

ISSN 1563-034X
Индекс 75877; 25877

ӘЛ-ФАРАБИ атындағы ҚАЗАҚ ҮЛТТЫҚ УНИВЕРСИТЕТИ

ХАБАРШЫ

Физика сериясы

КАЗАХСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ имени АЛЬ-ФАРАБИ

ВЕСТНИК

Серия физическая

AL-FARABI KAZAKH NATIONAL UNIVERSITY

RECENT CONTRIBUTIONS TO PHYSICS

№2 (61)

Алматы
«Қазақ университеті»
2017



ХАБАРШЫ

ФИЗИКА СЕРИЯСЫ №2 (61)



25.11.1999 ж. Қазақстан Республикасының Мәдениет, ақпарат және қоғамдық көлісім министрлігінде тіркелген

Күнілік №956-Ж.

Журнал жылына 4 рет жарыққа шығады

ЖАУАПТЫ ХАТШЫ

Иманбаева А.К. (Қазақстан)

Телефон: +7(727) 377-33-46

E-mail: akmaral@physics.kz

РЕДАКЦИЯ АЛҚАСЫ:

Давлетов А.Е., әл-Фараби атындағы ҚазҰУ –
ғылыми редактор (Қазақстан)

Лаврищев О.А., ЭТФЗИ – ғылыми редактордың
орынбасары (Қазақстан)

Әбишев М.Е., әл-Фараби атындағы ҚазҰУ, ЭТФЗИ
(Қазақстан)

Аскарова Ә.С., әл-Фараби атындағы ҚазҰУ, ЭТФЗИ
(Қазақстан)

Boufendi L., Орлеан қ. университеті (Франция)

Буртебаев Н., Ядролық физика институты
(Қазақстан)

Дробышев А.С., әл-Фараби атындағы ҚазҰУ,
ЭТФЗИ (Қазақстан)

Жаңабаев З.Ж., әл-Фараби атындағы ҚазҰУ,
ЭТФЗИ (Қазақстан)

Иващук В.Д., Халықтар достығы Ресей
университеті (Ресей)

Ishitsuka E., Жапония атом энергиясы агенттігі
(Жапония)

Косов В.Н., Абай атындағы ҚазҰПУ (Қазақстан)

Lunarska E., Польша ғылым академиясының
физикалық химия институты (Польша)

Safarik P., Прагада Чех техникалық университеті
(Чехия)

Тимошенко В.Ю., М.В. Ломоносов атындағы
ММУ (Ресей)

Quevedo H., Мексика ұлттық автономиялық
университеті (Мексика)

Дьячков В.В., әл-Фараби атындағы ҚазҰУ –
техникалық хатшы (Қазақстан)



Ғылыми басылымдар белімінің басшысы

Гульмира Шаккозова

Телефон: +77017242911

E-mail: Gulmira.Shakkozova@kaznu.kz

Компьютерде беттеген

Айгүл Алдашева

Жазылу мен таратуды үйлестіруші

Мөлдір Өміртаікызы

Телефон: +7(727)377-34-11

E-mail: Moldir.Omirtaikyzy@kaznu.kz

ИБ № 11364

Басуга 30.09.2017 жылы кол қойылды.

Пішімі 60x84 1/8. Көлемі 12.5 б.т. Оффсетті қағаз.

Сандық басылыс. Тапсырыс № 5515. Тарапалмы 500 дана.

Бағасы көлісімді.

Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университетінің

«Қазақ университеті» баспа үйі.

050040, Алматы қаласы, әл-Фараби даңғылы, 71.

«Қазақ университеті» баспа үйінің баспаханасында басылды.

1-бөлім

**КОНДЕНСИРЛЕНГЕН КҮЙ ФИЗИКАСЫ ЖӘНЕ
МАТЕРИАЛТАНУ ПРОБЛЕМАЛАРЫ**

Раздел 1

**ФИЗИКА КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ
И ПРОБЛЕМЫ МАТЕРИАЛОВЕДЕНИЯ**

Section 1

**CONDENSED MATTER PHYSICS AND
MATERIALS SCIENCE PROBLEMS**

**Antoschenko V.S.*, Migunova A.A., Frantsev V.V.,
Lavrichshev O.A., Nemkayeva R.R.**

National open-type nanotechnology laboratory (NNLOT), Al-Farabi Kazakh National University,
Almaty, Kazakhstan, *e-mail: solartechnology@mail.ru

STRUCTURAL AND OPTICAL PROPERTIES OF COPPER OXIDE THIN FILMS PREPARED BY NOVEL «IN SITU CVD» METHOD

Thin films of copper oxides were obtained by novel «in situ CVD» method on glass substrates using copper monochloride as precursor. Films were synthesized both in the air atmosphere and in the air-argon atmosphere. The X-ray diffraction patterns showed a change in the phase composition of the films obtained in air during the synthesis. Phase transitions CuO-Cu₂O-CuO are characteristic for samples synthesized at 400 °C. A sample of 1 min had a monophasic CuO structure. The first transition from the CuO to Cu₂O occurs in the narrow time interval between 1 and 2 minutes of pyrolysis. The second transition from the Cu₂O phase to the two-phase form of CuO + Cu₂O occurred between 3 and 5 minutes of synthesis. On the sample 10 minutes only a small amount of Cu₂O was observed. And, finally, a sample synthesized in 20 minutes had a monophasic CuO structure. The phase restructuring is related to the kinetics of the film synthesis process and is determined by the ratio of the rates of supply of copper and oxygen atoms to the interface of the substrate-the growing layer. Films obtained under oxygen deficiency conditions were identified as monophasic Cu₂O at the synthesis time of up to 20 minutes. The increase in time led to the formation of mixed phases. The Cu₂O films obtained at 500 °C for 1 minute had high transparency with a transmission maximum of 80% at a wavelength of 600 nm. The FWHM values obtained from XRD patterns of the films indicate a high ordering of the crystal structure.

Key words: Copper oxide, XRD, Phase composition, CVD.

Антощенко В.С.* , Мигунова А.А., Францев Ю.В., Лаврищев О.А., Немкаева Р.Р.

Ашық түрдегі ұлттық нанотехнологиялық зертхана (АТҰНЗ), әл-Фараби ат. Қазақ ұлттық университеті,
Алматы қ., Қазақстан, *e-mail: solartechnology@mail.ru

«In situ CVD» жаңа әдісімен алынған оксид мысының құрылымдық және оптикалық қасиеттері

Прекурсор ретінде мыстың монохлориді қолдану арқылы шыны төсемде мыс оксидінің жұқа қабықшалары жаңа «in situ CVD» әдіспен алынған. Қабықшалар ауа атмосферасында және ауа-аргонды қоспада синтезделген. Синтез уақытын өзгерктен кезде ауда алынған қабықшалардың рентгенограммаларында фазалық құрамының өзгергені байқалды. 400°C кезінде синтезделген үлгілер үшін CuO-Cu₂O-CuO фазалық ауысуы тән. 1 мин ішінде алынған үлгі CuO монофазалық құрылымға ие болды. Екіфазалық CuO+Cu₂O түрге CuO-дан Cu₂O-ге дейін бірінші ауысу 3 және 5 минут синтез арасында өтті. 10 ішінде синтезделген үлгіде тек аз ғана Cu₂O саны байқалды. Және, соныңда, 20минут аралығында синтезделген үлгі CuO монофазалық құрылымға ие болды. Мақалада қабықшаның фазалық қайта құрылу процесі қабықшаның синтездеу кинетикасымен және төсем мен үдемелі қабат аралығына шекара айырығына қарай мыс пен оттегі атомдарының ету жылдамдығымен анықталатыны көрсетілген. Синтез уақыты 20 минутқа дейін оттегі дефицит кезінде алынған қабықшалар монофазды Cu₂O ретінде қарастырылды. Уақытты асыру кезінде араласқан фазалар пайда болуына әкелді. Өткізу максимумы 80% болғанда толқын ұзындығы 600 нм құрайтын 500 °C кезінде алынған Cu₂O қабықшалар 1 минут уақыт ішінде жоғары мөлдірлігіне ие болды. Қабықшалар рентгенограммаларынан алынған FWHM мәндері олардың кристалдық құрылымының жоғары реттілігін көрсетеді.

Түйін сөздер: мыс оксиді, рентген дифракциясы, фазалық құрам, CVD.

Антощенко В.С.* , Мигунова А.А., Францев Ю.В., Лаврищев О.А., Немкаева Р.Р.
Национальная нанолаборатория открытого типа (ННАОТ), Казахский национальный университет
им. аль-Фараби, г. Алматы, Казахстан, *e-mail: solartechnology@mail.ru

Структурные и оптические свойства тонких пленок оксида меди, полученных новым методом «*in situ CVD*»

Тонкие пленки оксидов меди были получены новым методом «*in situ CVD*» на стеклянных подложках с использованием монохлорида меди в качестве прекурсора. Пленки синтезировали как в воздушной атмосфере, так и в воздушно-аргоновой смеси. На рентгенограммах наблюдалось изменение фазового состава пленок, полученных на воздухе при изменении времени синтеза. Для образцов, синтезированных при 400 °C, характерны фазовые переходы CuO-Cu₂O-CuO. Образец, полученный за 1 мин имел монофазную структуру CuO. Первый переход от CuO к Cu₂O наблюдался в узком интервале времени между 1 и 2 минутами пиролиза. Второй переход от фазы Cu₂O к двухфазной форме CuO+Cu₂O происходил между 3 и 5 минутами синтеза. На образце, синтезированном в течение 10 минут наблюдалось только небольшое количество Cu₂O. И, наконец, образец, синтезированный за 20 минут, имел монофазную структуру CuO. Показано, что фазовая перестройка определяется кинетикой процесса синтеза пленки и отношением скоростей подхода атомов меди и кислорода к границе раздела между подложкой и растущим слоем. Пленки, полученные в условиях дефицита кислорода за время синтеза до 20 минут, были идентифицированы как монофазный Cu₂O. Увеличение времени приводило к образованию смешанных фаз. Пленки Cu₂O, полученные при 500 °C в течение 1 минуты, имели высокую прозрачность с максимумом пропускания 80% при длине волны 600 нм. Значения FWHM, полученные из рентгенограмм пленок, указывают на высокую упорядоченность их кристаллической структуры.

Ключевые слова: оксид меди, рентгеновская дифракция, фазовый состав, CVD.

Introduction

In recent years, a large number of publications devoted to the use of films of copper oxides to create a number of semiconductor devices: solar cells [1-4], various sensors

To date, the increased interest in obtaining copper oxide films is due to the prospects for using this semiconductor material for the environmentally friendly production of cheap solar cells [1-4], rectifying diodes [5], various sensors [6,7].

Various physical, chemical and electrochemical methods for the preparation of CuO and Cu₂O thin films have been proposed. Each of them has advantages and disadvantages. In most of the earlier studies, mixed phases consisting of Cu, CuO and Cu₂O were obtained, which is the main problem when using synthesized layers as an active component of solar cells [8]. In [9], the first results on the synthesis and study of CuO films obtained by a new method of catalytic decomposition of copper chloride using a powder source were presented and the possibility of obtaining monophase CuO films was demonstrated. This investigation is aimed at studying the conditions for the production of Cu₂O films and the accompanying phase transitions in the CuO-Cu₂O system.

Results and discussion

According to the technique described in [9] thin films in the CuO-Cu₂O system were obtained on glass substrates. The synthesis regimes were experimentally determined depending on the temperature, time and fractional composition of the copper chloride powder source, the thickness of which in all the experiments was 0.8 mm. The synthesis was carried out on substrates measuring 24x24 mm² with a thickness of 0.15-0.17 mm. The thickness of the films was within the range of 0,1-3,0 μm and increased with increasing temperature and synthesis time. Optimum conditions were found under which layers of monophasic material were formed. The temperature interval for the synthesis of Cu₂O films was 400-500°C for powders of 200 mesh fraction and 450-550°C for powders of 100 mesh. In the first case, the time interval of monophasic growth of Cu₂O films was 2-4 min, whereas in the second case, 1.5 ± 3 min. Beyond these synthesis times, either two-phase Cu₂O-CuO layers or monophase CuO layers have grown.

Measurement of the films characteristics was carried out on analytical equipment: X-ray diffractometers «D8 ADVANCE» and «DRON-3», Raman spectrometer «Solver Spectrum» and two-channel spectrometer «Shimadzu UV-3600».

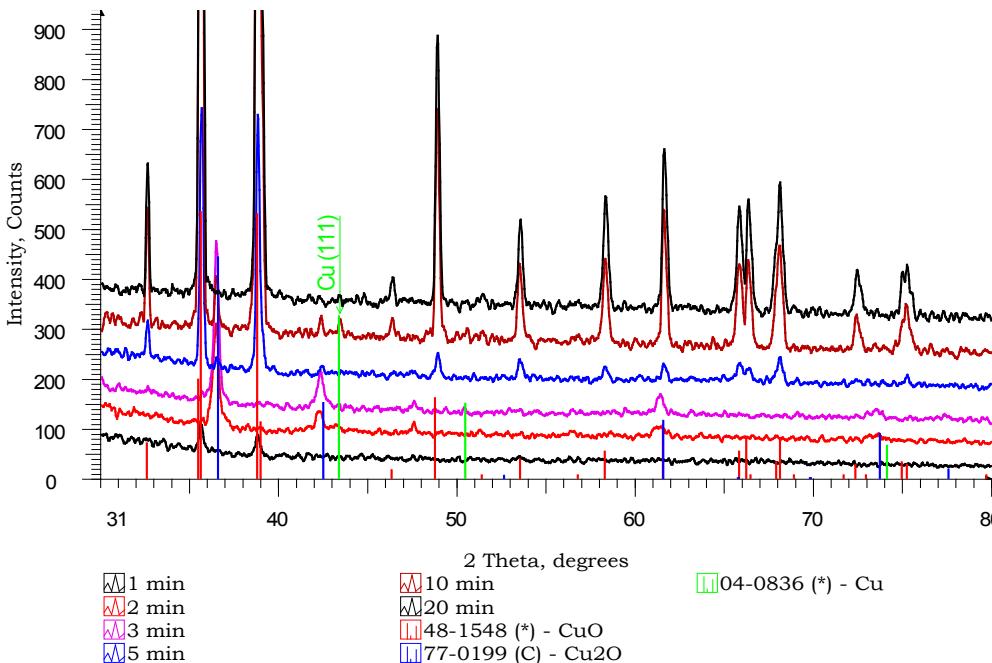


Figure 1 – Results of X-ray diffraction patterns of copper oxides films synthesized at 400°C for different times in the air atmosphere

Figure 1 shows the diffractograms of films synthesized in air at different times. It can be seen that for the samples obtained after 2, 3 and 5 min, a phase transition is observed twice. The first transition from the CuO to Cu₂O occurs in the narrow time interval between 1 and 2 minutes of pyrolysis at 400°C. A sample of 1 min had a monophasic structure. It consisted of CuO phase only (the first two strongest doublets). For samples 2 and 3 min, four peaks of Cu₂O and traces (one peak) of CuCl are observed, which are related to insufficient cleaning of the film surface from the source powder residues. The second transition from the Cu₂O phase to the two-phase form of CuO + Cu₂O occurred between 3 and 5 minutes of synthesis. On the sample 10 minutes only a small amount of Cu₂O was observed. And, finally, a sample synthesized in 20 minutes had a monophasic CuO structure. Fig. 2, obtained from the analysis of X-ray patterns, demonstrates the change in the phase composition of these films. An important result of X-ray spectra analysis is that in films grown for 2 and 3 minutes there was no CuO phase, in spite of the fact that all samples undergo a one-minute annealing step, on which a CuO phase is formed.

Our explanation of this phenomenon is based on the possibility of creating thermodynamic conditions for the transformation of copper (II) oxide into copper (I) oxide in the process of continuous layer

growth under conditions of oxygen deficiency at the interface between the film and the powder source. In this case, oxygen atoms can be formed as a result of the decomposition of copper (II) oxide molecules by the reaction:



Such a transformation is characteristic for synthesis from powders of 200 and 300 mesh, while at the same temperature for 100 mesh powders monophasic CuO films are formed at any synthesis times. The high rate of decomposition of copper chloride from a powder source and the insufficiently intensive diffusion of air oxygen into the reaction zone ensures the formation of Cu₂O layers at this temperature and short synthesis times. Further transition to a two-phase composition region and then to a single-phase CuO is explained by the depletion of the powder source by copper chloride, which leads to a decrease in the rate of formation of the oxide phase (as occurs at the initial stage of the synthesis within 1 minute). The amount of oxygen diffusing to the growth boundary becomes sufficient for the oxidation of the previously formed Cu₂O layer to CuO and for the further formation of CuO, until the source is completely depleted. According to the foregoing, copper oxide films at long growth times should be monophasic CuO, which is observed

experimentally. When the synthesis temperature increases, the Cu_2O phase forms in a shorter time.

Reduction of the synthesis temperature to 350°C leads to the formation of monophasic CuO at any times of heat treatment, since at low temperatures the decomposition of copper chloride is less intense and the concentration of diffusing air oxygen becomes sufficient for complete oxidation of copper.

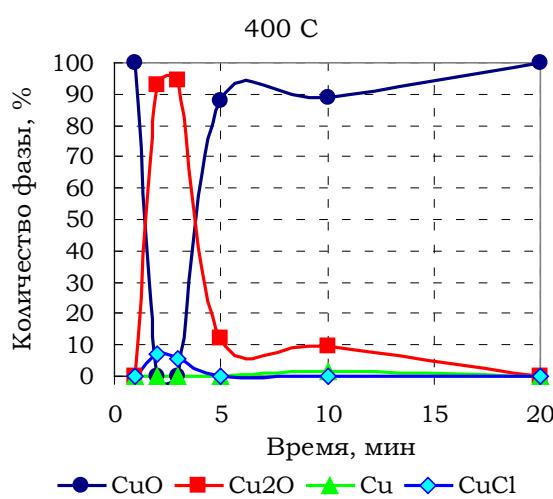


Figure 2 – Change in the phase composition of copper oxides films synthesized at 400C for different times in an air atmosphere

It is important to note that if at low times and low synthesis temperatures oxide phases are formed by surface reaction at the atomic level, then at high temperatures and long times the formation of copper (II) oxide occurs as a result of solid-phase reaction in the already formed copper (I) oxide film with transformation of a cubic structure of Cu_2O into a monoclinic structure of CuO . This process is not spontaneous in nature and can proceed for a sufficiently long period.

Based on the above-proposed phase transformation mechanism, a technique was developed for the production of Cu_2O films of optical quality with a thickness of 10 nm to 1 μm . Synthesis was carried out under conditions of oxygen deficiency. A flow quartz reactor was used for the experiments with an argon-air mixture (70 vol% Ar). The blowing rate was 4 cm^3/s . The growth kinetics of the films are shown in Fig. 3, where the rhombic markers show the film thickness as a function of the synthesis time for 500 μm powder source thickness and square markers for 1 mm thickness. In both cases, the 100

mesh fraction powders were used, and the temperature was 400°C.

