6, s. 1034- 1042.
[6] Sedov L.I. Vvedenie v mehaniku sploshnoj sredy.
[7] Mihlin S.G. O priblizhennom reshenii odnostoronnih variacionnyh zadach. Izv. vuzov Matematika, 1980. .t. 31, s.45-58.
[8] Mushelishvili N.I. Nekotorye osnovnye zadachi matematicheskoy teorii uprugosti. M.: Nauka, 1966, 707s.
[9] Lehnickij S.G. Teorija uprugosti anizotropnogo tela. M.. 1977, 415s.
[10] Perlin P.I. Piblizhennyj metod reshenija uprugoplasticheskijh zadach. Inzhenernyj zhurnal, 1960, vyp.28, s. 9-16.
[11] Eskaliev M.E., Kajupov M.A., Masanov Zh.K. O reshenii uprugoplasticheskoy zadachi dlja anizotropnoj sredy s otverstiem metodom granichnogo jelementa. //Izv.ANKazSSR, ser.fizm-mat. 1983, №1, s.15-20.
[12] Eskaliev M.E., Kublashova Zh.S. Reshenie uprugoplasticheskoy zadachi dlja massiva so shtrekom. Trudy nauchnoj konferencii «Geodinamika i naprjazhennoe sostojanie neдр Zemli”. Novosibirsk, 2006, s. 182-184.
[13] Risso F.J., Shippy D.J. A method for stress defermination in plan anisotropic elastic bodies. J. Composite Materials, 1970, vol.4 p. 36-61.
[14] Kosenjuk V.K. Reshenie ploseej zadachi teorii uprugosti dlja ortotropnyh tel pri pomoshhi chislennoj realizacii metodaintegral'nyh uravnenij. Izv. AN SSSR, Mehanika tverdogo tela, 1980, № 6, s. 80-85.
[15] Erzhanov Zh.S., Ajtaliev Sh.M., Masanov Zh.K. Ustojchivost' gorizonta'nyh vyrabotok v naklonno-sloistom massive. Alma-Ata, Nauka KazSSR, 1971, 160s.
[16] Erzhanov Zh.S., Sinjaev A.Ja. Naprjazhenija v anizotropnom massive, oslablennom vertikal'noj vyrabotkoj kruglogo sechenija. Vestnik AN KazSSR, 1963, №10, s.19-24.
[17] Eskaliev M.E., Kajupov M.A., Masanov Zh.K. O reshenii uprugoplasticheskoy zadachi dlja anizotropnoj sredy s otverstiem metodom granichnyh jelementov. Izv. AN KazSSR. Serija fiz.-mat. 1983, № 1, s.15-20.
[18] Eskaliev M.E., Masanov Zh.K. K uprugoplasticheskomu sostojaniju anizotropnogo tela s otverstiem. //V kn.: Mehanika tektonicheskijh processov. Alma-Ata, Nauka, 1983, s.152-166.
[19] Eskaliev M.E. Vlijanie dilatansii porod na uprugoplasticheskoe sostojanie vyrabotki v transtropnom massive. Izvestija min.nauki –Академии наук РК. Serija fiz.-mat, 1996, №3, s.72-78.
[20] Savin G.N. Raspredelenie naprjazhenij okolo otverstij. Kiev, Naukova dumka, 1968, 887s.

ӨОЖ: 622.831.332

М.Е. Ескалиев

Қазақ мемлекеттік қызлар педагогикалық университеті, Алматы қ., Қазақстан

ЖҮКТЕЛГЕН ЭЛЕМЕНТ ӘСЕРІНЕН БОЛАТЫН ЕСЕПТІ ЖУЫҚТАП ШЕШУ ҮШІН ШЕКАРАЛЫҚ ЭЛЕМЕНТТЕР ӘДІСІ

Аннотация. Шекаралық элементтер әдісінің (ШЭӘ) мағнасы жиектік есептердегі дифференциалдық теңдеулер үшін, оларды аймақ шекарасы бойынша интегралдық теңдеулерге келтіру болып табылады. Қарастырылып отырған жұмыта шекаралық элементтер әдісі серпімді анизотропиялық денедегі жазық деформация есебі үшін қолданылған. ШЭӘ қолдана отырып трансформты дененің қуыс маңайындағы кернеулі-деформациялық күйіне есептеулер жүргізілген. Жазық деформация үшін серпімді тұрақтылары беріліп, олар техникалық тұрақтылар арқылы өрнектелген. Серпімді тұрақтыларды координаттық жүйені бұрудағы түрлендіру формулалары пайдаланылған. Дара элемент **AB** бойында интегралдау арқылы комплексті потенциалдың өрнегі алынған.

Цилиндрлік қуысы бар екі қисық сызықтармен тұйықталған анизотропты денедегі дара жүктелген әсерден болған элементтегі кернеулер мен жылжуларды анықтаудың жуықтама жолдары көрсетілген. Шекаралық элементтер әдісінен (ШЭӘ) сәйкес дене шекарасы шекаралық элементтер деп аталатын сынық сызықтармен бейнеленеді. Көрсетілген элементтер ортасындағы пішіндік шарттардың орындалуы тұтас жазықтықта шекаралық элементтерге кейбір жалған әсерлердің жүктелуімен орындалады. Жазықтықтың кезкелген нүктесінде осы элементтерден туындаған кернеулер мен жылжулар екі комплексті потенциалдар арқылы өрнектеліп, онымен қоса осы потенциалдардың механика-математикалық өрнегі келтірілген.