It is seen from Fig. 3 that with a smaller thickness of the powder source, the growth rate and the thickness of the films synthesized in the interval from 5 to 20 min are higher. This effect is explained by the fact that with a smaller source thickness, air oxygen diffusion to the substrate surface is faster and oxidation of copper ions is intensified. At synthesis times of 3-5 minutes, the thickness of Cu_2O films obtained from a thin source is only slightly higher than the value for a thicker source with the same slope of the curves, which is caused by transient processes associated with the initial heating of the source to a predetermined temperature and activation of the decomposition of copper chloride throughout thickness of the source. Figure 4 shows photographs of Cu_2O films synthesized at 400C on glass substrates measuring 24x24 mm^2 using the procedure described in [9]. The synthesis was carried out in an air atmosphere for 3 minutes from a 200 mesh зщзвук source (a) and in a flow system with reduced oxygen content for 8 minutes from a 100 mesh powder source (b). In the first case, the film thickness was 14 μm . It is characterized by a strong surface roughness indicating a high growth rate under these conditions. The film obtained in the second case showed high transparency, as evidenced by photo (b), where the inscription located under the substrate with the film has practically the same contrast with the uncovered areas. The film thickness in this case was 400 nm.

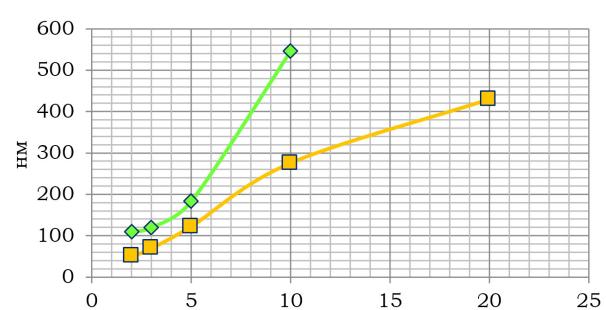


Figure 3 – Dependence of Cu_2O film thickness on the synthesis time

The obtained samples of optically transparent films were studied by X-ray phase analysis, Raman scattering and atomic force microscopy.

X-ray study of the films was performed on an automated diffractometer DRON-3 by using X-ray radiation tube with a Cu anode. Mode of operation

of the tube: 35 kV, 30 mA. Diffractograms were recorded in the range of angles $2\theta = 4 - 80^\circ$, step 0,02°, with 1 s measurement time. Figures 5 and 6 show X-ray diffraction patterns obtained from films synthesized under conditions of oxygen deficiency at a temperature of 400°C for 2 and 4 minutes, respectively.

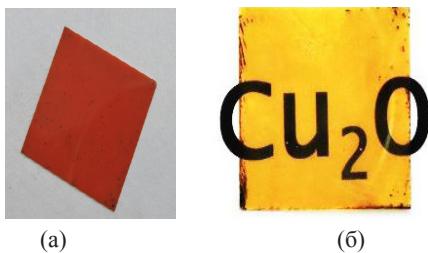


Figure 4 – Samples of Cu_2O films synthesized in air (a) and in the argon-air atmosphere (b)

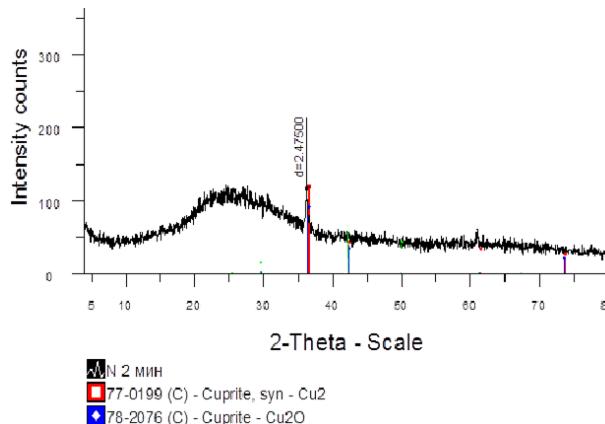


Figure 5 – XRD pattern of Cu_2O film synthesized in 2 min

Along with XRD studies, the phase composition of films synthesized in an argon-oxygen medium was identified by Raman scattering and atomic force microscopy. Figure 7 shows the Raman spectrum obtained from a film synthesized at 400°C for 10 min under oxygen deficiency conditions. This spectrum is identical to the spectrum of copper (I) oxide from the mineral database RRUFF [10].

In Fig. 8 shown scans of $2 \times 2 \mu\text{m}$ of the surface area of the film synthesized at a temperature of 400°C for 10 minutes. The height of the relief (a) in this case was about 50 nm with uniformly distributed clusters of the order of 200 nm, which makes it possible to obtain optically transparent films of this material.

The spectra have a pronounced peak (111), stronger for 4 min of synthesis, over which the FWHM was calculated equal to 0.414° for 2 minutes and 0.419 for 4 minutes. These values of the FWHM indicate a high degree of ordering of the crystallites in the films. The cell parameters were determined to be 4.2868 Å for 2 minutes of growth and 4.2892 Å for 4 minutes and the crystallite size was 21.089 nm and 15.895 nm for 2 and 4 minutes, respectively. According to the Cu_2O database, the card number 78-2076 (ASTM base) is a cubic cell with a parameter of 4.258 Å. For both samples, the deviation from the standard is 0.0288 Å or 0.67% for 2 min. And at 0.0312 Å or 0.73% for 4 minutes. Thus, the peak (111) is shifted in the diffractograms relative to the reference position, which indicates the existence of a solid solution containing a non-stoichiometric number of oxygen and copper atoms.

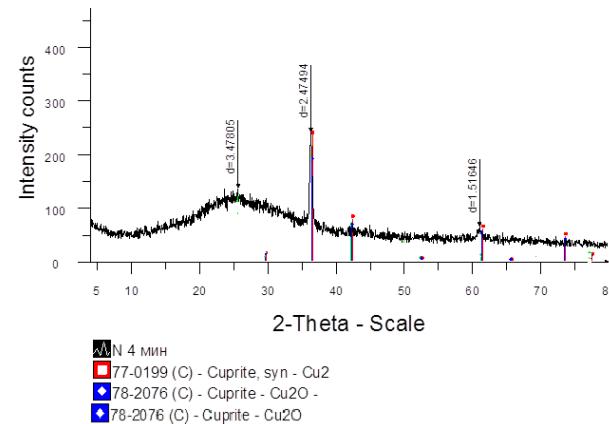


Figure 6 – XRD pattern of Cu_2O film synthesized in 4 min

The size of the clusters determined from the AFM measurements is much greater than that calculated from the X-ray spectra using the Scherrer formula, the applicability of which has a dimensional limitation. Therefore, the results obtained by the AFM method should be considered reliable, especially since they agree with the results of electron microscopic research. On the scan (b) is shown the image of the same surface area in the phase contrast mode. The presence of decoration at the boundaries of clusters may indicate the presence in the intercluster space of another phase, in particular, of amorphous copper oxide.

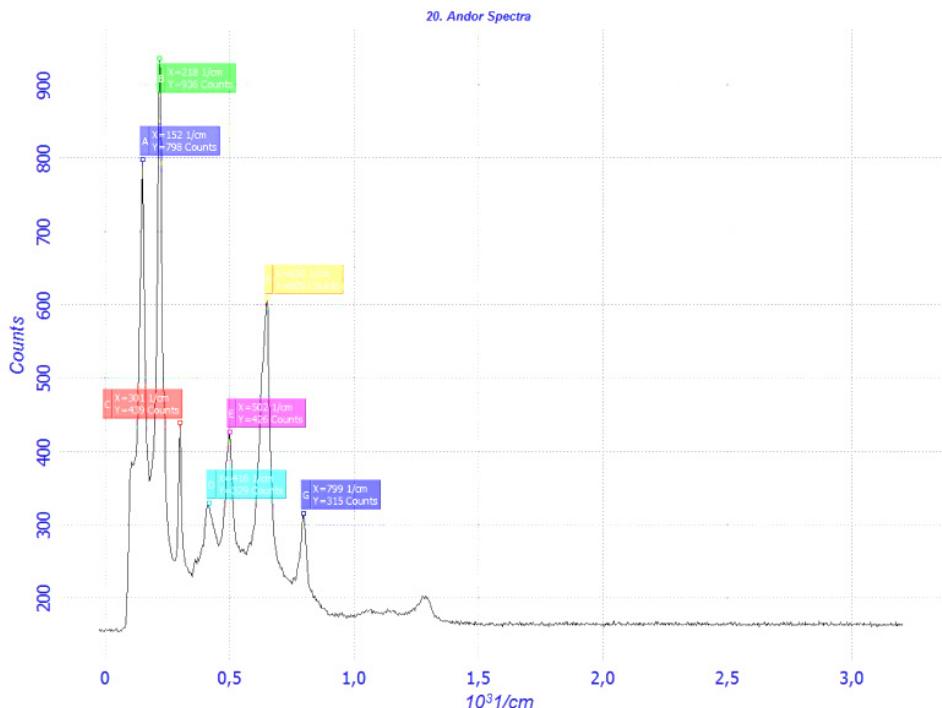


Figure 7 – Raman spectrum of a sample of copper oxide synthesized in argon-air medium

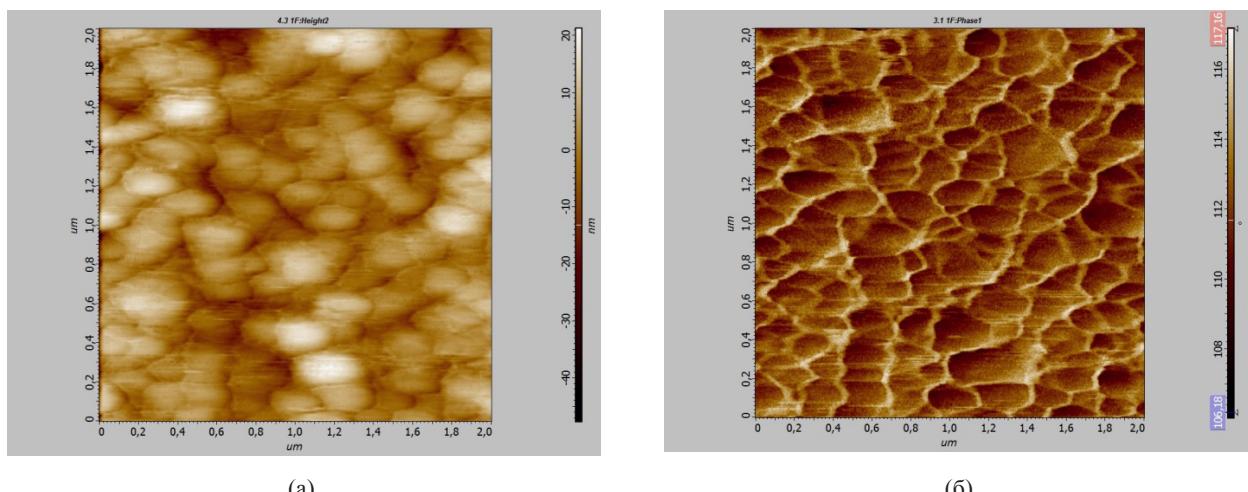


Figure 8 – AFM scan of the Cu_2O film obtained at 400C for 10 min
(A) – relief, (b) – phase

An investigation of the optical transmission spectra of samples synthesized using a 100 mesh powder source under different temperature-time regimes also showed that their composition corresponds to copper (I) oxide. Figure 9 shows the transmission spectra of Cu_2O films characterized by high transmission in the visible and near infrared

regions of the spectrum (samples 1-3). The increase in the growth time leads to a decrease in transmission, mainly due to the growth of light scattering on the surface relief (sample 4). The transmission spectra, along with reflection spectra (not shown) were used to determine the width of the forbidden band by a film.

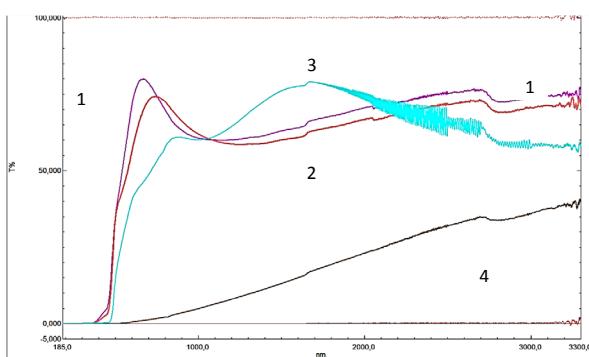


Figure 9 – Transmission spectra of copper oxide samples taken in the range from 185 to 3300 nm
1-500°C, 1 minute; 2 450°C, 2 min; 3-450°C, 5 minutes;
4 450°C, 20 min

For the films in Fig. 8, the values of the forbidden band width were obtained: 1 min -3.00 eV, 2 min – 3.00 eV, 5 min – 2.52 eV, 20 min – 2.54 eV. A slight increase in the Eg of the last film may be due to the partial post-oxidation of Cu₂O at large synthesis intervals. The Eg values for films obtained in 5 and 20 minutes are consistent with the literature data [11]. At the same time, for 1 and 2 minutes of growth, Eg had an abnormally high value, which

can be due to a violation of stoichiometry, as follows from x-ray measurements.

Conclusions

A new method for obtaining thin copper oxide films using an air or an argon-air atmosphere, called «in situ CVD», is proposed.

The performed studies have shown the possibilities of the developed method for the synthesis of copper oxide films over a wide range of thicknesses using a copper chloride powdered source at relatively low temperatures.

A mechanism is proposed for a mutual transition from copper oxide (I) to copper (II) oxide and back, taking into account the kinetics of copper chloride decomposition processes and oxygen diffusion to the substrate-growing interface.

The results obtained can be used in the development of various sensors and optical filters.

The work was done under grant 3225/GF4 of the Ministry of Education and Science of the Republic of Kazakhstan «Development of a new economical technology for obtaining coatings from copper oxide of various functional purposes».

References

- 1 Fujimoto K., Oku T., Akiyama T., Suzuki A. Fabrication and characterization of copper oxide-zinc oxide solar cells prepared by electrodeposition // J. of Physics: Conference series. – 2013. – Vol. 433. – P. 012024.
- 2 Ch-H.Hsu, L-Ch.Chen, Yi-F.Lin, Preparation and optoelectronic characterization of ZnO/CuO-Cu₂O complex inverse heterostructure with GaP buffer for solar cell application // Materials. – 2013. – Vol.6. – P.4479-4488.
- 3 Arith F., M.Anis S.A., Said M.M., Idris C.M.I. Low cost electrodeposition of cuprous oxide p-n homo-junction solar cell // Advanced Material Res. – 2014. – Vol.827. – P.38-43.
- 4 Lee Y.S., Heo J., Winkler M.T., Siah S.Ch., Kim S.B., Gordob R.G., Buonassisi T. Nitrogen-doped cuprous oxide as a p-type hole- transporting layer in thin-film solar cells // J. of Mater. Chem. A. – 2013. – Vol. 1. – P.15416-15422.
- 5 Yil-Hwan You, Seung-Muk Bae, Young-Hwan Kim, Jinha Hwang, Deposition optimization and property Characterization of copper-oxidethin films prepared by reactive sputtering // J. Microelectronics Packaging Society. – 2013. – Vol. 1(20). – P.27-31.
- 6 Sachdeva A., Annu A., Sharma N.R. Cu₂O-TiO₂ Nanocomposite: A novel material for humidity sensing // Int. J. of Engin. Sci. and Technology. – 2014. – Vol.3(5). – P.403-410.
- 7 Steinhauer S., Brunet E., Maier T. et.al. Gas sensing properties of novel CuO nanowire devices // XXIV IMCS – The 14th Int. Meeting on Chemical Sensors. – 2012. – P.713-716.
- 8 Papadimitropoulos G., Vourdas N., Vamvakas V. Em., Davazoglou D. Deposition and Characterization of Copper Oxide Thin Films // Journal of Physics: Conference Series. – 2005. – Vol.1(10). – P.182–185.
- 9 Антощенко В.С., Мигунова А.А., Францов Ю.В., Антощенко Е.В., Мухтарова А.Н. Структурные и оптические свойства плёнок CuO, полученных пиролизом хлорида меди // Труды междунар. конф. «Современное материальное образование: проблемы, проблемы и перспективы развития», Алматы, 25 февраль 2015. – С.8-12.
- 10 American Mineralogist Crystal Structure Database, www.geo.arizona.edu/xtal-cgi/test
- 11 Ray S.C. Preparation of copper oxide thin film by the sol-gel-like dip technique and study of their structural and optical properties // Sol. Energy Mater. & Sol. Cells. – 2001. – Vol.3-4(68). – P.307-312.

References

- 1 K. Fujimoto, T. Oku, T. Akiyama, A. Suzuki, J. of Physics: Conference series, 433, 012024, (2013).
- 2 Ch-H.Hsu, L-Ch.Chen, Yi-F.Lin, Materials, 6, 4479-4488, (2013).

- 3 F. Arith, S.A. M.Anis, M.M. Said, C.M.I. Idris, Advanced Material Res., 827, 38-43, (2014).
- 4 Y.S. Lee, J. Heo, M.T. Winkler, S.Ch. Siah, S.B. Kim, R.G. Gordonb, T. Buonassisi, J. of Mater. Chem. A, 1, 15416-15422, (2013).
- 5 Yil-Hwan You, Seung-Muk Bae, Young-Hwan Kim, Jinha Hwang, J. Microelectronics Packaging Society, 1(20), 27-31, (2013).
- 6 A. Sachdeva, A. Annu, N.R. Sharma, Int. J. of Engin. Sci. and Technology, 3(5), 403-410, (2014).
- 7 S. Steinhauer, E. Brunet, T. Maier et.al., XXIV IMCS, The 14th Int. Meeting on Chemical Sensors, 713-716, (2012).
- 8 G. Papadimitropoulos, N. Vourdas, V. Em. Vamvakas, D. Davazoglou, Journal of Physics: Conference Series, 1(10), 182-185, (2005).
- 9 V.S. Antoschenko, A.A. Migunova, Yu.V. Francev, Ye.V. Antoschenko, A.N. Mukhtarova, Book abstract confer. «Sovremennoye materialovedeniye: opyt, problemy i perspektiv razvitiya», Almaty, 2015, 8-12.
- 10 American Mineralogist Crystal Structure Database, www.geo.arizona.edu/xtal-cgi/test
- 11 S. C. Ray, Sol. Energy Mater. & Sol. Cells, 3-4(68), 307-312, 2001.

МРНТИ 29.19.31

**Алмасов Н.Ж.¹, Дюсембаев С.А.¹, Толепов Ж.К.¹, Усенбай С.К.^{1*},
Кадиров А.И.¹, Кейкиманова М.Т.²**

¹НИИЭТФ Казахский национальный университетим. аль-Фараби, г. Алматы, Казахстан

²Таразский государственный университет им. М.Х. Дулати, г. Тараз, Казахстан

*e-mail: usenbay94@mail.ru

СТРУКТУРА И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТОНКИХ ПЛЕНОК GST

В работе представлены результаты исследований структуры и оптических свойств наноразмерных пленок толщиной от 50 до 175 нм системы GST состава $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$. Пленки получались на подложках при комнатной температуре методом ионно-плазменного магнетронного распыления поликристаллической мишени $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ в атмосфере аргона при давлении ~ 1 Па и скорости осаждения $\sim 0,3$ нм/с. Морфология и состав пленок контролировались методами сканирующей электронной микроскопии и энерго-дисперсионного анализа. Установлено, что в составе пленок наблюдается некоторое превышение содержания атомов германия и недостаток атомов теллура по сравнению с формульным соотношением. Структура пленок исследовалась методом просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения. Установлено, что пленки являются сплошными и имеют типичную аморфную структуру с близким порядком. Из спектров оптического пропускания и отражения света пленок рассчитаны спектральные зависимости коэффициентов поглощения. Установлено, что для наноразмерных пленок $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ в области фундаментального поглощения выполняется квадратичный закон Таутца. Показано, что оптическая ширина запрещенной зоны пленок существенно зависит от их толщины. С уменьшением толщины пленок от 175 до 50 нм их оптическая ширина запрещенной зоны значительно возрастает от 0,63 до 0,96 эВ.

Ключевые слова: структура, аморфные пленки $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$, оптические свойства, оптическая ширина запрещенной зоны.

Almasov N.Zh.¹, Dusembayev S.A.¹, Tolepov Zh.K.¹, Ussenbay S.K.^{1*},
Kadirov A.I.¹, Keikimanova M.T.²

¹IETP Al Farabi Kazakh national university, Almaty, Kazakhstan

²M.Kh. Dulaty Taraz State University, Taraz, Kazakhstan

*e-mail: usenbay94@mail.ru

Structure and optical properties of GST

The work presents the results of studies of structure and optical properties of nanoscale films with thickness from 50 to 175 nm of the GST system of the $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ composition. The films were obtained on substrates using ion-plasma magnetron sputtering of a polycrystalline $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ target in argon atmospheres at a pressure of ~ 1 Pa and a sedimentation rate of ~ 0.3 nm / s. Morphology and composition of films controlled by the method of scanning electron microscopy and energy-dispersion analysis. It is established that, in accordance with the illegal treatment against the abuse of alcohol and drugs. The structure of the films was studied by high-resolution transmission electron microscopy. It was found that the films are continuous and have a typical amorphous structure with short-range order. Spectral dependences of the absorption coefficients are calculated from the spectra of optical transmission and reflection of light of the films. It is established that for the nanosized $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ films in the fundamental absorption region the quadratic Tautz law is satisfied. It is shown that the optical width of the band gap of films depends substantially on their thickness. With a decrease in the thickness of the films from 175 to 50 nm, their optical width of the forbidden band increases significantly from 0.63 to 0.96 times.

Key words: structure, amorphous $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ films, optical properties, optical band gap.

Алмасов Н.Ж.¹, Дюсембаев С.А.¹, Төлепов Ж.К.¹, Үсенбай С.К.^{1*},
Кадиров А.И.¹, Кейкіманова М.Т.²

¹ӘТФЗИ, әл-Фараби ат. Қазак ұлттық университеті, Алматы қ., Қазақстан

²М.Х. Дулати ат. Тараз мемлекеттік университеті, Тараз қ., Қазақстан

*e-mail: usenbay94@mail.ru

GST жұқа қабыршақтардың құрылымы мен оптикалық қасиеттері

Жұмыста ионды-плазмалық магнетронды тозандату әдісімен алынған қалындықтары 50-ден 175 нм-ге дейін, наноөлшемді $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ құрамындағы GST жұқа қабыршақтардың, құрылымы мен оптикалық қасиеттерін зерттеу հәтижелері көлтірілген. Қабыршақтар бөлме температурасында $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ поликристалдық, нысананы ионды-плазмалық магнетронды тозандату әдісімен қысымы ~1 Па аргон газының атмосферасында және отырғызу жылдамдығы ~0,3 нм/с алынды. Қабыршақтардың морфологиясымен құрамы сканерлеуші электрондық микроскопия және энергодисперсионды әдістерімен бақыланды. Қабыршақтардың құрамында формуалық қатынастан тыс германий атомдарының басымдылығы және теллур атомдарының жеткіліксіздігі анықталған. Қабыршақтардың құрылымы ажырату қабілеттілігі жоғары жарықтандыруышы электрондық микроскопиясы арқылы зерттелді. Қабыршақтар тегіс және жақын ретінің құрылымы қаралпайым аморфты екендігі анықталды. Қабыршақтардың жарықты оптикалық откізу, және шағылдыру спектрлерінен жұтылу коэффиценттерінен спектралдық тәуелдіктері есептелді. $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ наноөлшемдік қабыршақтары үшін іргелі жұтылу аумағында Тауцтың квадраттық заңдылығы орын алады. Қабыршақтардың тыым салынған аумағының оптикалық ендері олардың қалындығына елеулі түрде тәуелді екендігі көрсетілді. Қабыршақтардың қалындығы 175 нм-ден 50 нм дейін тәмемдегендеге олардың тыым салынған аумағының оптикалық ендері 0,63-тен 0,96 эВ-қа артады.

Түйін сөздер: құрылым, $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ аморфты қабыршақтар, оптикалық қасиеттер, тыым салынған аумақтың оптикалық ені.

Введение

Материалы на основе халькогенидных стеклообразных полупроводников находят широкое применение в микро-, опто- и наноэлектронике. В частности, пленки на основе соединений Ag-In-Sb-Te и Ge-Sb-Te (GST) активно применяются для оптической записи информации на CD, DVD и Blu-rayносителях [1]. Запись информации в вышеназванных носителях основана на процессе обратимого фазового перехода материала халькогенидного стеклообразного полупроводника из аморфного состояния в кристаллическое под воздействием коротких импульсов лазерного излучения [2,3]. Параметры записи информации зависят от структуры оптических свойств пленок, которые, в свою очередь, определяются методом их получения.

В работе приведены результаты исследования структуры и оптических свойств тонких наноразмерных пленок $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$, полученных методом ионно-плазменного магнетронного распыления.

Методика приготовления пленок

Тонкие пленки $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ получались методом ионно-плазменного магнетронного распыления монолитной поликристаллической ми-

шени состава $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ химической чистотой 99,999% фирмы AciAlloys (USA). Параметры технологического процесса приготовления пленок отрабатывались таким образом, чтобы получались пленки с аморфной структурой и составом, соответствующим исходному составу мишени. Пленки получались в атмосфере аргона при давлении ~1 Па на модернизированной установке ВУП-4. Ускоряющее напряжение составляло 400 В, скорость осаждения пленок ≈0,3 нм/с. Пленки осаждались на подложки, находящиеся при комнатной температуре. В качестве подложек использовались кварц, монокристаллический кремний и полимерные пленки «Karton», которые предварительно подвергались химической и термической обработке.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Состав и толщина пленок контролировались методами сканирующей электронной микроскопии на СЭМ Quanta 3D 200i с энерго-дисперсионным анализатором. Результаты этих исследований приведены на рисунках 1 и 2 соответственно.

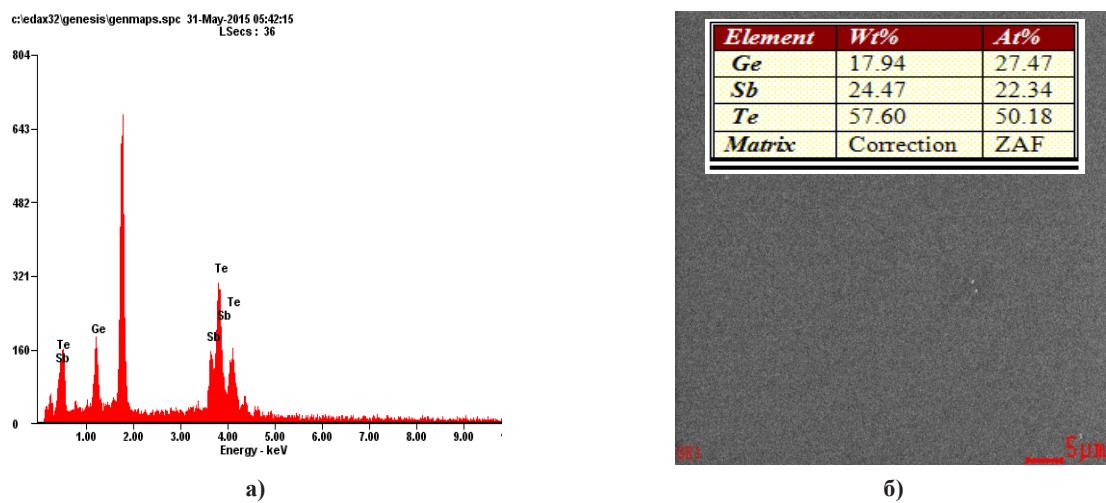
Было установлено, что исследуемые пленки не содержат неконтролируемых примесей и в их составе наблюдается некоторое превышение со-

держания атомов германия и недостаток атомов теллура по сравнению с фрмульным соотношением.

Из СЭМ снимков выявлено, что поверхность пленок сплошная и однородная.

Толщина пленок определялась при сканировании электронным пучком скола структуры кристаллический кремний-пленка $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ (рисунок 2) и составляла 50, 100 и 175 нм.

Просвечивающая электронная микроскопия высокого разрешения (ПЭМ ВР) пленок проводилась на FeiTitan, оснащенным полиэмиссионным холодным катодом (Field Emission Cathode) и гексапольным корректором изображения(CEO corrector). Точечное разрешение составляло <0,1 нм. Подаваемое напряжение составляло 300 кВ, ток пучка несколько нА. Результаты ПЭМ ВР приведены на рисунке 3.



Wt% – весовой процент; At% – атомный процент

Рисунок 1 – Типичный энерго-дисперсионный спектр характеристического излучения (а), химический состав и микрофотография (б) пленки $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$.

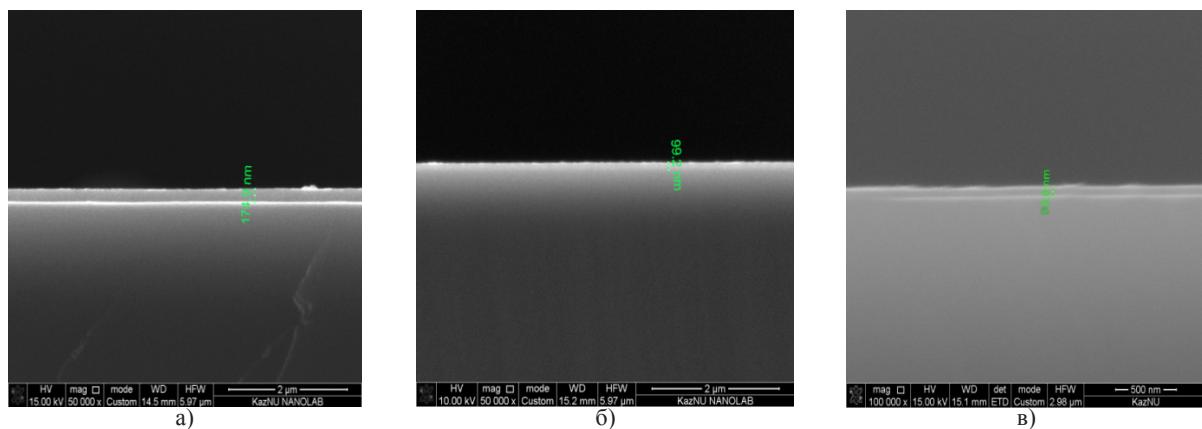


Рисунок 2 – Микрофотография скола структуры с-Si–пленка $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$: 175 nm (а), 100 nm (б) и 50 nm (в)

На электронограмме отчетливо проявляются диффузные дифракционные кольца, характерные для аморфной структуры. Пленки являются сплошными и имеют типичную аморфную структуру с близким порядком,

Для выявления влияния размерного эффекта на оптические свойства пленок $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$, регистрировались спектры оптического пропускания $T(\lambda)$ и отражения $R(\lambda)$ (рисунки 4 и 5) при комнатной температуре в интервале длин

волн от 300 до 2000 нм на спектрофотометре Shimadzu UV3600. В области коэффициента поглощения $\alpha \geq 10^3 \text{ см}^{-1}$, используя квадратич-

ный закон поглощения Тауца $(\alpha h\nu)^{1/2} \sim (h\nu - E_g)$, вычислялась оптическая ширина запрещенной зоны E_g [4,5].

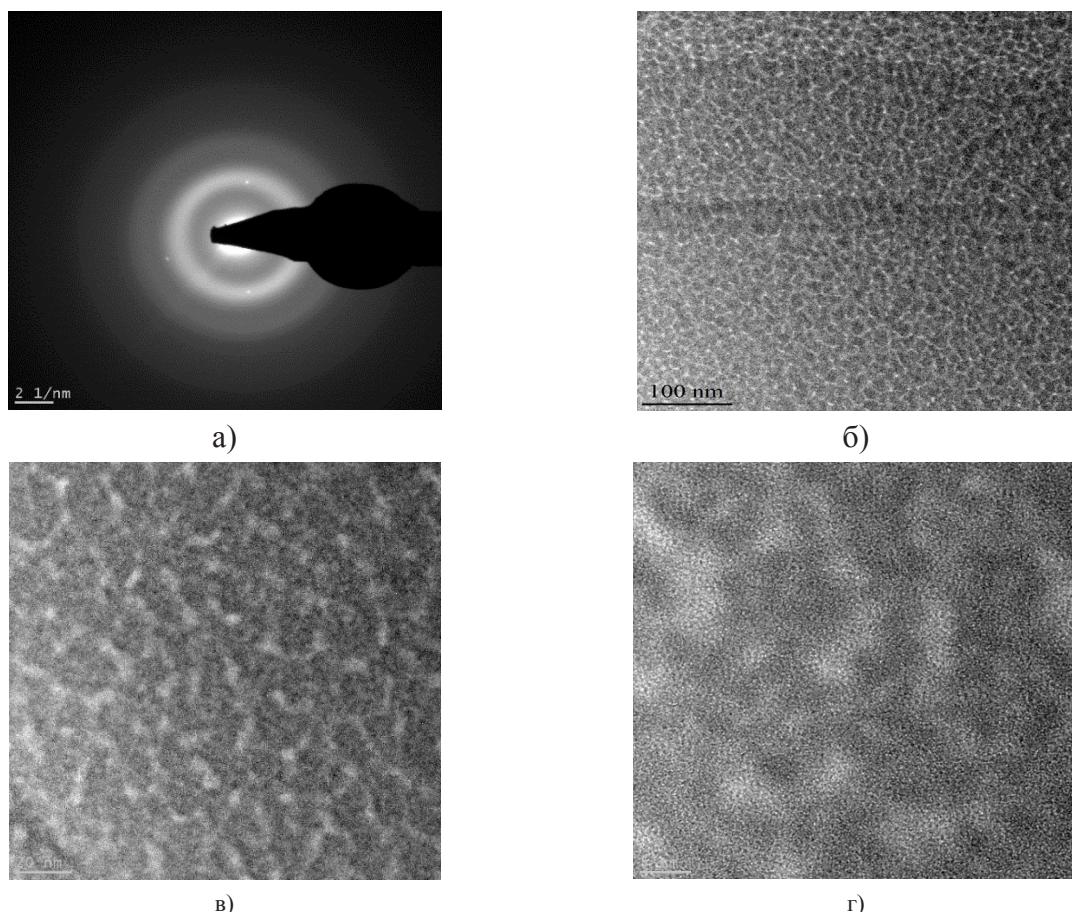


Рисунок 3 – Электронограмма (а) и ПЭМ ВР-изображения пленок $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ с разрешением 100 нм (б), 20 нм (в), 5 нм (г)

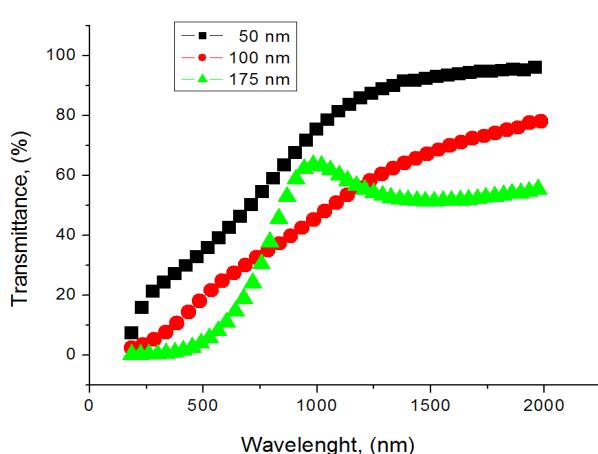


Рисунок 4 – Спектры оптического пропускания наноразмерных пленок $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$

При известных значениях толщины пленок l , коэффициентов пропускания $T(\lambda)$ и отражения $R(\lambda)$ из спектральных характеристик пропускания света, рисунок 6, определялся коэффициент поглощения α :

$$\alpha(\lambda) = -1/l \cdot \ln \{T(\lambda)/(1-R(\lambda)^2)\}.$$

Оптическая ширина запрещенной зоны E_g определялась из спектральных зависимостей коэффициента поглощения α , рисунок 7, в области, соответствующей краю полосы фундаментального поглощения путем экстраполяции экспериментальных зависимостей $(\alpha h\nu)^{1/2} = f(h\nu)$ на ось энергий (рисунок 8). Погрешность в определении E_g определялась разбросом значений от образца к образцу и составляла $\pm 0,01$ эВ.