Түйін сөздер: серпімділік, икемділік, параметр, әлеует, шұңқыр алгоритмі, жүйе, элемент.

NEWS

OF THE NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF THE REPUBLIC OF KAZAKHSTAN
PHYSICO-MATHEMATICAL SERIES

ISSN 1991-346X

Volume 1, Number 311 (2017), 187 – 191

UDC 372.104:004.9

A.A. Mindetbayeva, M.A. Musahanova

Khoja Ahmet Yesevi International Kazakh-Turkish University, Turkestan, Kazakhstan
aknur71@mail.ru

**CREATION OF THE OF A SOFTWARE COMPLEX FOR
EXTRACURRICULAR ACTIVITIES ON INFORMATICS**

Abstract: The extra-curricular work on informatics is aimed on the development of intellectual, creative, personal qualities of pupils, taking into account individual and age features within educational system of school. Extra-curricular work is characterized by the variety of forms and types: group lessons, quizzes, parties, competitions, clubs, conferences, seminars, etc.

This article discusses the information and software system, which combines theoretical foundations of information extra-curricular activities and samples, created by a type of extra-curricular activities.

Keywords: extra-curricular activities in informatics, electronic educational resources, information and communications technology.

ӘОЖ 372.104:004.9

А.А. Миндетбаева, М.А. Мусаханова

Қожа Ахмет Ясауи атындағы Халықаралық қазақ-түрік университеті, Түркістан, Қазақстан

**ИНФОРМАТИКА БОЙЫНША СЫНЫПТАН ТЫС ЖҰМЫСТАРДЫ ЖҮРГІЗУГЕ
АРНАЛҒАН АҚПАРАТТЫҚ-БАҒДАРЛАМАЛЫҚ КЕШЕН ҚҰРУ**

Аннотация: Информатика бойынша сыныптан тыс жұмыстар мектептің тәрбие жүйесінің шеңберінде оқушылардың жеке және жас ерекшелігін ескере отырып, зияткерлік, шығармашылық, тұлғалық қасиеттерін дамытуға бағытталып және ақпараттық технологияларды қолдана отырып жүргізіледі. Сыныптан тыс жұмыстар топтық сабақтар, викториналар, кештер, олимпиадалар, үйірмелер, конференциялар, семинарлар және т.б. сияқты көп түрлі формалармен сипатталады

Бұл мақалада информатика бойынша сыныптан тыс жұмыстардың теориялық негіздерінен кәсіби бағыт-бағдар беретін мәліметтер және сыныптан тыс іс-шаралар түрлерінен құрылған үлгілер жинақталған ақпараттық-бағдарламалық кешен жайлы баяндалады.

Тірек сөздер: информатика бойынша сыныптан тыс жұмыс, электронды білім басылымдары, ақпараттық-коммуникациялық технология.

«Қазақстан Республикасында білім беруді және ғылымды дамытудың 2016–2019 жылдарға арналған мемлекеттік бағдарламасының», орта білім беру мазмұнын жаңарту бөлімінде білім беру процесінде ақпараттық-коммуникациялық технологияларды (АКТ) қолданатын мектептердің үлесі 2015 жылы 15% құрап отырғандығын, ал 2017 жылы бұл көрсеткіш 50%-ға, 2019 жылы 90%-ға жету жоспарланғаны келтірілген [1].

Ақпараттық-коммуникациялық технологияларды – педагогтердің құзыреттіліктерін қамтама-сыз ету үшін ұйымдастыру, электрондық оқыту жүйесін пайдаланушыларды даярлау және

олардың біліктілігін арттыру қажеттілігі және 2011 жылдан бастап педагогтардың электрондық оқыту жүйесін пайдалануы мен қолдануы бойынша біліктілігін арттыру мәселесі іске асып келе жатқандығы бәрімізге белгілі.

Қазіргі таңда мұғалімнің кәсіби құзыреттілігі саласы жаңа тәсілдер аясында кеңейуде. Ол – пәнаралық және жобалық қызмет, оқыту мен басқаруда ақпараттық-коммуникациялық технологияларды пайдалану және т.б.

Е.Ы.Бидайбековтың, К.М.Беркімбаевтың өз еңбектерінде электронды білім басылымдарының (ЭББ) ерекшеліктерін атап көрсете келе, білім беру жүйесінде мамандарды дайындауда ЭББ жасау мен мазмұнына және оның қызмет ету ерекшелігіне біршама шектеулер қойылатындығын айтып өткен [2].

Жоғары оқу орындарында қолданылатын ЭББ жоғары кәсіптік білім берудің мемлекеттік білім беру стандартында көрсетілген мамандардың біліміне қойылатын талаптарды есепке ала отырып жасалады.

ЭББ оқушыға жоғары кәсіптік білім беру стандартының талаптарын орындауда елеулі көмек беруі керек. Мысалы, қазіргі заманғы ақпараттық технология негізінде әр түрлі кәсіптік қызметінің тиімділігін арттыру, сонымен қатар, оқытуда қолданылатын ЭББ-да компьютерлік графиканы және анимацияны қолдану арқылы процесстер мен құбылыстар жайлы толық түсінігін қалыптастыру. Егер ЭББ-да проблемалық және зерттеу тапсырмалары, интеллектуальді оқыту жүйелері қолданылса, онда ойлау мәдениеті мен ойлау қабілеттілігін дамытуға болады.