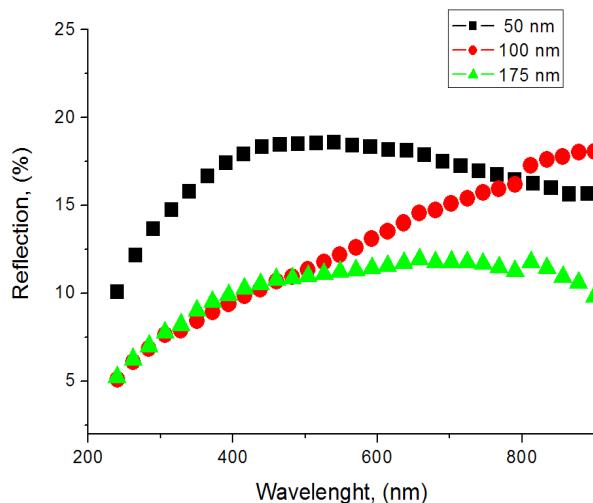


Рисунок 5 – Зависимость коэффициента отражения наноразмерных пленок $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ от длины волны

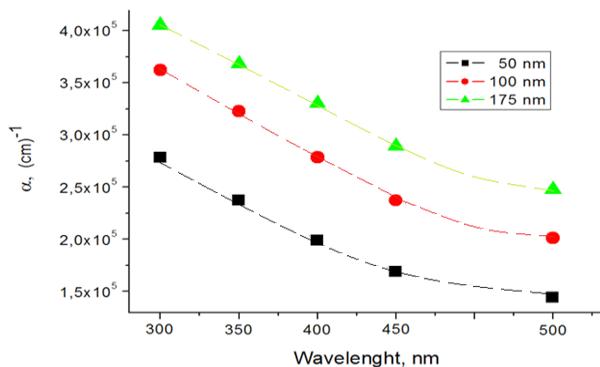


Рисунок 6 – Спектры оптического поглощения α наноразмерных пленок $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$

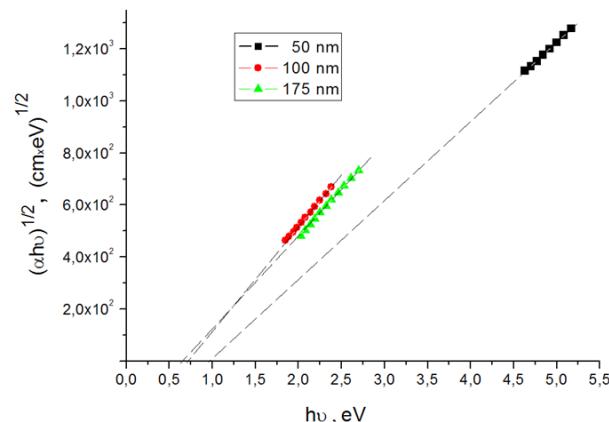


Рисунок 8 – Спектральная зависимость края оптического поглощения наноразмерных пленок $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$

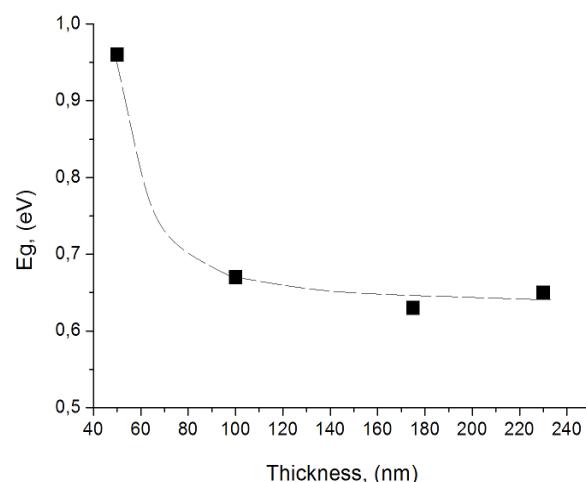


Рисунок 9 – Зависимость оптической ширины запрещенной зоны пленок $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ от их толщины

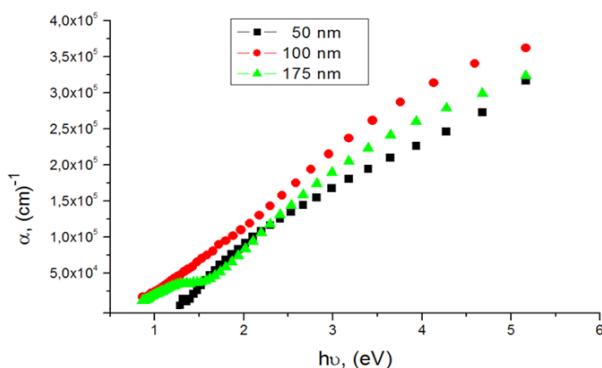


Рисунок 7 – Зависимость коэффициента поглощения α от энергии фотонов для пленок $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ с разной толщиной

Толщинные зависимости оптической ширины запрещенной зоны приведены на рисунке 9 и в таблице 1.

Таблица 1 – Значения оптической ширины запрещенной зоны пленок $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$

Состав	Толщина пленок, нм	$E_{g, \text{эВ}}$
$\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$	50	0,96
	100	0,67
	175	0,63

Из рисунка 9 и таблицы 1 следует, что с уменьшением толщины пленок $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ оптическая ширина запрещенной зоны пленок существенно возрастает, т.е. наблюдается выраженный размерный эффект.

Отметим, что подобное изменение оптических параметров пленок наблюдалось в работе [6], где для оценки оптической ширины запрещенной зоны пленок наноразмерной толщины была показана правомерность использования соотношения Тауца [7]. Оптическая ширина запрещенной зоны E_g наноразмерных пленок $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ в области их толщин от 22 до 15 нм увеличивалась от 2,01 до 2,09 эВ [6].

Наблюдаемое увеличение ширины запрещенной зоны пленок $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ с уменьшением их толщины от ~ 100 нм, по-видимому, связано с уменьшением плотности электронных состояний, формирующих края разрешенных энергетических зон (валентной зоны E_v и зоны проводимости E_c).

Заключение

Наноразмерные пленки $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$, полученные методом ионно-плазменного магнетронного распыления, являются сплошными и имеют типичную аморфную структуру с ближним порядком.

Для наноразмерных пленок $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ при энергиях фотонов в области края фундаментального поглощения выполняется соотношение Тауца $\alpha h\nu \sim (h\nu - E_g)^2$, соответствующее непрямым оптическим переходам.

Установлено, что оптическая ширина запрещенной зоны наноразмерных пленок $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ существенно увеличивается с уменьшением их толщины, что, по-видимому, связано с уменьшением плотности электронных состояний, формирующих края разрешенных энергетических зон.

Исследования проведены в рамках гранта 4607/ГФ4 Комитета Науки МОН РК

Литература

- 1 Neale R Amorphous Non-Volatile Memory: the Past and the Future // Eng. – 2001. April. – P. 61-74.
- 2 Cai B., Drabold D.A., and Elliott S.R. Structural fingerprints of electronic change in the phase-change-material: $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ // Applied Physics Letters. – 2010. – Vol.97.
- 3 Богословский Н.А., Цэндин К.Д. Физика эффектов переключения и памяти в халькогенидных стеклообразных полупроводниках //FTP – 2012. – Т.46, №5.- С.577-607.
- 4 Zakery A., Elliott S.R. Optical Nonlinearities in Chalcogenide Glasses and their Applications / Ed.W.T.Rhodes.–Ger.: Springer, 2007. –209 p.
- 5 Dzhurkov V., Fefelov S., Arsova D., Nesheva D., Kazakova L. Electrical conductivity and optical properties of tellurium-rich Ge-Sb-Te films // Journal of Physics. –2014. –Vol.558. –P.012046.
- 6 Yao H.B., Shi L.P., Chong T.C., Tan P.K., Miao X.S. Optical Transition of Chalcogenide Phase-Change Thin Films // Jpn. J. Appl. Phys. – 2003. – Vol.42. – P.828–831.
- 7 Tauc J., Grigorovici R. and A. Vancu // Phys. Status Solidi. – 1966. – Vol.15. – P.627.

References

- 1 R. Neale, Eng. April, 61-74, (2001).
- 2 B. Cai, D.A. Drabold, and S.R. Elliott, Applied Physics Letters, 97 (2010).
- 3 N.A. Bogoslovskiy and K.D. Tsendlin, FTP, 46(5), 577-607, (2012). (in russ).
- 4 A. Zakery and S.R. «Elliott Optical Nonlinearities in Chalcogenide Glasses and their Applications», Ed.W.T.Rhodes. (Springer, 2007, 209 p).
- 5 V. Dzhurkov, S. Fefelov, D. Arsova, D. Nesheva, L. Kazakova, Journal of Physics, 558, 012046, (2014).
- 6 H.B. Yao, L.P. Shi, T.C. Chong, P.K. Tan, X.S. Miao, Jpn. J. Appl. Phys., 42, 828–831, (2003).
- 7 J. Tauc, R. Grigorovici, and A. Vancu, Phys. Status Solidi 15, 627 (1966).

**Kuanyshbekov T.K.* , Tulegenova M.A., Baigarinova G.A.,
Guseinov N.R., Ilyin A.M.**

NNLOT, Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan

*e-mail: kuanyshbekov_17@mail.ru

INVESTIGATION OF TEMPERATURE INFLUENCE ON THE PROCESS OF REDUCTION OF GRAPHENE OXIDE

The paper presents the results of influence different temperature on reducing graphene oxide. The influence of atmosphere pressure hydrogen gas at temperatures: 150 °C, 300 °C, 500 °C, 900 °C on the structure and composition of functionalized graphene was studied. The positions and ratio of Raman peaks of graphene oxide and thermally-reduced graphene are shown. Collected SEM images of graphene oxide are demonstrates layered structure, and the elemental composition of the thermally-reduced graphene at various temperatures was determined by using EDX spectroscopy. The obtained elemental analysis results are in good agreement with the data on the mass loss of thermally-reduced graphene, which is explained by the removal of functional groups.

Key words: graphene, graphene oxide, reduced graphene oxide, Raman spectroscopy, energy dispersive x-ray spectroscopy, energy dispersive analysis.

Қуанышбеков Т.К.* , Тулеғенова М.А., Байгаринова Г.А., Гүсейнов Н.Р., Ильин А.М.

АТҮНЗ, әл-Фараби ат. Қазақ ұлттық университеті, Алматы қ., Қазақстан

*e-mail: kuanyshbekov_17@mail.ru

Графен оксидін қалпына келтіру үрдісіне температураның әсерін зерттеу

Бұл мақалада графен оксидін қалпына келтіру бойынша нәтижелер көрсетілген. Сүтекті атмосферадағы: 150 °C, 300 °C, 500 °C, 900 °C температуралардың функцияландырылған графеннің құрылымы және құрылсының әсер етуі анықталған. Графен оксидінің және температуралы қалпына келтірілген графен Раман пиктерінің деңгейі мен қатынасы көрсетілген. Сканерлеуші электронды микроскопта микрофотографиялар түсірілген, сонымен қатар ЭДС әдісі арқылы әр түрлі температурадағы температуралы қалпына келтірілген графеннің элементтік құрылымы анықталды. Элементтік талдаудан алынған нәтижелер температуралы қалпына келтірілген графен массасының жоғалтуындағы мәліметтермен сәйкес келуі функционалды топтардың жоюылуын түсіндіреді.

Түйін сөздер: графен, графен оксиді, температуралы қалпына келтірілген графен, Раман спектроскопиясы, энергия-дисперсиялық рентген спектроскопиясы, энергия-дисперсиялық талдау.

Қуанышбеков Т.К.* , Тулеғенова М.А., Байгаринова Г.А., Гүсейнов Н.Р., Ильин А.М.

ННЛОТ, ҚазНУ им. аль-Фараби, г. Алматы, Казахстан

*e-mail: kuanyshbekov_17@mail.ru

Исследование влияния температуры на процесс восстановления оксида графена

В данной работе представлены результаты по восстановлению оксида графена. Было изучено влияние температур: 150 °C, 300 °C, 500 °C, 900 °C в атмосфере водорода на структуру и состав функционализированного графена. Показаны положения и соотношение Рамановских пиков

оксида графена и температурно-восстановленного графена (ТВГ). Были сняты микрофотографии на сканирующем электронном микроскопе, а также методом ЭДС был определен элементный состав ТВГ при различных температурах. Полученные результаты по элементному анализу хорошо согласуются с данными по потери массы ТВГ, что в свою очередь объясняется удалением функциональных групп.

Ключевые слова: графен, оксид графена, температурно-восстановленный графен, Рамановская спектроскопия, энергодисперсионная рентгеновская спектроскопия, энергодисперсионный анализ.

Introduction

Graphene and its related structures has become the most interesting object of research in the field of science and technology, due to their unique mechanical, electrical and optical properties. One of the indicators of physical-mechanical properties (micro hardness, electrical conductivity, optical characteristics) of graphene is the elaboration of composite materials have been modified with carbon nanostructures [1, 2]. In addition, graphene and its related structures are regarded as promising materials in the production of electronic devices, electrical sources, in particular, lithium-ion batteries, can also be used in a wide variety of industries: Nano electronics, aircraft building, military equipment and medicine [3, 4]. Even having the above properties, until now, researchers have worked the problem of large-scale and more accessible technology for the production of graphene and graphene-like materials. At the present time, one of the simplest technologies for the production of graphene in large volumes is the reduction of graphene oxide [5]. Therefore, many researchers in this field have worked in obtaining graphene from graphene oxide and the study of its properties after heat treatment as a result of which the functional groups have been removed.

Graphene oxide is one sheet of the crystal lattice of graphite oxide, which is a compound of carbon, hydrogen and oxygen in various ratios, which has been formed when treatment graphite with strong oxidants [6].

Graphene oxide is synthesized from graphite by the Hammers method. Graphite is oxidized to graphene oxide with the addition of oxidants, such as potassium permanganate, sodium nitrate and concentrated sulfuric acid, followed by a three-phase procedure with low, medium and high temperature reactions [7].

The most attractive property of graphene oxide is the reduction of GO to graphene-like sheets by the removal of oxygen-containing groups. The reduced sheets of graphene oxide are usually regarded as one types of the chemically produced graphene. Reduced graphene oxide (RGO) also has a number

of other names such as functionalized graphene, chemical modified graphene, chemically converted graphene or reduced graphene [8].

There are the following processes for the reduction of graphene oxide:

1. Chemical reduction with various reagents, mainly hydrazine [9];
2. Thermal reduction, which can be performed by microwave or in different atmospheres (argon, vacuum, hydrogen, hydrogen / argon) [10];
3. Electrochemical reduction [11];
4. Combination of various methods, such as chemical reduction / thermal annealing or thermal reduction/hydrogenation [10].

The process of temperature reduction of graphene oxide to 2000 °C has 6 important temperature zones: 140-180 °C, 180-600 °C, 600-800 °C, 800-1000 °C and 1000-2000 °C. At a temperature of 130 °C, due to the mild evaporation of intercalated H₂O molecules, a continuous intensive compression of graphene oxide crystals occurs. In the range of 140-180 °C, because of the rapid evaporation of intercalated H₂O molecules, graphene oxide crystals are partially exfoliated. In the range of 180-600 °C, the intermediate layers for all types of graphene and graphene oxide are contracted with removal of the basic carboxyl groups. Within 600-800 °C, the residual carboxyl and partially hydroxyl groups are removed as gases. Within the range of 800-1000 °C, residual hydroxyl and partially epoxy groups are removed. In the range of 1000-2000 °C, a decrease in the number of defects is observed [12].

Experimental

In this paper, we studied the thermal treatment of graphene oxide in a hydrogen atmosphere at the following temperatures: 150 °C, 300 °C, 500 °C, and 900 °C. As the initial object, we used graphene oxide from Goographene. The Raman spectrum of the GO is represented in Figure 1.

The graphene oxide spectrum (Fig. 1) shows two main modes: a D mode that arises due to the defects in hexagonal carbon network and G mode corresponding to the vibration of carbon-carbon bonds

in a basal plane. The D peak of GO located at 1348 cm^{-1} and the G peak at 1576 cm^{-1} .

The figure 2 shows dry flakes of GO was performed by SEM. The microphotography clearly shows its layered structure.

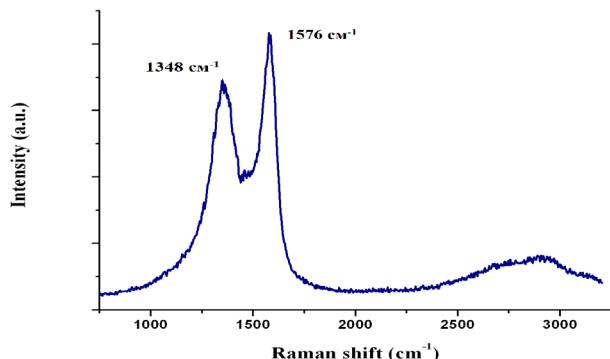
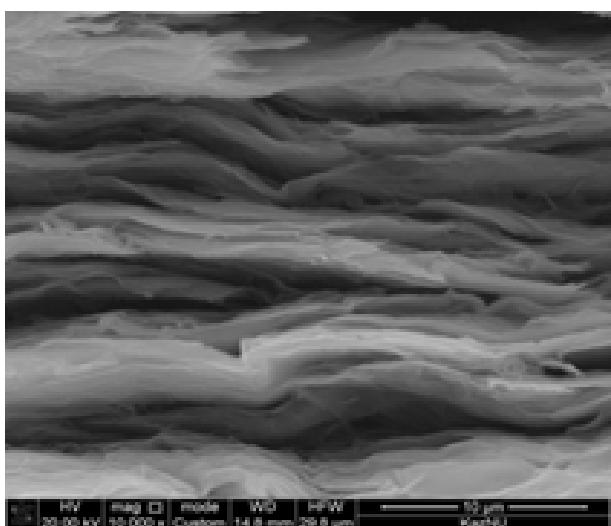


Figure 1 – Raman spectra of GO



Cross-sectional of GO

Figure 2 – SEM images of GO

Figure 3 represents the X-ray diffraction analysis of graphene oxide and HOPG was performed with the DRON-7. The interpretation of the XRD shows the interlayer spacing in the initial graphene oxide ($d = 0.79\text{ nm}$) and in graphite ($d = 0.35\text{ nm}$).

Using thermogravimetric analysis, we determined the change in mass under the effect of temperature. Thermogravimetry or thermogravimetric analysis (TGA) is a method of thermal analysis, in which the change in sample mass is recorded; changes in the physical and chemical properties of materials are measured as a function of temperature [13].

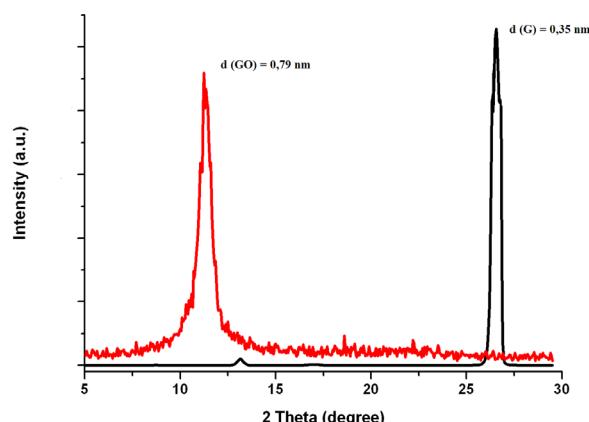


Figure 3 – X-ray diffraction (XRD) analysis of GO, HOPG

Thermogravimetric analysis of the RGO was carried out in a flow tube in a stream of hydrogen at temperatures of $150\text{ }^{\circ}\text{C}$; $300\text{ }^{\circ}\text{C}$; $500\text{ }^{\circ}\text{C}$; $900\text{ }^{\circ}\text{C}$ and their masses were recorded using a Sartorius device. The masses of these samples were measured before and after annealing, then the masses of the removed chemical functional groups of the RGO were calculated.

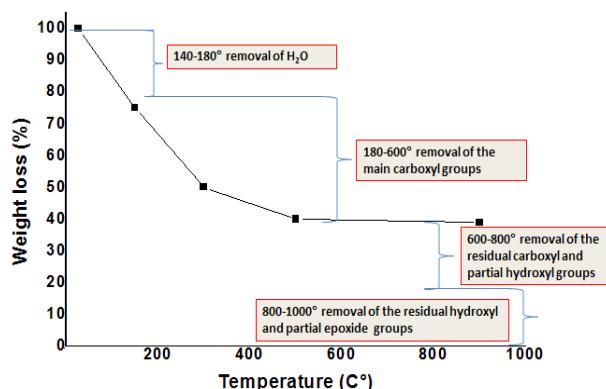


Figure 4 – TGA of RGO in a hydrogen atmosphere at different temperatures

Figure 4 shows the thermogravimetric analysis of graphene oxide reduced in a hydrogen atmosphere at different temperatures. This graph represents the loss of mass and the removal of certain functional groups of graphene oxide as the temperature rises.

In this graphical image (Fig. 4), a thermal reduction process can be observed which includes four important temperature zones in which the chemical functional groups from the RGO are removed. At temperatures $140\text{-}180\text{ }^{\circ}\text{C}$ water is removed; $180\text{-}600\text{ }^{\circ}\text{C}$, the basic carboxyl groups

are removed; 600-800 °C, the residual of carboxyl and partially hydroxyl groups are removed, and 800-1000 °C, the residual of hydroxyl and partially epoxy groups are removed.

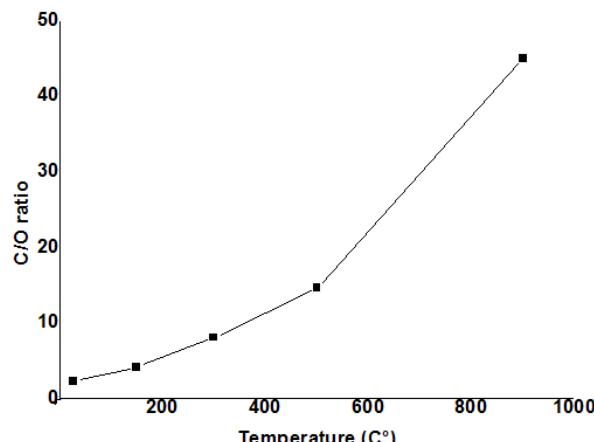


Figure 5 – Elemental analysis C/O ratio of RGO under hydrogen atmosphere

Quantum 3D 200i EDXS equipment was used to determine the elemental analysis of the RGO. The method of energy-dispersive X-ray spectroscopy is an analytical technique for elemental analysis of a solid substance, which is based on an analysis of the energy of emission of its X-ray spectrum.

Figure 5 shows an elemental analysis of GO and RGO in a hydrogen atmosphere at different temperatures. We conducted an elemental analysis of 4 samples of RGO in a hydrogen atmosphere at temperatures of 150 °C, 300 °C, 500 °C, and 900 °C. According to this graph, it is observed that as the temperature increases, the atomic fraction of oxygen decreases. Elemental analysis of each sample by temperature shows the change in the percentage of atomic weight, that is, at a temperature of 150 °C, the atomic ratio of C/O is 4.18; at 300 °C, the atomic

ratio of C/O is 8.09; at 500 °C, the atomic ratio of C/O is 14.31; at 900 °C, the atomic ratio of C/O is 45.08. This elemental analysis confirms the change in the C/O ratio and the decrease in the atomic mass of oxygen with increasing temperature.

The results of thermogravimetric and elemental analysis on the isolation of functional groups and the decrease in oxygen as a function of temperature according to the known studies [14, 15, 16, and 17] depend on the strong or weak binding energy between carboxyl, hydroxyl, epoxy groups and RGO.

The table 1 shown the position and ratio of Raman peak of GO and RGO

Table 1 – Position and ratio of peaks in the Raman spectrum of GO and RGO at different temperatures

Samples, °C	G – band (cm ⁻¹)	D – band (cm ⁻¹)	G/D
GO	1576	1348	1,16
RGO 150 °C	1576	1348	1,07
RGO 300 °C	1579	1354	1,11
RGO 500 °C	1589	1354	1,2
RGO 900 °C	1586	1348	1,04

Figures 6 (a, b, c, d, e) show micrographs of GO and RGO at various temperatures. The micrographs were investigated by SEM. As the temperature increases and as the water and functional groups are separated out, the specific surface area of the reduced graphene oxide increases.

Based on the obtained electronic images, it can be concluded that the RGO has a developed layered structure, which in turn can be considered as promising materials in the production of electronic devices, electrical sources, in particular, lithium-ion batteries, and can also be used in gas sensors, biosensors.

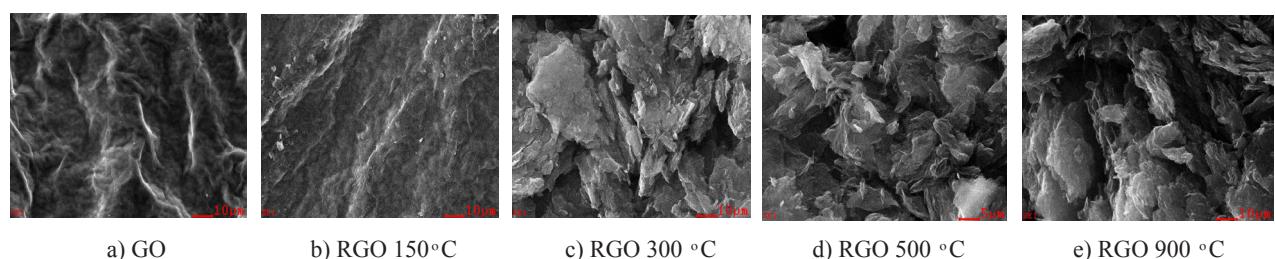


Figure 6 – Micrographs of GO and RGO

Conclusion

We investigated graphene oxide reduced in a hydrogen atmosphere at the following temperatures: 150 °C, 300 °C, 500 °C, and 900 °C. In this paper we have studied the loss of mass and the removal of the chemical functional groups of graphene oxide reduced by annealing in a flow tube in a stream of hydrogen. The result of thermogravimetric analysis in

a hydrogen atmosphere showed that at a temperature of 150 °C the bulk mass leaves, from 300-900 °C the separation of functional groups is much weaker. In addition, element analysis by EDXS method was performed, which demonstrates a decrease in the oxygen level. The temperature changes in the rate of separation of functional groups and oxygen coincide with the known results and are supposedly associated with the binding energies of the groups.

References

- 1 Ilyin A.M., Beall G.W. Computer simulation of graphene-metal composite induced by radiation // NanoTech Conference & Expo-2011. – 2011. – P. 574-576.
- 2 Байгаринова Г.А., Мырзабекова М.М., Тулеңенова М.А., Гүсейнов Н.Р., Ильин А.М. Получение и исследование новых компостных материалов полимер-графен // Вестник КазНУ, сер. физическая. – 2013. – № 4(47). – Р.23-29.
- 3 Мырзабекова М.М., Байгаринова Г.А., Гүсейнов Н.Р., Ильин А.М. Определение характера проводимости композитов на полимерной основе с наполнителями из графена и его родственных структур // Вестник КазНУ, серия физическая. – 2015. -№1(52). – С.60-66.
- 4 Байгаринова Г.А., Мырзабекова М.М., Гүсейнов Н.Р. Изучение свойств новых полимерных композитных материалов с наполнителями из графена и его производных структур // Тезисы докл. Междунар. Конф. студентов и молодых ученых «Фараби алеми». – Алматы, 8-10 апреля 2014. – С. 177.
- 5 Мырзабекова М.М., Байгаринова Г.А., Гүсейнов Н.Р. Восстановление и исследование оксида графена // Тезисы докл. Междунар. Конф. студентов и молодых ученых «Фараби алеми». – Алматы, 8-10 апреля 2014. – С. 200.
- 6 Dimiev A.M. and Tour J.M. Mechanism of Graphene Oxide Formation // ACS Nano. – 2014. – Vol 8 (3). – P.3060–3068.
- 7 Kuila T., Bose S., Mishra A.K., Khanra P., Kim N.H., Lee J.H. Chemical functionalization of graphene and its applications // Prog Mater Sci. – 2012. – Vol 57(7). – P.1061-105.
- 8 Eda G., Chhowalla M. Chemically derived graphene oxide: towards large-area thin-film electronics and optoelectronics // Adv Mater. – 2010. – Vol 22(22). – P.2392-415.
- 9 Stankovich S., Dikin D.A., Piner R.D., Kohlhaas K.A., Kleinhammes A., Jia Y., et al. Synthesis of graphene-based nanosheets via chemical reduction of exfoliated graphite oxide. // Carbon. – 2007. – Vol 45. – P.1558–65.
- 10 Kaniyoor A., Baby T.T., Arockiadoss T., Rajalakshmi N., Ramaprabhu S. Wrinkled graphenes: A study on the effects of synthesis parameters on exfoliation-reduction of graphite oxide // J Phys Chem C. – 2011. – Vol 115. – P. 17660–9.
- 11 Sundaram R.S., Gomez-Navarro C., Balasubramanian K., Burghard M., Kern K. Electrochemical modification of graphene // Adv Mater. – 2008. – Vol 20. – P.3050-3.
- 12 Seung Hun Huh Thermal Reduction of Graphene Oxide // Physics and Applications of Graphene – Experiments, Dr. Sergey Mikhailov (Ed.), 2011. – P. 87-89.
- 13 Coats A. W., Redfern J.P., 1963. / Thermogravimetric Analysis: A Review // Analyst. – N 88 (1053). – P. 906–924 https://en.wikipedia.org/wiki/Thermogravimetric_analysis.
- 14 Sun P., Wang Y., Liu H., Wang K., Wu D., Xu Z., Zhu H. Structure Evolution of Graphene Oxide during Thermally Driven Phase Transformation: Is the Oxygen Content Really Preserved? // Thermal Induced Structure Evolution of Graphene Oxide. – 2014. – Vol 9, Is 11. – P. 1-7.
- 15 Kumar P.V., Bardhan N.M., Tongay S., Wu J., Belcher A.M. and Grossman J.C. Scalable enhancement of graphene oxide properties by thermally driven phase transformation. // Nature chemistry. – 2014. – Vol. 6. – P. 151-157.
- 16 Jia Tian-Tiana, Sun Bao-Zhenb, Lin Hua-Xianga, Li Yia, Chen Wen-Kaia. Bonding of Hydroxyl and Epoxy Groups on Graphene: Insights from Density Functional Calculations // Chinese Journal of Structural Chemistry. – 2013. – Vol 32. No. 10. – P. 1475–1484.
- 17 Si Zhou & Angelo Bongiorno. Origin of the Chemical and Kinetic Stability of Graphene Oxid. // Scientific Reports. – 2013. – Vol 3: 2484. – P. 1-6.

References

- 1 A.M. Ilyin, G.W. Beall, NanoTech Conference & Expo-2011, 574-576, (2011).
- 2 G.A. Baygarinova, M.M. Myrzabekova, M.A. Tulegenova, N.R. Guseinov, A.M. Ilyin, KazNU bulletin, Physics series, 4(47), 23-29, (2013). (in russ.)
- 3 M.M. Myrzabekova, G.A. Baygarinova, N.R. Guseinov, A.M. Ilyin, KazNU bulletin, Physics series, 1(52), 60-66, (2015). (in russ.)
- 4 G.A. Baygarinova, M.M. Myrzabekova, N.R. Guseinov, Tezisy dokl. Mezhdunarod. konferencia studentov i molodykh uchenykh «Farabi alemi», Almaty, 8-10 aprely 2014, 177. (in russ.)

- 5 M.M. Myrzabekova, G.A. Baygarinova, N.R. Guseinov, Tezisy dokl. Mezhdunarod. konferencia studentov i molodykh uchenykh «Farabi alemi», Almaty, 8-10 aprelya 2014, 200. (in russ.)
- 6 A.M. Dimiev and J.M. Tour, ACS Nano, 8 (3), 3060–3068, (2014).
- 7 T. Kuila, S. Bose, A.K. Mishra, P. Khanra, N.H. Kim, J.H. Lee, Prog Mater Sci., 57(7), 1061-105, (2012).
- 8 G. Eda, M. Chhowalla, Adv Mater., 22(22), 2392–415, (2010).
- 9 S. Stankovich, D.A. Dikin, R.D. Piner, K.A. Kohlhaas, A. Kleinhammes, Y. Jia, et al., Carbon, 45, 1558–65, (2007).
- 10 A. Kaniyoor, T.T. Baby, T. Arockiadoss, N. Rajalakshmi, S. Ramaprabhu, J Phys Chem C, 115, 17660–9, (2011).
- 11 R.S. Sundaram, C. Gomez-Navarro, K. Balasubramanian, M. Burghard, K. Kern, Adv Mater., 20, 3050–3, (2008).
- 12 Seung Hun Huh, Thermal Reduction of Graphene Oxide, Physics and Applications of Graphene – Experiments, Dr. Sergey Mikhailov (Ed.), 2011, 87-89.
- 13 A.W. Coats, J.P. Redfern, (1963); Thermogravimetric Analysis: A Review, Analyst. 88(1053), 906–924. https://en.wikipedia.org/wiki/Thermogravimetric_analysis
- 14 Pengzhan Sun, Yanlei Wang, He Liu, Kunlin Wang, Dehai Wu, Zhiping Xu, Hongwei Zhu, Thermal Induced Structure Evolution of Graphene Oxide, 9(11), 1-7, (2014).
- 15 Priyank V. Kumar, Neelkanth M. Bardhan, Sefaattin Tongay, Junqiao Wu, Angela M. Belcher and Jeffrey C. Grossman. Scalable enhancement of graphene oxide properties by thermally driven phase transformation. // Nature chemistry. – 2014. – Vol 6. – P. 151-157.
- 16 JIA Tian-Tiana, Sun Bao-Zhenb, Lin Hua-Xianga, LI Yia, Chen Wen-Kaia, Chinese Journal of Structural Chemistry, 32(10), 1475–1484, (2013).
- 17 Si Zhou & Angelo Bongiorno, Scientific Reports, 3, 2484, 1-6, (2013).

Ескермесов Д.К.* , Плотников С.В.

Восточно-Казахстанский государственный технический университет им. Д. Серикбаева,
г. Усть-Каменогорск, Казахстан *e-mail: didar.eskermesov@mail.ru

СТРУКТУРА И ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МНОГОЭЛЕМЕНТНЫХ ПОКРЫТИЙ (Ti-Zr-Cr-Nb)N, ПОЛУЧЕННЫХ ВАКУУМНО-ДУГОВЫМ ОСАЖДЕНИЕМ

Исследованные многокомпонентные нитридные покрытия (Ti-Zr-Cr-Nb)N в данной работе были получены с использованием хорошо развитого метода вакуумно-дугового осаждения. Теоретические и экспериментальные исследования показывают, что химический состав, микроструктура и физико-механические свойства покрытий тесно опираются на параметры осаждения (давление рабочего газа и потенциала смещения на подложке). Микроструктура и физико-механические свойства (Ti-Zr-Cr-Nb)N покрытий были исследованы с помощью сканирующего электронного микроскопа (РЭМ), оснащенный приставкой энергодисперсионного микроанализа и рентгеноструктурного анализа (PCA). Толщина покрытий достигла 6,8 мкм, а значения твердости, обуславливающей напряжения, превышающие когезионную прочность покрытия, составило – $H = 43,7$ ГПа. Были изучены механические и триботехнические свойства многоэлементных покрытий. Фазовый анализ нитридных покрытий (Zr-Ti-Cr-Nb) N указывает на наличие фаз TiN, Nb₂TiN, ZrTiNb, ZrNb, TiCr и α -Ti. Полученные экспериментальные результаты по изучению (Ti-Zr-Cr-Nb)N покрытия представляются перспективными и могут быть применены в качестве защитных и износостойких покрытий для режущих инструментов и конструкционных материалов.

Ключевые слова: покрытия, вакуумно-дуговое осаждение, нитрид, твердость, износ, микроструктура.

Yeskermessov D.K.* , Plotnikov S.V.

D. Serikbayev East Kazakhstan state technical university,
Ust-Kamenogorsk, Kazakhstan *e-mail: didar.eskermesov@mail.ru

Structure and physical mechanical properties of multicomponent (Ti-Zr-Cr-Nb)N coatings' obtained by vacuum-arc deposition

In the article discusses the results of the deposition of nanostructured coatings obtained by vacuum arc deposition of cathode (Ti-Zr-Cr-Nb), and analyzes their structure, morphology, elemental composition, and tribological properties (friction, wear and adhesion). Investigated multicomponent coating nitride (Ti-Zr-Cr-Nb)N in this study were obtained using a well-developed technique of vacuum-arc deposition. Theoretical and experimental studies show that the chemical composition, microstructure and mechanical properties of coatings are based closely on deposition parameters (the working gas pressure and bias potential on the substrate). The microstructure and mechanical properties (Ti-Zr-Cr-Nb)N coatings were investigated using a scanning electron microscope (SEM) equipped with energy dispersive microanalysis prefix and X-ray diffraction (XRD). Phase analysis nitride coatings (Zr-Ti-Cr-Nb) N indicates a TiN phase, Nb₂TiN, ZrTiNb, ZrNb, TiCr and α -Ti. The coating thickness reached 6.8 μm and their maximum of hardness was $H = 43,7$ GPa. Tribological (test «ball-on-disc») and mechanical (scratch test) properties of multi-coating were studied. The experimental results obtained by studying multicomponent (Ti-Zr-Cr-Nb) N coatings' are promising and can be used as protective coatings for cutting tools and structural materials.

Key words: coatings, vacuum-arc deposition, nitride, hardness, wear, microstructure.

Ескермесов Д.К.* , Плотников С.В.

Д. Серікбаев ат. Шығыс Қазақстан мемлекеттік техникалық университеті,
Өскемен қ., Қазақстан *e-mail: didar.eskermesov@mail.ru

Вакуумды-доғалық бұрку әдісімен алынған көпэлементті (Ti-Zr-Cr-Nb)N жабынның құрылымы және физикалық механикалық қасиеттері

Берілген жұмыстағы зерттелген көпкомпонентті нитридті жабындар (Ti-Zr-Cr-Nb)N жақсы дамыған вакуумды-доғалы тұндыру әдісін қолдана отырып алынды. Тәжірибелік және теориялық зерттеулер жабындардың химиялық құрамы, микрқұрылымы мен физико-механикалық қасиеттері тұндыру параметрлеріне (жұмысшы газдың қысымы мен тәсеуіштегі потенциалдың ығысуына) тығыз сүйенетінін көрсетеді. (Ti-Zr-Cr-Nb)N жабындарының микрқұрылым мен физико-механикалық қасиеттері энергодисперсионды микросараптама мен рентгенқұрылымдық сараптама қосыншасымен (РКС) жабдықталған сканерлеуші электронды микроскоп (СЭМ) көмегімен зерттелді. Жабын қалындығы 6,8 мкм, жабынның когезионды беріктігін арттыратын, кернеуді білдіретін қаттылық мәні мәні $H = 43,7 \text{ ГПа}$ құрайды. Көпэлементті жабынның механикалық және фрикционды қасиеттері менгерілді. Нитридті жабынның (Ti-Zr-Cr-Nb)N фазалық сараптамасы TiN, NbTiN₂, ZrTiNb, ZrNb, TiCr және α-Ti тәрізді фазалардың бар екендігін көрсетеді. (Ti-Zr-Cr-Nb)N жабындарын менгеру бойынша алынған зерттеу нәтижелері болашағы зор әрі кескіш құралдар мен құрылымдық материалдар үшін қорғаныш және тозуға тәзімді жабындар ретінде қолданылады.