Білім беру жүйесінде ЭББ құрастыру мен оны жасауда, математикалық және имитациялық модельдерде және нақты физикалық стендтерде, параметрлік зерттеу мен оптимизациялау өткізуде оқытылатын объекті мен процестің қасиеттерін тереңірек танып білуге алдын ала жағдай жасалуы және кәсіптік түрдегі оқу жұмыстарын автоматтандыру есепке алынуы керек. Осылармен қатар, автоматтандыру жүйесін ойланып қолдану оқушы әлі жете қоймаған неғұрлым жоғары кәсіптік мамандықты талап етеді. Олар көбінесе тек қана автоматтандырылған жүйенің аппараттық және бағдарламалық компоненттері мен ЭББ өзін ғана табысты меңгереді.

Жоғарыда айтылғандарды қорыта келе, қазіргі білім беруде ақпараттық коммуникациялық технологияларды пайдалануға байланысты педагогикалық жоғары оқу орындары студенттерін кәсіби дайындаудың негізгі мақсаттары мынадай деп атап көрсетеміз:

- оқу орындарында ақпараттық коммуникациялық технологияны (АКТ) кеңінен қолдана отырып, оқу сабақтарын әдістемелік сауатты түрде өткізуге және ұйымдастыруға дайындау;
- әртүрлі оқу және тәрбиелеу қызметі түрлерінде, әртүрлі типті сабақтар өткізгенде АКТ құралдарын қолданудың қазіргі заманғы әдістері мен тәсілдерімен таныстыру;
- білім беру жүйесінде жұмыс істейтін маманның өзінің кәсіби қызметінде АКТ құралдарын тиімді қолдануға үйрету;
- бөлінген ақпараттық ресурстармен жұмыс істегенде оқу үрдісінде АКТ құралдарын тиімді қолдануға оқыту;
- ақпараттық және телекоммуникациялық технология құралдарын дамыту мен жетілдіру жағдайында болашақ информатика мұғаліміне өздігінен оқу, өзіндік даму және өздігінен іске асыруға қажетті шығармашылық потенциалын дамыту болып табылады.

Сонымен қатар жоғарыда аталған 2016–2019 жылдарға арналған мемлекеттік бағдарламада оқытудың инновациялық технологиялары толық көлемде қолданылмай келгендігін, оқушылардың ақпараттық технологияларға қол жеткізу мүмкіндігі шектеулі екендігін, электрондық оқыту жүйесіне тек 1075 мектеп қана тартылғандығын келтіре келе, мектептегі білім беруді ақпараттандыру мәселесі ақпараттық технологияларды оқытуға одан әрі енгізу шеңберінде мемлекеттік-жекешелік әріптестік тетігі арқылы жүзеге асырылатыны енгізілген.

Бағдарламада келтірілгендей, Экономикалық ынтымақтастық және даму ұйымы (ЭЫДҰ) елдері және оның әріптестерінің 36-сының 27-сінде педагогикалық мамандыққа іріктеудің селективті өлшемшарттары қолданылады. ЭЫДҰ-ның 32 елінде педагогикалық практика міндетті болып табылады. ЖОО оқытушылары студенттердің педагогикалық практикасына қатысатындығы және мектеп менеджменті жас мұғалімдерге қолдау көрсетуге жауапты екендігі баса айтылып келтірілген [1].

«Білім берудің қазіргі негізгі мақсаты білім алып, білік пен дағдыға қол жеткізу ғана емес, солардың негізінде дербес әлеуметтік және кәсіби біліктілікке – ақпаратты өзі іздеп табу, талдау және ұтымды пайдалану, жылдам өзгеріп жатқан бүгінгі дүниеге лайықты өмір сүру және жұмыс

істеу болып табылады» - деп көрсетілген мемлекеттік білім бағдарламасында жоғары білім мен ғылымды ұштастыра жүргізу жан-жақты айқындалған. Осы міндеттерді жүзеге асыруда, біріншіден педагогтың кәсіби білімін арттыру, яғни ақпараттық-коммуникациялық технологияларды кәсіби іс-әрекетінде қолдану арқылы біліктілігін жетілдіру, екіншіден, сыныптан тыс жұмыстарды ұйымдастыруда жаңа техникалар мен технологияларды қолдану мәселелелерін дамыту қажет[1].

Осыған байланысты біздің елімізде 2016-2017 оқу жылынан бастап «білім» бағыты бойынша талапкерлерді қабылдау кезінде олардың қабілеттері мен ынталарын бағалау үшін әңгімелесу өткізілді. Қазіргі таңда педагог мамандарды даярлау ісі жоғары деңгейде қолға алынып келеді. Педагогикалық практика мәселесі де дұрыс жолға қойылған.

Осы мәселелерді негізге ала отырып, педагогикалық практика кезінде студенттерге көмекші құрал ретінде пайдалануға болатын немесе жас педагог мамандарға да көмек беретін, информатика бойынша сыныптан тыс жұмыстарын жүргізуге кәсіби түрде үйретуге арналған электронды ақпараттық кешен жасау қолға алынды. Электронды ақпараттық кешен Adobe Flash бағдарламасында дайындалды.

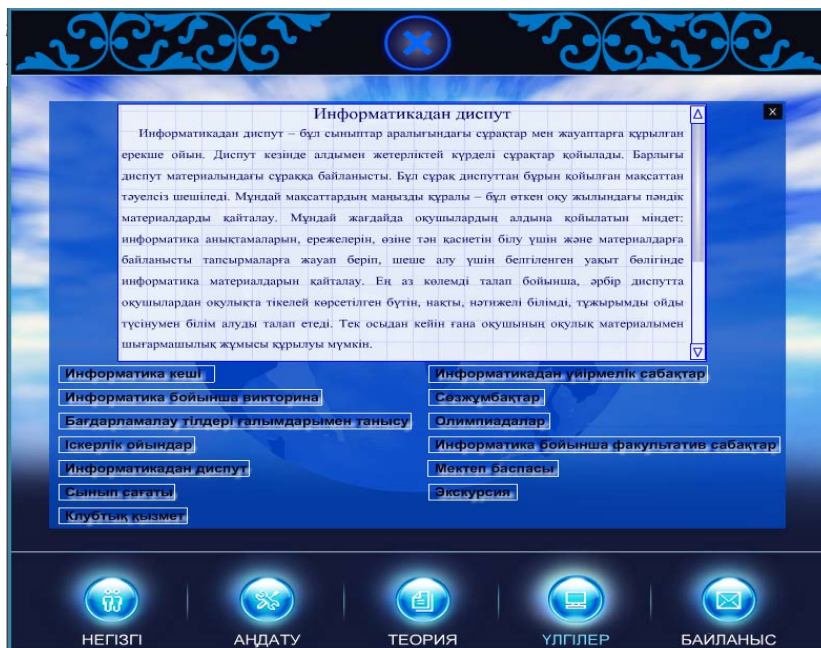
Ақпараттық кешен 5 бөліктен тұрады. Бірінші бөлігі титулдық бет, екінші - бағдарламалық кешенге сипаттама беретін аңдату бөлігі, үшінші - теориялық мәлімет бөлігі, төртінші бөлікте сабақтан тыс іс-шаралардың түрлеріне сәйкес дайындалған бағдарламалар жиынтығы, ал бесінші бөлігінде авторлардан мәлімет беретін байланыс бөлімі келтірілген.

Ақпараттық кешеннің негізгі бетінде кешеннің аты мен авторлары жайлы мәлімет берілген.



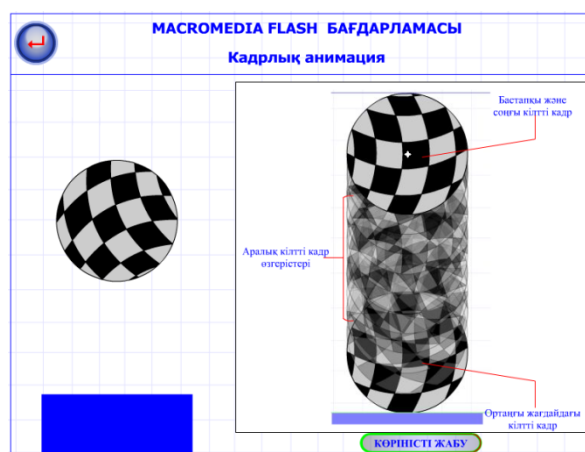
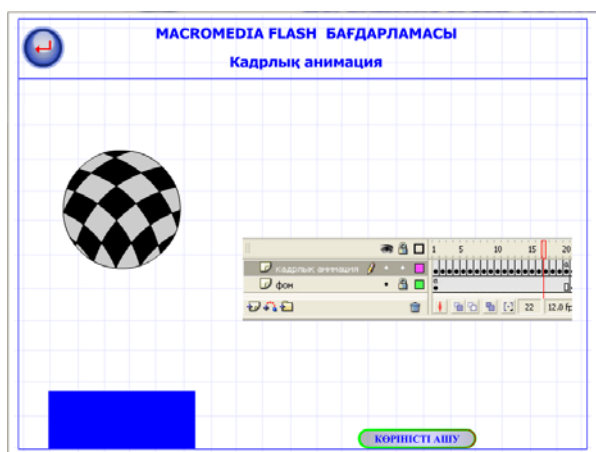
Теориялық мәлімет бөлігінде информатика мамандығы студенттері және мектеп мұғалімдері үшін информатика бойынша сабақтан тыс қосымша оқыту жұмыстарының теориялық негіздерінен кәсіби бағыт-бағдар беретін мәлімет жинақталған. Теориялық мәлімет беті 2 бөлікке бөлінген. Алғашқы бөлігі жоспардан құралса, екінші бөлігі жоспарға сәйкес мәлімет беретін экран аумағынан тұрады.

Кешеннің төртінші бөлігі (1 суретке сәйкес) - бағдарламалар жиынтығынан құрылған үлгілер бөлігі.



1 сурет - СТЖ түрлеріне сәйкес бағдарламалар жиынтығы

2-3 суреттерде бағдарламалар жиынтығынан құралған беттер көрінісі келтірілген.