Түйін сөздер: жабын, вакуумды-доғалық бұрку, нитрид, қаттылық, тозу, микрқұрылым.

Введение

Наиболее перспективным и развивающимся способом повышения работоспособности рабочих поверхностей изделий является формирования на инструментальных и конструкционных материалах износостойких ионно-плазменных покрытий на основе нитридов и карбидов тугоплавких элементов [1]. Однако в процессе исследования выяснилось, что они имеют ряд недостатков, ограничивающих перспективу их использования в промышленности. Они имеют низкую термостойкость [2]. При нагреве изделия к примеру с наиболее распространенным покрытием TiN выше 400-500°C [3-5] на поверхности покрытия начинает расти хрупкий с низкой адгезией слой оксида титана, который быстро разрушает защитную стойкость покрытия, также недостаточными для современного уровня развития техники и технологии оказались механические и триботехнические свойства этих покрытий.

В последнее десятилетие широкое применение получили многоэлементные покрытия, полученные при помощи трех- (Ti-Nb-N, Ti-Cr-N, Zr-Ti-N [6-7]), четырех- (Zr-Ti-Si-N) [8, 9] или пяти- (Zr-Nb-Ti-Cr-N) компонентных систем [10, 11]. Структура и свойства, а также возможности термической стабилизации фазового состава таких легированных конденсаторов пока изучены мало. Стабильность структуры и состава, а также высокие эксплуатационные характеристики

многоэлементных нитридных систем обеспечивают совершенствование физико-механических характеристик поверхности и применение их в качестве защитных пленок, препятствующих попаданию вредных примесей в приповерхностные слои изделий. Комплекс физических и механических свойств чистых металлов, таких как цирконий, ниобий, титан, молибден, хром, позволяет предположить целесообразность исследования вакуумно-плазменных конденсаторов на основе системы Ti-Zr-Cr-Nb. Это в свою очередь позволяет создать защитный слой (или покрытие) на основе четырех элементов (четырех переходных металлов и азота, как связующего элемента). Среди существующих технологий получения таких покрытий наиболее перспективными являются усовершенствованные вакуумные ионно-плазменные методы. Эти технологии оказывают влияние на формирование структуры и фазового состава покрытий. В процессе осаждения, также возможно формирование аморфной структуры, уменьшение размера зерен, получение новых химических соединений, что позволяет значительно улучшить их физико-механические свойства. Поэтому актуальной задачей в настоящее время является применение методов ионно-плазменного осаждения к получению многокомпонентных покрытий на основе (Ti-Zr-Cr-Nb)N.

Цель данной работы – изучение закономерностей структурообразования многокомпонентных покрытий (Ti-Zr-Cr-Nb)N и исследование их физико-механических свойств.

Оборудование и методы исследования

В качестве метода получения покрытий системы (Ti-Zr-Cr-Nb)N применяли метод вакуумно-дугового осаждения. Испаряемый материал представлял собой цельнолитой катод Ti+Zr+Cr+Nb состава: ат. %: Ti – 12,32; Zr – 27,99; Cr – 37,39; Nb – 22,30. Катод изготовлен методом электронно-лучевого плавления. Покрытия осаждались в установке «Булат-6», в среде молекулярного азота N₂ на полированную поверхность подложек из стали 36 марки А570. Распыление покрытий производилось при давлении рабочего газа 0,3 – 0,7 Па. Потенциал смещения изменялся от -100 до -200 В. Подложки нагревались до 450°C перед осаждением. Расстояние между подложками и катодом составляло 250 мм. Толщина покрытий (Ti-Zr-Cr-Nb)N составляет 6,2 – 6,8 мкм. Параметры осаждения покрытия (Ti-Zr-Cr-Nb)N приведены в таблице 1. Принципиальная схема модернизированной вакуумно-дуговой установки показано на рисунке 1.

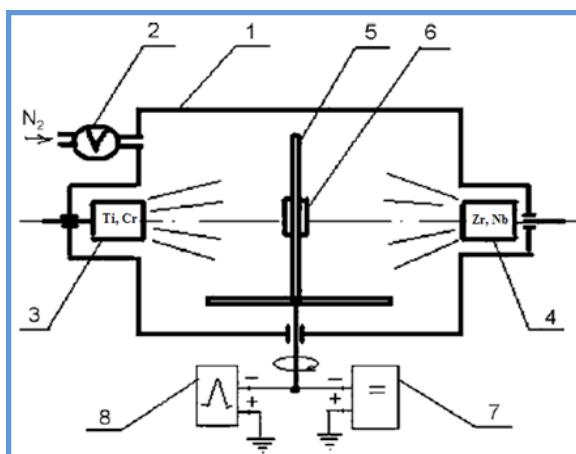
Таблица 1 – Технологические параметры осаждения покрытий (Ti-Zr-Cr-Nb)N

№ (серии)	Осажден- ный мате- риал	Ток дуги I_d , А	Давление азота P_N , Па	Напряжение смещения U_{cm} , В
1	(Ti-Zr-Cr-Nb)N	110	0,3	-100
2			0,7	-100
3			0,3	-200
4			0,7	-200

Толщина покрытий, состояние границ между основой (подложкой) и покрытием и морфология поверхности изучались с помощью растрового электронно-сканирующего микроскопа «JSM-6390LV» (Япония) с ускоряющим напряжением 20-30 кВ. Элементный состав покрытий анализировался по спектрам характеристического рентгеновского излучения с помощью встроенного в микроскоп энергодисперсионного спектрометра рентгеновского излучения системы «INCA Energy OXFORD» (Великобритания).

Рентгеноструктурный анализ проводился путем анализа дифрактограмм исследуемых образцов, полученных на дифрактометре «Shimadzu XRD-7000S» (Япония). Дифракционные картины регистрировали с использованием CuK_{α1/α2} излучения. В ходе проведения эксперимента ис-

пользовались следующие параметры: скорость сканирования – 2° в минуту; шаг сканирования – 0,03°; диапазон углов – 10-90°; накопление в точке 1,5 секунды. Средний размер кристаллитов определялся с помощью уравнения Дебая-Шеррера по уширению дифракционных максимумов с учетом инструментального уширения и программного обеспечения «Powder Cell 2.4». Инструментальное уширение было определено на полуширине максимума стандартного порошка кремния и составило 0,14.



1 – вакуумная камера, 2 – система автоматического управления давлением азота, 3 – испаритель Ti и Cr, 4 – испаритель Zr и Nb, 5 – держатель подложки, 6 – подложка (сталь A570), 7 – источник постоянного напряжения, 8 – высоковольтный импульсный генератор;

Рисунок 1 – Схема вакуумно-дуговой установки «Булат-6»

Для анализа морфологии поверхности и шероховатости, а также объем удаленного материала покрытия определяли по сечению дорожки износа на поверхности образца с помощью автоматизированного бесконтактного профилометра модели «Micro Measure 3D Station» (Франция).

Измерения микротвердости проводились на автоматизированном твердомере модели «Durascan-20» (Швейцария) при нагрузке на индентор 0,05 Н, а нанотвердость и модуль упругости исследовались в динамическом режиме на нанотвердомере «NANO Hardness Tester» (Швейцария). Отпечатки были сделаны на расстоянии 1,0 мм друг от друга. Для каждого образца было проведено по 10 измерений. Для исключения влияния капельной составляющей и шероховатости поверхности на точность из-

мерений перед проведением исследований покрытия были отполированы. Адгезионно-когезионная прочность, стойкость к царапанию и механизм разрушения покрытий исследовались на воздухе с помощью скретч-тестера «Micro-Schraff Tester» (Швейцария). Царапины были сделаны на покрытиях при непрерывном увеличении значений нагрузки сферического алмазного индентора Rockwell C с радиусом кривизны 100 μm и регистрацией таких параметров, как акустическая эмиссия, коэффициент трения и глубина проникновения индентора. Фиксировали следующие основные критические нагрузки по изменению кривых зависимости коэффициента трения и акустической эмиссии от нагрузки скрайбирования – L_c .

Трибологические испытания проводились на воздухе по схеме «шарик-диск» на машине трения «PC-Operated High Temperature Tribometer» (Швейцария). В качестве контроллера использово-

вался шарик диаметром 3,0 мм, изготовленный из спеченного сертифицированного материала – Al_2O_3 . Нагрузка составляла 5,0 Н, скорость скольжения 2,5 см/с. Условия проведения испытаний соответствовали международным стандартам ASTM G99 и DIN50324.

Результаты исследований и их обсуждение

Результаты исследований элементного состава покрытий на основе $(\text{Ti-Zr-Cr-Nb})\text{N}$ в зависимости от физико-технологических параметров осаждения приведены в таблице 2.

Согласно результатами растровой электронной микроскопии, вакуумно-дуговая конденсация многокомпонентной системы имеет ряд особенностей в формировании морфологии поверхности. На рисунке 2 представлено РЭМ-изображение одного из полученных покрытий системы $(\text{Ti-Zr-Cr-Nb})\text{N}$.

Таблица 2 – Результаты энергодисперсионного анализа покрытий на основе системы $(\text{Ti-Zr-Cr-Nb})\text{N}$

Номер серии	Элементный состав покрытий, ат. %			
	Ti	Zr	Cr	Nb
	Элементный состав катода до осаждения			
	12,32	27,99	37,39	22,30
1	13,47	27,87	14,89	43,77
2	12,07	23,55	14,82	49,56
3	25,73	18,54	36,95	18,78
4	28,15	20,74	31,27	19,84

Основным отличием осаждения вакуумной дугой, в частности, в режиме дуги катодного пятна, является производство расплавленных капель, которые могут быть включены в покрытие в виде микрочастиц. Как видно из рисунка 2а покрытие $(\text{Ti-Zr-Cr-Nb})\text{N}$ содержит включений капельных фракций различных размеров (до 8 μm в диаметре). В нашем случае микрокапли имеют форму эллипсоида, которая указывает, что капли летят почти параллельно плоскости подложки. Повышение температуры потока осаждения с использованием напряжения смещения ($U = -200$ В) значительно снижает концентрацию фракции капель на поверхности (смотреть рисунок 2б). Уменьшенное содержание капель может воз-

никнуть в результате процессов плавления на поверхности покрытия.

Результаты анализа RBS элементного состава покрытия $(\text{Ti-Zr-Cr-Nb})\text{N}$ приведены на рисунке 3. Как видно из глубинных профилей элементный состав поверхностного слоя, обогащен атомами N и Ti. Кроме того, концентрация каждого составляющего элемента сохраняется приблизительно постоянной с увеличением глубины, что указывает на однородность композиции покрытия по всей толщине слоя. Следует отметить, что $(\text{Zr-Ti-Cr-Nb})\text{N}$ покрытия содержат малое количество кислорода и углерода, из-за остаточного кислорода в камере осаждения, и к более высокой реакционной способностью кислорода с элементами мишени.

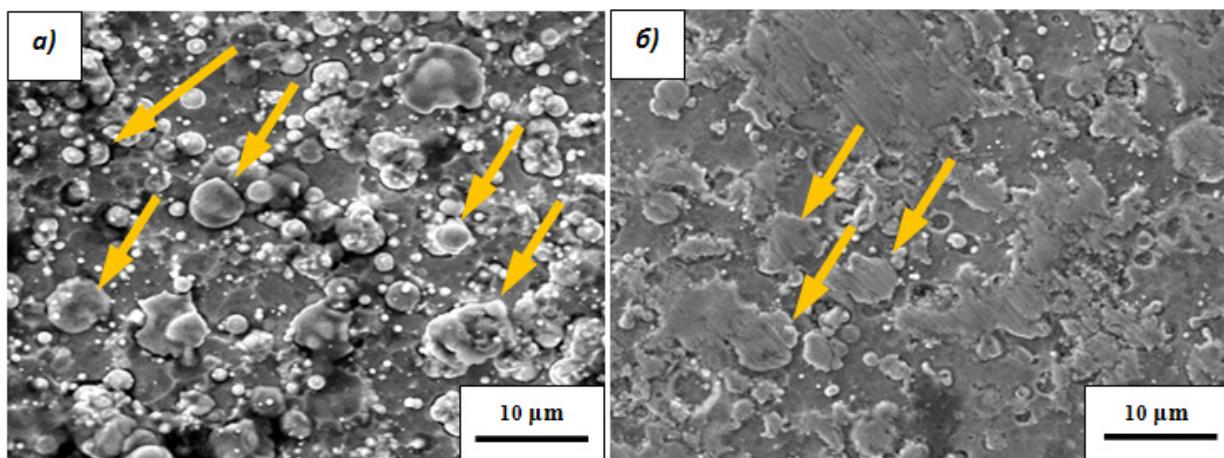


Рисунок 2 – РЭМ-изображение поверхности покрытий (Ti-Zr-Cr-Nb)N:
а) ($P_N = 0,3$ Па, $U = -100$ В); б) ($P_N = 0,7$ Па, $U = -200$ В)

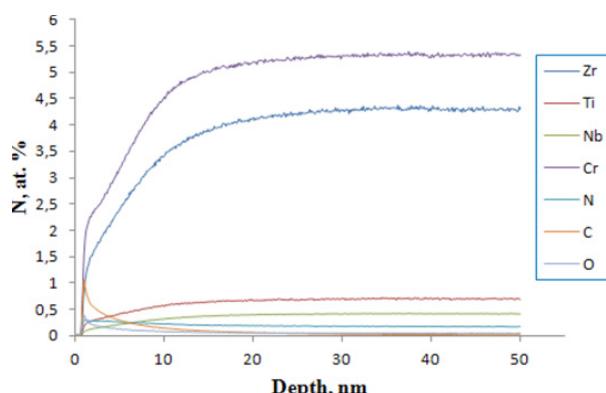


Рисунок 3 – График элементного анализа покрытия (Ti-Zr-Cr-Nb)N по глубине: $P_N = 0,3$ Па, $U = -200$ В

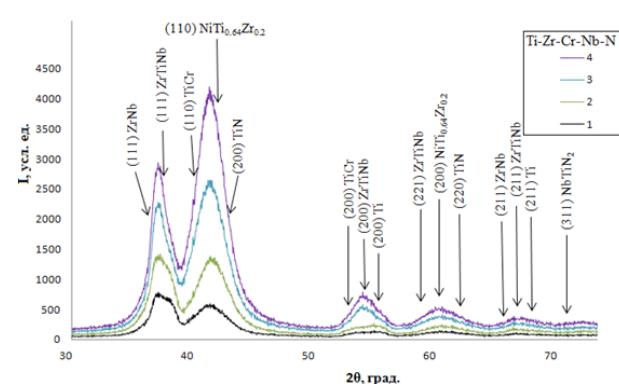


Рисунок 4 – Рентгенограммы покрытий (Ti-Zr-Cr-Nb)N, полученных при различных значениях P_N и U

На рисунке 4 приведены рентгенодифракционные спектры покрытий. Как следует из таблицы 3, с повышением значений потенциала смещения, подаваемого на подложку, происходит увеличение размеров кристаллитов (L) основной фазы TiN.

Проведенный на основании данных таблицы 3 анализ указывает на значительную зависимость состава покрытий от потенциала смещения, подаваемого на подложку, т. е. за счет потенциала смещения увеличивается энергия падающих частиц, что приводит к более высокой радиационной составляющей при формировании структуры покрытий. Так, увеличение потенциала смещения до -200 В приводит к повышению содержания сильных нитридообразующих составляющих Ti, Nb, Cr и Zr, а также содержания азотных атомов.

Таблица 3 – Размер кристаллитов (L) и период решетки (a) отдельной фазы TiN, покрытий на основе системы (Ti-Zr-Cr-Nb)N

Параметры	Номер образцов			
	1	2	3	4
L , нм	8,06	8,06	11,16	14,80
a , Å	4,2434	4,2391	4,1993	4,2218

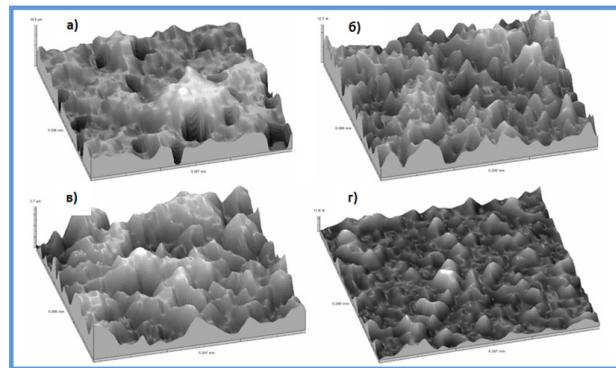
Фазовый анализ нитридных покрытий (Zr-Ti-Cr-Nb)N указывает на наличие фаз TiN, NbTiN₂, ZrTiNb, ZrNb, TiCr и α -Ti. Включительно было обнаружено фаза NiTi_{0.64}Zr_{0.2}. Это связано с подложкой, так как в состав подложки входит Ni. Скорее всего, при осаждении поверхность подложки нагревается до плавления Ni, и происходит соединение с осаждающимися элементами Ti и Zr и образуют новую фазу.

Результаты обработки профилограмм свидетельствуют, что среднее значение шероховатости подложки составляет $R_a = 0,089$ мкм, и она меняется после осаждения покрытия. На рисунке 5 приведен ACM-изображения топографии поверхности покрытия 4-х серий системы (Ti-Zr-Cr-Nb)N.

Сравнение полученных данных показывает, что изменение шероховатости покрытия (Ti-Zr-Cr-Nb)N на прямую зависит от давления реакционного газа азота и потенциала смешения. При давлении $P_N = 0,7$ Па поверхность покрытия получается более однородным, с явно выраженным капельными включениями мелких размеров. При давлении $P_N = 0,3$ Па на поверхности покрытия образуются не полностью расплавленные соединения элементов Ti, Zr, Cr, Nb, с азотом.