2 сурет - Информатика үйірмелік сабақтар бөліміне жинақталған материалдар



3 сурет - Информатика бойынша факультатив сабақтар бөліміне жинақталған материалдар

Бұл бетте жинақталған мәліметтерге сәйкес мұғалімдер информатика бойынша сабақтан тыс іс-шаралар өткізе алады. Мұнда дайын слайдтар (информатика кеші, информатика бойынша викторина, информатикадан диспут, сынып сағаты, клубтық қызмет), html ортасында дайындалған бағдарламалар (бағдарламалау тілдері ғалымдарымен танысу, экскурсия, мектеп баспасы), flash ортасында әзірленген бағдарламалар (іскерлік ойындар, информатикадан үйірмелік сабақтар [3], информатика бойынша факультатив сабақтар, олимпиадалар) және excel ортасында дайындалған парақ (сөзжұмбақ) біріктірілген.

Қорыта келе, әзірленген кешен мектеп мұғалімдері үшін де, студенттер үшін де көмегін бере алады деп сенеміз.

ӘДЕБИЕТ

[1] ҚР білім беруді және ғылымды дамытудың 2016–2019 жылдарға арналған мемлекеттік бағдарламасы, ҚР Президентінің 01.03.2016ж. №205 Жарлығы, <http://adilet.zan.kz/>.

[2] Бидайбеков Е.Ы., Лапчик М.П., Беркімбаев К.М., Сағымбаева А.Е. Информатиканы оқыту теориясы мен әдістемесіне кіріспе: Оқу құралы. – Алматы, 2008. – 280 бет.

[3] Малев В.В., Малева А.А. Внеклассная работа по информатике: Учебно-методическое пособие для студентов физико-математического факультета. – Воронеж: ВГПУ, - 2003. – 152 стр.

REFERENCES

[1] The development of education and science of Kazakhstan state program for 2016-2019, President 01.03.2016j. Decree №205, <http://adilet.zan.kz/>.

[2] Bidaybekov E.I. Berkinbaev Lapchik MP KM Sagimbayeva AE An introduction to the theory and methodology of teaching science: Textbook. - Almaty, 2008. 280 pages.

[3] Malev VV, AA Maleva Extracurricular along the slave computer: Manual Methodological Manual students of faculty of physical matematikaşesogo. - Voronezh: VGPW, 2003. 152 pages.

УДК 372.104:004.9

А.А. Миндетбаева, М.А. Мусаханова

Международный казахско-турецкий университет имени Ходжа Ахмеда Ясави, Туркестан, Казахстан

СОЗДАНИЕ ИНФОРМАЦИОННО-ПРОГРАММНОГО КОМПЛЕКСА ДЛЯ ПРОВЕДЕНИЯ ВНЕКЛАССНЫХ РАБОТ ПО ИНФОРМАТИКЕ

Ключевые слова: внеклассная работа по информатике, электронные образовательные ресурсы, информационно-коммуникационная технология.

Аннотация: Внеклассная работа по информатике направлена на развитие интеллектуальных, творческих, личностных качеств учащихся, с учетом индивидуальных и возрастных особенностей в рамках воспитательной системы школы. Внеклассная работа характеризуется многообразием форм и видов: групповые занятия, викторины, вечера, олимпиады, кружки, конференции, семинары и т.д.

В этой статье рассматривается информационно-программный комплекс, в котором совмещены сведения теоретических основ внеклассных работ и образцы, созданные из видов внеклассных мероприятий.