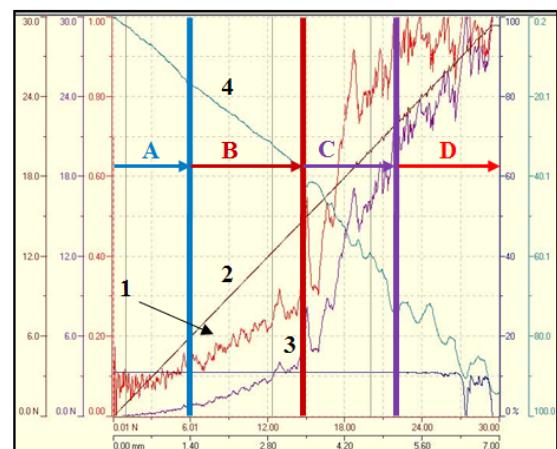
Результаты исследования адгезионно-когезионной прочности и стойкости покрытий к царапанию приведены на рисунках 6, 7, 8. По изменению значений коэффициента трения и сигнала акустической эмиссии при увеличении нагрузки скрайбирования (рисунок 6) определялись характерные значения критической нагрузки L_C : L_{C1} – появление первой шевронной трещины на дне и диагональной трещины по краям царапины; L_{C2} – образование множества шевронных трещин на дне царапины и локальное отслаивание покрытия, образование шевронных трещин на дне царапины; L_{C3} – когезионно-адгезионное разрушение покрытия; L_{C4} – пластичное истирание покрытия. За критерий адгезионной прочности было принято значение критической нагрузки L_{C4} , при которой происходит истирание покрытия.

В соответствии с этими критериями, процесс разрушения покрытия при царапании индентором можно условно разделить на четыре стадии. В диапазоне нагрузок от $F = 0,01$ до $5,50$ Н происходит монотонное проникновение индентора в покрытие, при этом коэффициент трения незначительно возрастает, а сигнал акустической эмиссии сохраняется неизменным. При нагрузке $F = 6,01$ Н индентор полностью погружается в покрытие, а скольжение алмазного индентора по покрытию происходит с коэффициентом трения 0,25. При увеличении нагрузки ($F = 12,01 - 30$ Н) происходит выдавливание материала перед индентором в виде бугорков и увеличение глубины проникновения индентора.



(a) $P_N = 0,3$ Pa, $U_b = -100$ V, $R_a = 1.69$ mm (Series 1),
 (b) $P_N = 0,7$ Pa, $U_b = -100$ V, $R_a = 1.83$ mm (Series 2),
 (c) $P_N = 0,3$ Pa, $U_b = -200$ V, $R_a = 1.88$ mm (Series 3),
 and (d) $P_N = 0,7$ Pa, $U_b = -200$ V, $R_a = 1.55$ mm (Series 4)

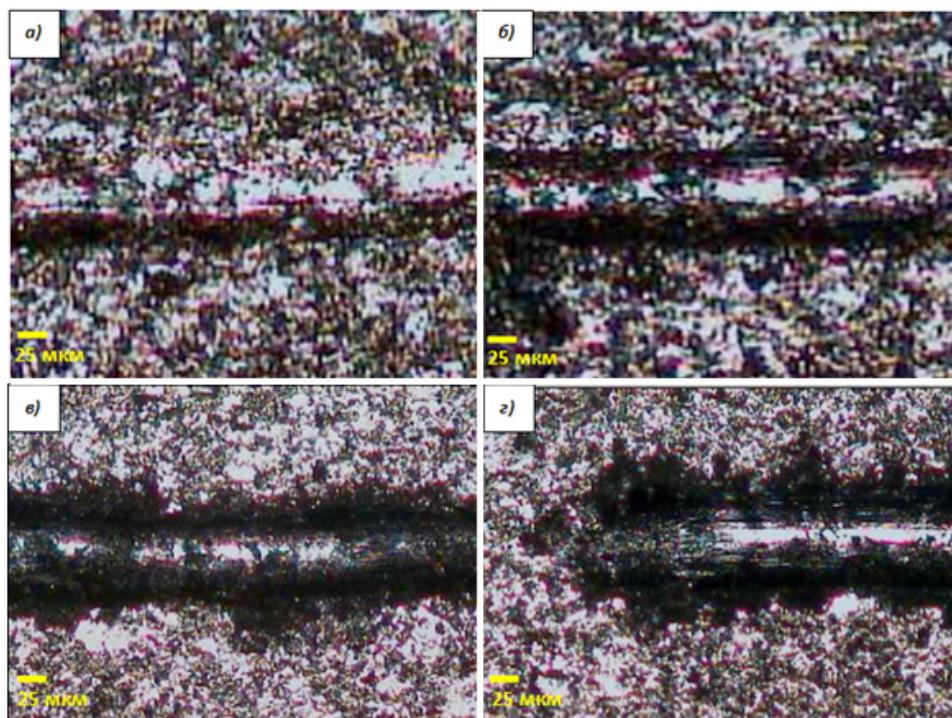
Рисунок 5 – ACM трехмерное изображение поверхности покрытия (Ti-Zr-Cr-Nb)N



A – zone 1, L_{C1} ; B – zone 2, L_{C2} ; C – zone 3, L_{C3} ; D – zone 4, L_{C4}
 1 – коэффициент трения (μ); 2 – нормальная нагрузка (F_N);
 3 – акустическая эмиссия (A_E); 4 – глубина внедрения (P_h)

Рисунок 6 – Результаты измерения механических характеристик от приложенной нагрузки при скрэтч-тестировании покрытия (Ti-Zr-Cr-Nb)N, $P_N = 0,7$ Па и $U_{cm} = -100$ В

Сравнительный анализ свидетельствует, что покрытия при царапании истираются, но не отслаиваются, т. е. разрушаются по когезионному механизму, связанному с пластической деформацией и образованием усталостных трещин в материале покрытия (см. рисунки 8, 9).



а – зона 1, б – зона 2, в – зона 3, г – зона 4

Рисунок 7 – Микрофотографии зоны контакта алмазного индентора с покрытием (Ti-Zr-Cr-Nb)N, полученного при $P_N=0,7$ Па и $U_{cm}=-100$ В

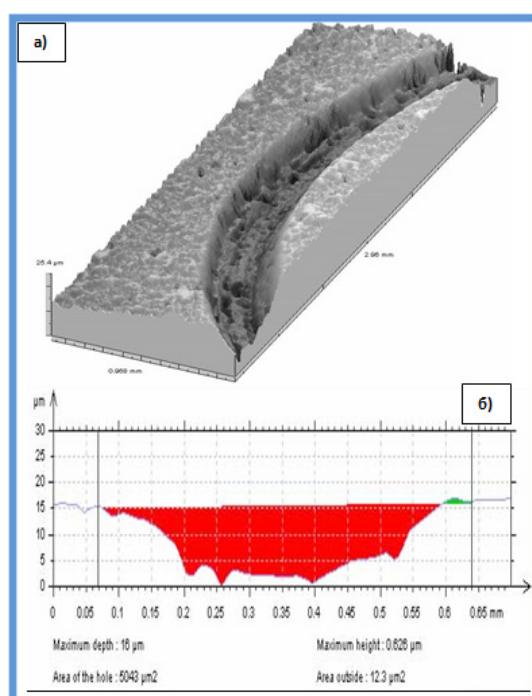


Рисунок 8 – ACM трехмерное изображение (а) и профилограмма (б) поверхности дорожки трения покрытия (Ti-Zr-Cr-Nb)N, $P_N=0,3$ Па и $U_{cm} = -200$ В

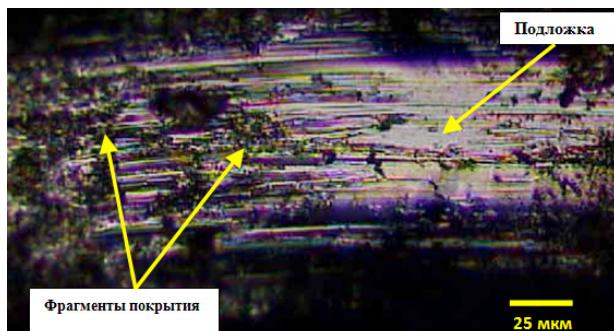


Рисунок 9 – Изображение сохранившихся фрагментов покрытия на дне царапины после воздействия алмазного индентора

Как известно, наиболее универсальным параметром, позволяющим достаточно экспрессивно оценить механические свойства покрытия, является его микротвердость. Результаты таких измерений для покрытий (Ti-Zr-Cr-Nb)N приведены в таблице 4. Как видно, максимальная твердость HV=43,73 ГПа достигается при давлении реакционного газа $P_N=0,7$ Па и потенциала смещения $U_{cm}=-200$ В.

Таблица 4 – Результаты измерения твердости покрытий (Ti-Zr-Cr-Nb)N

Номер образцов (серии)	Твердость, HV _{0,1} ГПа
1	30,93
2	34,78
3	38,86
4	43,73

Таким образом, полученные экспериментальные и теоретические результаты исследований представляют собой новый шаг в решении задачи создания защитных покрытий на основе многокомпонентных систем (Ti-Zr-Cr-Nb)N, структурно-фазовые характеристики, которые дают возможность повысить эксплуатационные качества разных изделий, работающих при высоких температурах, нагрузках и темпах износа. Твердость полученных покрытий (Ti-Zr-Cr-Nb)N меняется в зависимости от условий осаждения: давления реакционного газа P_N и потенциала смещения U_{cm} .

Заключение

Методом вакуумно-дугового осаждения целнолитого катода в среде реакционного газа азота получены многокомпонентные покрытия системы (Ti-Zr-Cr-Nb)N. Экспериментальные и теоретические исследования показывают, что покрытия, полученные при выбранных параметрах осаждения, имеют толщину покрытия 6,2 мкм. Наиболее высокую микротвердость 43,73 ГПа и стойкость к износу показали покрытия, полученные при максимальном давлении азота. Для этих покрытий (Ti-Zr-Cr-Nb)N характерно образование нитридообразующие фазы как TiN. Покрытия характеризуются хорошей адгезионной прочностью и при испытаниях разрушаются по когезионному механизму. По физико-механическим характеристикам полученные покрытия системы (Ti-Zr-Cr-Nb)N перспективны для использования такого типа покрытий.

Литература

- 1 Кавалейро А., Де Хоссона Д. Наноструктурные покрытия. – М.: Техносфера. – 2011. – С. 792.
- 2 Musil J. Hard and superhard nanocomposite coatings // Surf. Coat. Tehnol. – 2000. – Vol. 125. – P. 322-330.
- 3 Андриевский Р.А. Сверхтвердые наноструктурные материалы на основе тугоплавких соединений // Ж. фунц. матер. – 2007. – Т.1, № 4. – С. 129-133.
- 4 Азаренков Н.А., Береснев В.М., Погребняк А.Д. и др. Наноматериалы, нанопокрытия, нанотехнологии: учеб. пособие // Харьков. – 2009. ХНУ им. В.Н. Каразина, – 209 с.
- 5 Погребняк А.Д., Шпак А.П., Азаренков Н.А., Береснев В.М. Структура и свойства твердых и сверхтвердых нанокомпозитных покрытий // УФН. – 2009. – Т. 179, № 1. – С. 35-64.
- 6 Beresnev V. M., Sobol’O. V., Pogrebnyak A. D. et al. Thermal stability of the phase composition, structure, and stressed state of ion-plasma condensates in the Zr-Ti-Si-N system // Techn. Phys. – 2010. – Vol. 55, N 6. – P. 871-873.
- 7 Андреев А.А., Саблев В.П., Шулаев В.М., Григорьев С.Н. Вакуумно-дуговые устройства и покрытия // Харьков: ННЦ «ХФТИ». – 2005. – 236 с.
- 8 Береснев В.М., Толок В.Т., Швец О.М. и др. Микро-нанослойные покрытия сформированные методом вакуумно-дугового осаждения с использованием ВЧ – разряда // ФИП. – 2006. – Т. 4, № 1-2. – С. 93-97.
- 9 Plotnikov S.V., Pogrebnyak A.D., Yeskermessov D.K. Study of nanostructured (Ti-Zr-Nb)N coatings' physical-mechanical properties obtained by vacuum arc evaporation // RTEP2015 / IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering. – 2015. – P.1-6.

10 Maksakova O.V., Grankin S.S., Bondar O.V., Kravchenko Ya.O., Yeskermesov D.K., Prokopenko A.V., Erdybaeva N.K., Zhollybekov B. Nanostructured (Ti-Zr-Nb)N coatings obtained by vacuum-arc deposition method: structure and properties // Journal of Nano- and Electronic Physics. – 2015. – Vol. 7, No 4, – P. 1-7.

11 Yeskermessov D.K., Plotnikov S.V., Yerdybaeva N.K. Structure and properties of multi component (Ti-Zr-Cr-Nb)N coatings obtained by vacuum-arc deposition // Tribologia. – 2016 – P. 205-218.

References

- 1 Kovaleiro and D. de Hossona, «Nanostrukturnye pokrytia», (Tehnosfera, Moscow, 2011. 792 p.) (in russ.).
- 2 J. Musil, Surf. Coat. Tehnol., 125, 322-330, (2000).
- 3 R.A. Andrievskii, J. funkci. mater., 1(4), 129-133, (2007). (in russ.).
- 4 N.A. Azarenkov, V.M. Beresnev, A.D. Pogrebnjak i dr. «Nanomaterialy, nanopokrytia, nanotehnologii: ucheb. posobie», (Harkov: HNU im. V.N. Karazina, 2009, 209 p.). (in russ.).
- 5 A.D. Pogrebnjak, A.P. Shpak, N.A. Azarenkov, V.M. Beresnev, UFN, 179 (1), 35-64, (2009). (in russ.).
- 6 V.M. Beresnev, O.V. Sobol, A.D.Pogrebnjak et al., Techn. Phys., 55(6), 871-873, (2010).
- 7 A.A. Andreev, V.P. Sablev, V.M. Shulaev, S.N. Grigorev, «Vakuumno-dugovye ustroistva i pokrytia», (Harkov: NNC «HFTI», 2005). (in russ.).
- 8 V.M. Beresnev, V.T. Tolok, O.M. Shvec i dr, FIP, 4(1-2), 93-97, (2006). (in russ.).
- 9 S.V. Plotnikov, A.D. Pogrebnjak, D.K. Yeskermessov, RTEP2015, IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering, 1-6, (2015). doi:10.1088/1757-899X/110/1/012031.
- 10 O.V. Maksakova, S.S. Grankin, O.V. Bondar, Ya.O. Kravchenko, D.K. Yeskermesov, A.V. Prokopenko, N.K. Erdybaeva, B. Zhollybekov, Journal of Nano- and Electronic Physics, 7(4), 1-7, (2015).
- 11 D.K. Yeskermessov, S.V. Plotnikov, N.K. Yerdybaeva, Tribologia, 205-218, (2016).

**Saymbetov A.K.^{1*}, Imanbayeva A.K.¹, Toshmurodov Y.K.², Mukhametkali B.K.¹,
Japashov N.M.¹, Ayazbay Zh.G.¹**

¹Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan

²Physico-Technical Institute of the Academy of Sciences of Uzbekistan, Tashkent, Uzbekistan
*e-mail: asaymbetov@gmail.com

DEVELOPMENT OF SILICON STRIP DETECTORS WITH ORTHOGONAL FIELD

The development of semiconductor strip detectors with orthogonal field with high energy and position resolution, linearity of the signal over a wide energy range for various types of particles, is closely linked with the technology of manufacturing the detection modules and semiconductor properties of the original crystal. In this paper we consider the physical and technological features of manufacturing of Si (Li) strip detectors with orthogonal field with a large sensitive area. The manufactured detectors have following electro-physical and radiometric characteristics: under working voltage $U = (50\text{--}600)\text{V}$ shows the $I \sim (0,1\text{--}0,5)\text{ }\mu\text{A}$ reversed current, capacitance is $C = 25\text{ pF}$, noise $E = (12\text{--}35)\text{ keV}$, energy resolution $R_\delta = 18\text{ keV}$ from the source of ^{207}Bi ($E_\delta = 1\text{ MeV}$) and $R_\alpha = 46\text{ keV}$ from the source of ^{238}Pu ($E_\alpha \approx 5,5\text{ MeV}$). Investigation of the impact of irregularities on characteristics of strip detectors, as well as their role in the phenomena of charge transport in a condition of orthogonal field.

Key words: *p-i-n* structure, detector, Si(Li) strip detector.

Саймбетов А.К.^{1*}, Иманбаева А.К.¹, Тошмуродов Е.К.², Мухаметқали Б.К.¹,
Джапашов Н.М.¹, Аязбай Ж.Г.¹

¹Әл-Фараби ат. Қазак ұлттық университеті, Алматы қ., Қазақстан

²Ўзбекстан ФА физика-техникалық институты, Ташкент қ., Өзбекстан

*e-mail: asaymbetov@gmail.com

Ортогональды өріспен кремний негізінде жолақты детекторларды дайындау

Жоғары энергия мен орынға ие ортогональды өрісті шалаёткізгіш жолақты детекторларды жасау, түрлі типті бөлшектер үшін энергиялары кең аралықтағы сигналдың сыйықтығы, анықтау модульдерді дайындау технологиясы және бастапқы кристаллдың шалаёткізгіштік қасиеттеріне тығыз байланысты. Бұл жұмыста үлкен сезгіш аумаққа ие Si(Li) негізінде жолақты детекторларды алудың физикалық және технологиялық ерекшеліктері қарастырылған. Алынған детектордың электрофизикалық және радиометрикалық параметрлері: $U = (50\text{--}600)\text{V}$ аралығында кернеу берілгенде оның шекті параметрлері қаранғылық ток $I \sim (0,1\text{--}0,5)\text{ }\mu\text{A}$, сымдылық $C = 25\text{ pF}$, шуылы $E = (12\text{--}35)\text{ keV}$. Детектордың θ -бөлшек ^{207}Bi ($E = 1\text{ MeV}$) $R_\delta = 18\text{ keV}$ және α -бөлшектері ^{226}Ra ($E_\alpha = 7,65\text{ MeV}$) $R_\alpha = 46\text{ keV}$ бойынша энергетикалық спектрлері алынды. Жолақты детекторлардың сипаттамаларына біртексіздіктің әсеріде зерттелді және ортогональ өріс үақытында заряд тасымалдаушылардың әсерінің ролі зерттелді.

Түйін сөздер: *p-i-n* құрылымы, детектор, Si(Li) жолақты детектор.