МАЗМҰНЫ

<i>Буртебаев Н., Керимкулов Ж.К., Алимов Д.К., Отарбаева А.М., Мухамеджанов Е.С., Джансейитов Д.М.</i> 18 МэВ энергиялы дейтрондардың ⁶ Li ядроларынан серпімді шашырауын зерттеу	5
<i>Жұмбаев Д.С., Темешева С.М.</i> Сызықсыз жүктелген дифференциалдық теңдеулер жүйесінің бүкіл өсте шектелген шешімін табу есебінің аппроксимациясы.....	13
<i>Исахов А. А., Даржанова А. Б.</i> Математикалық модельдеу әдісі арқылы қоршаған ортаға жылу электр станцияларының жұмысының әсерін бағалау.....	20
<i>Дроздов А.М., Жохов А.Л., Юнусов А.А., Юнусова А.А.</i> Космологиялық мәселелерді шешудің жуықтау салдары. (1-бөлім).....	27
<i>Дроздов А.М., Жохов А.Л., Юнусов А.А., Юнусова А.А.</i> Космологиялық мәселелерді шешудің жуықтау салдары. (2-бөлім)	36
<i>Дроздов А.М., Жохов А.Л., Юнусов А.А., Юнусова А.А.</i> Космологиялық мәселелерді шешудің жуықтау салдары (1-бөлім)	46
<i>Дроздов А.М., Жохов А.Л., Юнусов А.А., Юнусова А.А.</i> Космологиялық мәселелерді шешудің жуықтау салдары. (2-бөлім)	55
<i>Байжанов С.С., Култешов Б.Ш.</i> Эбден О-минималдық теориялардың модельдерін байытуда инварианттық қасиеттері.....	65
<i>Дүйсенбай А.Д., Такибаев Н.Ж., Курманғалиева В.О.</i> Исследование реакций взаимодействия изотопов Li и Be с нейтронами.....	72
<i>Қабылбеков К.А., Аширбаев Х.А., Абекова Ж.А., Омашова Г.Ш., Қыдырбекова Ж.Б., Джумағалиева А.И.</i> Нақты газ изотермаларын зерттеуге арналған компьютерлік зертханалық жұмысты орындауды ұйымдастыру	77
<i>Калмурзаев Б.С.</i> L_m^0 Жартыторының екі элементі ершов иерархиясының жиындар үйірінің Роджерс жартыторына енуінің бағалаулары жайлы.....	83
<i>Рябкин Ю.А., Рақыметов Б.А., Байтұмбетова Б.А., Айтмукан Т., Клименов В.В., Муратов Д.А., Мереке А.У., Умирзаков А.У.</i> Көміртекті қабықшаның парамагнитті қасиетін анықтау негізінде кеуікті никельді анодты зерттеу үшін ЭПР әдісінің мүмкіндігі.....	91
<i>Байтұмбетова Б.А., Рябкин Ю.А., Рахметов Б.А.</i> Графен құрылымдарын ультрадыбыс өрісінде графитті ароматикалық көмірсутектер жүйесінде әсер етіп алу және оларды ЭПР әдісімен зерттеу.....	99
<i>Буртебаев Н., Керимкулов Ж.К., Алимов Д.К., Отарбаева А.М., Мухамеджанов Е.С., Джансейитов Д.М.</i> 18 МэВ энергиялы дейтрондардың ⁶ Li ядроларынан серпімді шашырауын зерттеу.....	104
<i>Жұмбаев Д.С., Темешева С.М.</i> Сызықсыз жүктелген дифференциалдық теңдеулер жүйесінің бүкіл өсте шектелген шешімін табу есебінің аппроксимациясы.....	113
<i>Жаврин Ю.И., Косов В.Н., Молдабекова М.С., Асембаева М.К., Федоренко О.В., Мукамеденқызы В.</i> Ауамен араласатын кейбір табиғи газ қоспасы компоненттері коэффициенттерінің табы.....	120
<i>Шыныбаев М.Д., Даирбеков С.С., Жолдасов С.А., Алиасқаров Д.Р., Мырзақасова Г.Е., Шекербекова С.А., Садыбек А.Ж.</i> Екі жылжымайтын нүкте проблемасының жаңа нұсқасын үш дене есебінде қолдану.....	127
<i>Шалданбаев А.Ш., Ақылбаев М.И., Сапрунова М.Б.</i> Толқындардың үзік ішек бойымен таралуы туралы.....	137
<i>Жақып-тегі К. Б.</i> $k - \varepsilon$, $1\epsilon s$, рейнольдс және дәрежелі моделдер туралы.....	144
<i>Мазакова Б.М., Жақыпов А.Т., Абдикеримова Г.Б.</i> Көзі ашық мәліметтердің негізінде ғарыш аппараттарының орбитасын салу.....	159
<i>Сапрунова М.Б., Ақылбаев М.И., Шалданбаев А.Ш.</i> Желідегі ақпарларды қорғаудың бір тәсілі туралы.....	164
<i>Самагулова Л.А., Исаева Г.Б.</i> Программалауды оқытуда қолданылатын оқыту технологияларының ерекшеліктері	173
<i>Есқалиев М.Е.</i> Жүктелген элемент әсерінен болатын есепті жуықтап шешу үшін шекаралық элементтер әдісі....	180
<i>Миндетбаева А.А., Мусаханова М.А.</i> Информатика бойынша сыныптан тыс жұмыстарды жүргізуге арналған ақпараттық-бағдарламалық кешен құру.....	187

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Буртебаев Н., Керимкулов Ж.К., Алимов Д.К., Отарбаева А.М., Мухамеджанов Е.С., Джансейтов Д.М.</i> Изучение упругого рассеяния дейтронов на ядрах ${}^6\text{Li}$ при энергии 18 МэВ.....	5
<i>Джумабаев Д.С., Темешева С.М.</i> Аппроксимация задачи нахождения ограниченного решения системы нелинейных нагруженных дифференциальных уравнений.....	13
<i>Исахов А. А., Даржанова А. Б.</i> Оценка воздействия функционирования тепловой электростанции на окружающую среду методами математического моделирования.....	20
<i>Дроздов А.М., Жохов А.Л., Юнусов А.А., Юнусова А.А.</i> Решение космологической проблемы в приближениях (Часть-1).....	27
<i>Дроздов А.М., Жохов А.Л., Юнусов А.А., Юнусова А.А.</i> Решение космологической проблемы в приближениях (Часть-2).....	36
<i>Дроздов А.М., Жохов А.Л., Юнусов А.А., Юнусова А.А.</i> Решение космологической проблемы в приближениях (Часть-1).....	46
<i>Дроздов А.М., Жохов А.Л., Юнусов А.А., Юнусова А.А.</i> Решение космологической проблемы в приближениях (Часть-2).....	55
<i>Байжанов С.С., Кулпешов Б.Ш.</i> Инвариантные свойства при обогащениях моделей вполне О-минимальных теорий.....	65
<i>Дүйсенбай А.Д., Такибаев Н.Ж., Құрманғалиева В.О.</i> Li және Be изотоптарының нейтрондармен әрекеттесу реакцияларын зерттеу.....	72
<i>Кабылбеков К.А., Аширбаев Х.А., Абекова Ж.А., Омишова Г.Ш., Кыдырбекова Ж.Б., Джумагалиева А.И.</i> Организация выполнения компьютерной лабораторной работы по исследованию изотерм реального газа.....	77
<i>Калмурзаев Б.С.</i> Об оценках вложимости L_m^0 в полурешетку Роджерса двухэлементных семейств множеств иерархии Ершова.....	83
<i>Рябкин Ю.А., Рақыметов Б.А., Байтимбетова Б. А., Айтмукан Т., Клименов В.В., Муратов Д.А., Мереке А.У., Умирзаков А.У.</i> Выяснение возможности использования метода ЭПР для изучения пористого никелевого анода на основе определения парамагнитных характеристик углеродных пленок.....	91
<i>Байтимбетова Б.А., Рябкин Ю.А., Рахметов Б.А.</i> Получение графеновых структур в системе графит с ароматическими углеводородами при воздействии ультразвукового поля и изучение их методом ЭПР.....	99
<i>Буртебаев Н., Керимкулов Ж.К., Алимов Д.К., Отарбаева А.М., Мухамеджанов Е.С., Джансейтов Д.М.</i> Изучение упругого рассеяния дейтронов на ядрах ${}^6\text{Li}$ при энергии 18 МэВ.....	104
<i>Джумабаев Д.С., Темешева С.М.</i> Аппроксимация задачи нахождения ограниченного решения системы нелинейных нагруженных дифференциальных уравнений.....	113
<i>Жаврин Ю.И., Косов В.Н., Молдабекова М.С., Асембаева М.К., Федоренко О.В., Мукамеденкызы В.</i> Следовые коэффициенты компонентов некоторых природных газовых смесей, диффундирующих в воздух.....	120
<i>Шинибаев М.Д., Даирбеков С.С., Жолдасов С.А., Алиаскаров Д.Р., Мырзакасова Г.Е., Шекербекова С.А., Садыбек А.Ж.</i> Использование новой версии задачи двух неподвижных центров в задаче трех тел.....	127
<i>Шалданбаев А.Ш., Ақылбаев М.И., Сапрунова М.Б.</i> О распространении волн по разрывной струне.....	137
<i>Джакупов К.Б.</i> О $k - \varepsilon$, les , рейнольдс и степенных моделях.....	144
<i>Мазакова Б.М., Жакыпов А.Т., Абдикеримова Г.Б.</i> Построение орбиты космического аппарата на основе открытых исходных данных.....	159
<i>Сапрунова М.Б., Ақылбаев М.И., Шалданбаев А.Ш.</i> Об одном способе защиты передачи информации.....	164
<i>Смагулова Л.А., Исаева Г.Б.</i> Особенности технологий обучения, применяемых в обучении программирования.....	173
<i>Ескалиев М.Е.</i> Метод граничного элемента для приближенного решения задачи, вызванной действием нагруженного элемента.....	180
<i>Миндетбаева А.А., Мусаханова М.А.</i> Создание информационно-программного комплекса для проведения внеклассных работ по информатике.....	187

CONTENTS

<i>Burtebayev N., Kerimkulov Zh.K., Alimov D.K., Otarbayeva A.M., Mukhamejanov Y.S., Janseitov D.M.</i> Study of elastic scattering of deuterons from ${}^6\text{Li}$ AT energy 18 MeV.....	5
<i>Dzhumabaev D.S., Temesheva S.M.</i> Approximation of problem for finding the bounded solution to system of nonlinear loaded differential equations	13
<i>Issakhov A.A., Darzhanova A.B.</i> Assessing the impact of thermal power plants in the aquatic environment in reservoir-cooler.....	20
<i>Drozdov A.M., Zhokhov A.L., Yunusov A.A., Yunusova A.A.</i> Solution of the cosmological problem in the approximations. (Part-1).....	27
<i>Drozdov A.M., Zhokhov A.L., Yunusov A.A., Yunusova A.A.</i> Solution of the cosmological problem in the approximations. (Part-2)	36
<i>Drozdov A.M., Zhokhov A.L., Yunusov A.A., Yunusova A.A.</i> Solution of the cosmological problem in the approximations (Part-1)	46
<i>Drozdov A.M., Zhokhov A.L., Yunusov A.A., Yunusova A.A.</i> Solution of the cosmological problem in the approximations. (Part-2)	55
<i>Baizhanov S.S., Kulpeshov B.Sh.</i> Invariant properties at expanding models of quite O-minimal theories.....	65
<i>Duisenbay A.D., Takibayev N.ZH., Kurmagalieva V.O.</i> Research of the reactions of Li and Be isotopes with neutrons....	72
<i>Kabyrbekov K.A., Ashirbaev H. A., Abekova ZH. A., Omashova G.Sh., Kydyrbekova Zh. B., Dzhumagaliyeva A.I.</i> The organization of performance of computer laboratory operation on examination of isothermal curves real gaza.....	77
<i>Kalmurzayev B.S.</i> On assessments of embeddability L_m^0 in rogers semilattice of two-element families of sets in the Hierarchy of Ershov.....	83
<i>Ryabikin Y.A., Rakymetov B.A., Baytimbetova B.A., Aytmukan T., Klimenov V.V., Muratov D.A., Mereke A.U., Umirzakov A.U.</i> Identification of capabilities of the EPR method in studying porous nickel anodes based on definition of paramagnetic characteristics of carbon films.....	91
<i>Baytimbetova B.A., Ryabikin Yu.A., Rachmetov B.A.</i> Production of graphene structures in the graphite with an aromatic hydrocarbon on exposure to ultrasonic fields and investigation of their EPR.....	99
<i>Burtebayev N., Kerimkulov Zh.K., Alimov D.K., Otarbayeva A.M., Mukhamejanov Y.S., Janseitov D.M.</i> Study of elastic scattering of deuterons from ${}^6\text{Li}$ at energy 18 MeV.....	104
<i>Dzhumabaev D.S., Temesheva S.M.</i> Approximation of problem for finding the bounded solution to system of nonlinear loaded differential equations.....	113
<i>Zhavrin Yu.I., Kosov V.N., Moldabekova M.S., Asembaeva M.K., Fedorenko O.V., Mukamedenkyzy V.</i> Trace coefficients of components of some natural gaseous mixtures diffusing into the air.....	120
<i>Shinibaev M.D., Dairbekov S.S., Zholdasov S.A., Myrzakasova G.E., Aliaskarov D.R., Shekerbekova S.A., Sadybek A.G.</i> Use of the new version of the problem of two centers in the three-body problem.....	127
<i>Shaldanbayev A. Sh., Akylbayev M., Saprunova M.B.</i> About an advance of waves on an explosive string.....	137
<i>Jakupov K.B.</i> About $k-\varepsilon$, les, reynolds and power model.....	144
<i>Mazakova B.M., Zhakypov A.T., Abdikerimova G.B.</i> The spacecraft's orbit consecution based on open source data.....	159
<i>Saprunova M.B., Akylbayev M., Shaldanbayev A. Sh.</i> About one way of protection of information transfer.....	164
<i>Smagulova L.A., Issayeva G.B.</i> Features of the learning technologies used in teaching programming.....	173
<i>Yeskaliyev M.Ye.</i> Boundary element method for the approximate solution of the problem caused by the action of a loaded element.....	180
<i>Mindetbayeva A.A., Musahanova M.A.</i> Creation of the of a software complex for extracurricular activities on informatics.....	187

**Publication Ethics and Publication Malpractice
in the journals of the National Academy of Sciences of the Republic of Kazakhstan**

For information on Ethics in publishing and Ethical guidelines for journal publication see <http://www.elsevier.com/publishingethics> and <http://www.elsevier.com/journal-authors/ethics>.

Submission of an article to the National Academy of Sciences of the Republic of Kazakhstan implies that the described work has not been published previously (except in the form of an abstract or as part of a published lecture or academic thesis or as an electronic preprint, see <http://www.elsevier.com/postingpolicy>), that it is not under consideration for publication elsewhere, that its publication is approved by all authors and tacitly or explicitly by the responsible authorities where the work was carried out, and that, if accepted, it will not be published elsewhere in the same form, in English or in any other language, including electronically without the written consent of the copyright-holder. In particular, translations into English of papers already published in another language are not accepted.

No other forms of scientific misconduct are allowed, such as plagiarism, falsification, fraudulent data, incorrect interpretation of other works, incorrect citations, etc. The National Academy of Sciences of the Republic of Kazakhstan follows the Code of Conduct of the Committee on Publication Ethics (COPE), and follows the COPE Flowcharts for Resolving Cases of Suspected Misconduct (http://publicationethics.org/files/u2/New_Code.pdf). To verify originality, your article may be checked by the Cross Check originality detection service <http://www.elsevier.com/editors/plagdetect>.

The authors are obliged to participate in peer review process and be ready to provide corrections, clarifications, retractions and apologies when needed. All authors of a paper should have significantly contributed to the research.

The reviewers should provide objective judgments and should point out relevant published works which are not yet cited. Reviewed articles should be treated confidentially. The reviewers will be chosen in such a way that there is no conflict of interests with respect to the research, the authors and/or the research funders.

The editors have complete responsibility and authority to reject or accept a paper, and they will only accept a paper when reasonably certain. They will preserve anonymity of reviewers and promote publication of corrections, clarifications, retractions and apologies when needed. The acceptance of a paper automatically implies the copyright transfer to the National Academy of Sciences of the Republic of Kazakhstan.

The Editorial Board of the National Academy of Sciences of the Republic of Kazakhstan will monitor and safeguard publishing ethics.

Правила оформления статьи для публикации в журнале смотреть на сайтах:

www.nauka-nanrk.kz

<http://www.physics-mathematics.kz>

ISSN 2518-1726 (Online), ISSN 1991-346X (Print)

Редакторы *М. С. Ахметова, Д.С. Аленов, Т.А. Апендиев, А.Е. Бейсебаева*
Верстка на компьютере *А.М. Кульгинбаевой*

Подписано в печать 01.02.2017.
Формат 60x881/8. Бумага офсетная. Печать – ризограф.
11,4 п.л. Тираж 300. Заказ 1.

Национальная академия наук РК
050010, Алматы, ул. Шевченко, 28, т. 272-13-18, 272-13-19