Саймбетов А.К.^{1*}, Иманбаева А.К.¹, Тошмуродов Е.К.², Мухаметқали Б.К.¹,
Джапашов Н.М.¹, Аязбай Ж.Г.¹

¹Казахский национальный университет им. аль-Фараби, г. Алматы, Казахстан

²Физико-технический институт АН Узбекистана, г. Ташкент, Узбекистан

*e-mail: asaymbetov@gmail.com

Разработка кремниевых стripовых детекторов с ортогональным полем

Разработка полупроводниковых полосковых детекторов с ортогональным полем с высокой энергией и положением, линейность сигнала в широком диапазоне энергий для различных типов частиц тесно связана с технологией изготовления модулей обнаружения и полупроводниковых свойств исходного кристалла. В работе рассматриваются физико-технологические особенности изготовления Si(Li) стripовых детекторов с ортогональном полем с большой чувствительной

областью. Электрофизические и радиометрические параметры изготовленной детекторов при рабочем напряжении $U = (50\text{--}600)\text{В}$ находятся в пределах значения темнового тока $I \sim (0,1\text{--}0,5)\text{ мА}$, емкость $C = (20\text{--}200)\text{nФ}$, шумы $E = (12\text{--}35)\text{ кэВ}$. Энергетические разрешения $R_\beta = 18\text{кэВ}$ по ЭВК ^{207}Bi ($E_\beta = 1\text{МэВ}$) и $R_\alpha = 46\text{ кэВ}$ по ^{238}Pu ($E_\alpha \approx 5,5\text{МэВ}$), соответственно. Исследовано влияние неоднородностей на характеристики стриповых детекторов, а также их роль в явлениях переноса носителей заряда в условиях ортогонального поля.

Ключевые слова: p - i - n структура, детектор, Si(Li) стрип детектор.

Introduction

The solution of many problems of modern science and technology, especially experimental nuclear physics, requires the creation of new, and improvement of existing devices for registration of nuclear radiation. In recent years, it is becoming more widely to use semiconductor detectors (SCD) based on silicon, germanium, and compound semiconductor type compounds as A^3B^5 and A^2B^6 [1-3]. Among the broad class of nuclear radiation detectors based on semiconductor crystals the silicon-lithium detectors occupy a special place [4-6].

The development of semiconductor strip detectors with orthogonal field with high energy and position resolution, linearity of the signal over a wide energy range for various types of particles, is closely linked with the technology of manufacturing the detection modules and semiconductor properties of the original crystal. In this paper we consider physical and technological features of manufacturing of Si (Li) strip detectors with orthogonal field and with a large sensitive area.

The disadvantages of existing semiconductor strip detectors are not high position resolution, as well as the impossibility of combining the thin entrance window with a sufficient thickness of the sensitive area. Processing methods of creating resistive layers and modes are not enough covered in the technical literature. The identity of the elements of discrete strip detectors with orthogonal field and characteristics of resistive layers of continuous strip detectors caused by the initial parameters of the semiconductor, in particular, coordinate the distribution of in homogeneities in the volume, and nature. During the spectrometric processes heterogeneity manifested in the form of large-scale traps, but their nature and coordinate distribution in the track remain undiagnosed. The obtained correlation of the effective dimensions of in homogeneities and their spectrometric characteristics of the detectors is not investigated on the working conditions of detectors with orthogonal field.

Investigation of various defects in semiconductors and having the ability to control their concentrations carry fundamental importance in the development of high quality semiconductor strip detectors with orthogonal field and with large amounts of sensitive area, as these characteristics ultimately determine the coordinate and computing spectrometric characteristics of these devices.

Material and methods

Si (Li) p-i-n structure was made by us on the basis of single-crystal silicon wafer of p-type with initial parameters: the resistivity $\rho = 5000\Omega\cdot\text{cm}$, the lifetime of the charge carriers $\tau = 300\text{ }\mu\text{s}$. After some chemical-technological operations on plates the diffusion of lithium to one of its sides were carried out in vacuum at a temperature $T = 450^\circ\text{C}$ at a depth of $300\text{ }\mu\text{m}$. After that, to compensate for the entire thickness of the plate, the drift of lithium ions in the entire thickness of the plate was carried out. The process of drift conducted at a temperature $T = 80\text{--}100^\circ\text{C}$, the reverse bias voltage $60\text{--}300\text{V}$ for obtaining the compensated i-region. The thickness of the i-region is 6 mm . After the process of drift, the plate cut rectangular shape, then the diffusion (n+) region erupted with wire saw with diameter of $(100\text{--}300)\text{ }\mu\text{m}$. As a result of extended operation, a groove with depth $(0,4\text{--}0,6)\text{ mm}$ and a width of $200\text{ }\mu\text{m}$ at a distance of $(0,4\text{--}1)\text{ mm}$ apart was obtained. Then a number of chemical-engineering operations were held. By using a mask, Al and Au contacts were deposited on each strip.

Results and discussion

For large size SCD particular importance is the flatness of the p - n junction overall area of its sensitive surface, and the depth of the p-n barrier forming by diffusion method. This is due to the fact that on the one side the thickness of the diffusion region should be sufficiently thin (the "dead layer"), i.e. layer on which the energy loss of the charged particles in this layer do not contribute to the energy spectrum of the amplitude and on the other side the

thickness should be enough thick to provide an effective *p-n* barrier. In order to ensure effective conditions for the formation of *p-n* barrier and one of the important radiometric parameters (of the "dead layer") of SCD-based on Si (Li) *p-i-n* structures, we carried out a study on the selection of the optimum thickness of the diffusion region after the end of the drift of lithium ions to the desired (set) thickness of Si (Li) *p-i-n* structure. On the lithium side, a layer with thickness of 120 microns was removed. The remaining layer of lithium determines the resistance of the diffusion layer from the detector parameters and conditions of diffusion. The calculated values were in good agreement with the measured values. Lithium side was probed with collimated source. It is shown that the lithium layer is homogeneous. Consequentially, there are analytical dependences of noise for signals that determine the energy and position of a particle from the parameters of the detector, the temperature resistance of the diffusion layer and constant of forming a continuous chain [3]:

$$\delta(E) = 7,2915 \times 10^{19} C \times \left[\frac{kT R_e}{\tau} \left(1 + \frac{R}{48R_e} \right) \right]^{1/2} \frac{eV}{C}, \quad (1)$$

$$\delta(p) = 7,2915 \times 10^{19} \times \left[\frac{3kT \tau}{R} \left(1 + \frac{R_e}{R} + \frac{C^2 R_e R}{192 \tau^2} \right) \right]^{1/2} \frac{eV}{C}, \quad (2)$$

where *C* is the capacitance of the detector – 25 pF, *R* – resistance of the resistive layer, *R_e* – equivalent noise resistance of the FET 200 Ohm, *τ* – time of the forming a chain – 0.25 μs, *k* – Boltzmann's constant, *T* is the temperature – 300 K. After substituting the values of the equation it can be rewritten as keV:

$$\delta(p) = 128,5 \left[\frac{1}{R} \left(1 + \frac{0,2}{R} \right) \right]^{1/2}, \quad (3)$$

$$\delta(E) = 3,5 \left[1 + \frac{R}{9,6} \right]^{1/2}, \quad (4)$$

where *R* is expressed in kilo Ohms. The contribution of the leakage current in the noise energy signal, at room temperature in the case of single differentiation-double integration pulse shaping, can be written as keV:

$$\delta(I) = 3,44 [I\tau]^{1/2}, \quad (5)$$

where *I* – leakage current. The total noise of the energy signal from (4) and (5)

$$\delta(IE) = [\delta^2(E) + \delta^2(I)]^{1/2} \quad (6)$$

can be written from (6)

$$\delta(P) = \frac{\delta(P) \times L}{E}, \quad (7)$$

where *L* is the length between the contacts of the lithium layer, *E* – energy of particles.

In the manufacture of silicon strip detectors and we have measured the electrical characteristics of the spectrometer. Obtained by the proposed method detectors have the following typical parameters: a reverse bias voltage *U_{rev}* ~ 20 ÷ 200, dark current *I* ~ 0,1 ÷ 0,5 μA, the capacitance *C* ~ 25 pF, the noise energy *E_n* ~ 12-35 keV.

In most cases, the two types of measurements is the most significant: determination of the energy of the particles and their flow measurement. Sometimes it is necessary to register a group of particles of low intensity in the presence of a large number of other particles with very similar energies.

The energy resolution is measured by using a source of $\alpha^{226}\text{Ra}$ particles and β particles ^{207}Bi . Registration of amplitude spectra was carried out using a conventional spectrometer path. The energy resolution of detectors for α -particles is ^{226}Ra ($E_\alpha = 7,65\text{MeV}$) $R_\alpha = 46 \text{ keV}$ (Fig.2.) and for β -particles from the source of ^{207}Bi ($E_\beta \sim 1 \text{ MeV}$) $R_\beta \sim 18 \text{ keV}$ (Fig.1.) taken at $T = 300^\circ \text{K}$.

Studies have shown that the shape and energy resolution for α and β particles are not significantly different from the area of the entrance and side window detectors.

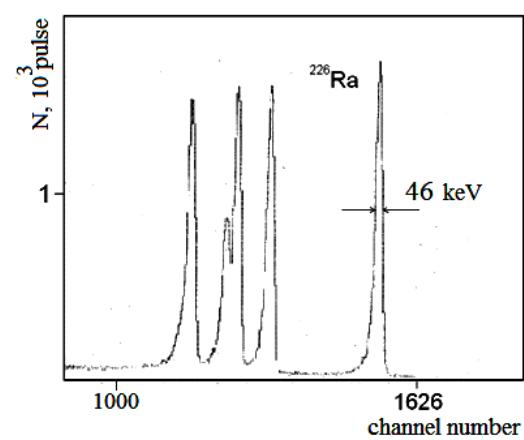


Figure 1 – The energy resolution of the detector or α -particles ^{226}Ra ($E_\alpha = 7,65\text{MeV}$).

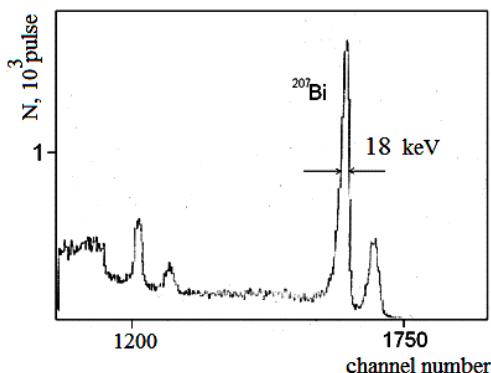


Figure 2 – The energy resolution of the detector for β -particles ^{207}Bi ($E_\beta \sim 1 \text{ MeV}$)

Manufacturing process of Si (Li) strip detectors with large working area from the large-diameter silicon has their own characteristics. This is due to impurity in homogeneities, formation of dipole structures in places, acceptor impurity clusters and inhomogeneous distribution of the resistive layer in

the large size silicon surface. All of these factors significantly alter the processes of diffusion and drift of lithium ions, and the choice of the resistive layer. However, it is necessary to solve a number of issues of technological and physical nature. These issues relate to the characteristics of the low-temperature diffusion of lithium to obtain a uniform resistive layer and also for the processes of diffusion and drift of lithium ions in large size silicon, optimizing the electrical and radiometric characteristics of each band and structures, and for matching electronics.

Conclusion

Consequently, research has shown that the detectors that was developed by us, can operate effectively with both perpendicular and parallel fall of the particles relative to electric field, and can be successfully applied to the detection of long charged particles.

References

- 1 Akimov Y.K. Silicon radiation detectors (Review) // Instruments and Experimental Techniques. – 2007. – Vol. 50. – №. 1. – P. 1-28.
- 2 Schlesinger T.E. et al. Cadmium zinc telluride and its use as a nuclear radiation detector material //Materials Science and Engineering: R: Reports. – 2001. – Vol. 32. – №. 4. – P. 103-189.
- 3 Azimov S.A. et al. Silicon-Lithium Nuclear Radiation Detectors // FAN, Tashkent. – 1981. – P. 256.
- 4 Muminov R.A., Radzhabov S.A., Saimbetov A.K. Silicon-lithium telescopic detector in one crystal //Atomic energy. – 2009. – Vol. 106. – №. 2. – P. 141-142.
- 5 Muminov R.A., Saymbetov A.K., Toshmurodov Y.K. Special features of formation of high-performance semiconductor detectors based on $\alpha\text{Si-Si (Li)}$ heterostructures //Instruments and Experimental Techniques. – 2013. – Vol. 56. – №. 1. – P. 32-33.
- 6 Muminov R.A., Radzhabov S.A., Saimbetov A.K. Developing Si (Li) nuclear radiation detectors by pulsed electric field treatment //Technical Physics Letters. – 2009. – Vol. 35. – №. 8. – P. 768-769.

References

- 1 Y.K. Akimov, Instruments and Experimental Techniques, 50(1), 1-28, (2007).
- 2 T.E. Schlesinger et al., Materials Science and Engineering: R: Reports, 32, 4, 103-189. (2001).
- 3 S.A. Azimov et al., FAN, Tashkent, 256, (1981).
- 4 R.A. Muminov, S.A. Radzhabov, A.K. Saimbetov, Atomic energy, 106(2), 141-142, (2009).
- 5 R.A. Muminov, A.K. Saymbetov, Y.K. Toshmurodov, Instruments and Experimental Techniques, 56(1), 32-33, (2013).
- 6 R.A. Muminov, S.A. Radzhabov, A.K. Saimbetov, Technical Physics Letters, 35(8), 768-769, (2009).

**Кенжина И.Е.^{1*}, Чихрай Е.В.¹, Шестаков В.П.¹, Кульсартов Т.В.¹,
Аскербеков С.К.¹, Каликулов О.А.¹, Жолдыбаев Т.К.²**

¹НИИЭТФ Казахский национальный университет имени аль-Фараби, г. Алматы Казахстан

²Институт ядерной физики, г. Алматы, Казахстан

*e-mail: kenzhina@physics.kz

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ КОРРОЗИИ ГРАФИТА С SiC-ПОКРЫТИЕМ

В статье описаны результаты экспериментов по высокотемпературной коррозии графита с SiC-покрытием. Для обеспечения безопасной работы высокотемпературного газоохлаждаемого реактора (ВТГР) необходимо исследовать поведение топлива и графитовых элементов его активной зоны в случае попадания туда воздуха и/или воды. На сегодняшний день работы по коррозии многочисленных сортов реакторных графитов в кислороде, воздухе и в парах воды недостаточны. В данной работе проведены эксперименты по высокотемпературной коррозии графита IG-110 (исходных и с SiC покрытием) образцов и получены температурные зависимости кинетик изменения газового состава в коррозионной камере с образцами графита в диапазоне температур от 750°C до 1400°C и при начальных давлениях паров воды в камере 10-100 Па. Наблюдается существенное отличие в скоростях изменения давления в коррозионной камере для различных газов при экспериментах с графитом без покрытия на фиксированной температуре. Этот факт свидетельствует о существенно отличающихся значениях скоростей реакций и сложном механизме коррозии, зависящем от процессов, имеющих различные константы. Также был проведен качественный анализ результатов коррозионных экспериментов.

Ключевые слова: коррозия, графит, SiC-покрытия, реактор ВТГР, скорость реакции.

Kenzhina I.E.^{1*}, Chikhray Ye.V.¹, Shestakov V.P.¹, Kulsartov T.V.¹,
Askerbekov S.K.¹, Kalikulov O.A.¹, Zholdybayev T.K.²

¹IETP Al-Farabi Kazakh National University, Almaty

²Kazakhstan Institute of Nuclear Physics, Almaty, Kazakhstan

*e-mail: kenzhina@physics.kz

Investigation of high-temperature corrosion of graphite with SiC coating

The article describes the results of experiments on high-temperature corrosion of graphite with SiC coating. To ensure the safe operation of a high-temperature gas-cooled reactor (HTGR), it is necessary to investigate the behavior of fuel and graphite elements of its core in case of air and/or water ingress. Nowadays, the data on corrosion of numerous types of reactor graphites in oxygen, air and in water vapor is insufficient. In this work, experiments were conducted on high-temperature corrosion of IG-110 graphite (without and with SiC-coating) samples and the temperature dependences of kinetics of gas composition change in corrosion chamber with samples of graphite in temperature range from 750°C to 1400°C and at initial pressures of water vapor in the chamber 10-100 Pa were obtained. There is a significant difference in the rate of pressure change in corrosion chamber for various gases in experiments with graphite without coating at a fixed temperature. This fact states about different values of reaction rates and a complex mechanism of corrosion, which depends on processes having different constants. A qualitative analysis of the results of corrosion experiments was also carried out.

Key words: corrosion, graphite, SiC coatings, HTGR reactor, reaction rate.

Кенжина И.Е.^{1*}, Чихрай Е.В.¹, Шестаков В.П.¹, Кульсартов Т.В.¹,
Эскербеков С.Қ.¹, Каликулов О.А.¹, Жолдыбаев Т.К.²

¹ЭТФЗИ әл-Фараби ат. Қазак ұлттық университеті, Алматы қ., Қазақстан

²Ядролық физика институты, Алматы қ., Қазақстан

*e-mail: kenzhina@physics.kz

Жоғары температуралық SiC-қапталған графит коррозияны зерттеу

Мақала SiC-қаптамасы бар графиттің жоғары температуралық коррозиондық, эксперименттерінің нәтижелерін сипаттайды. Жоғары температуралық газбен салқындастылатын реакторының (HTGR) қауіпсіз жұмыс істеуін қамтамасыз ету үшін, оның белсенді аймағының отын көрнінің және графит элементтерін, ауаның және / немесе су кіру жағдайда тәртібін зерттеу қажет. Бүгінгі күні, оттегімен, ауа және су буымен көптеген реактор графит сорттарының жоғары температуралық коррозиясы бойынша жұмыстар жеткіліксіз. Негізгі жұмыста IG-110 (бастапқы және SiC қаптамасы бар) графиттерімен жоғары температуралық коррозиялық, эксперименттер өткізілді және графит үлгісі бар камерасының 750 ° С-ден 1400 ° С дейін температура диапазонында 10-100 Па су буының қысымында температуралық тәуелділігін және газ құрамы өзгеру кинетикасы алынды. Тұрақты температурада қаптамасыз графитпен өткен эксперименттер барысында коррозиялық камерда газдар қысымы өзгерістер қарқынының айтарлықтай айырмашылықтар бары байқалды. Бұл факт реакция қарқымдарының әртүрлі болатынын және коррозия күрделі механизміді процестерге байланысты, айтарлықтай әртүрлі мәнді тұрақтылар барын көрсетеді. Коррозиялық эксперименттер нәтижелерінің сапалық талдауы жүргізілді.

Түйін сөздер: коррозия, графит, SiC-жабын, HTGR реактор, реакция жылдамдығы.

Введение

Для обеспечения безопасной работы высокотемпературного газоохлаждаемого реактора (ВТГР) необходимо исследовать поведение топлива и графитовых элементов его активной зоны в случае попадания туда воздуха и/или воды. Дизайн активной зоны ВТГР должен предотвращать аварии с восстановлением критичности путем удержания геометрии топливных сборок, содержащих графитовые элементы и топливо с графитовым покрытием, и улучшением коррозионной стойкости графита в случае аварии с проникновением воздуха/воды. Исследования проводятся по двум направлениям: а) создание коррозионно-стойкого графита, с градиентным покрытием SiC и б) экспериментального определения условий образования стабильного защитного слоя SiO₂ поверх SiC покрытия реакторных графитов и топлива.

На сегодняшний день работы по коррозии многочисленных сортов реакторных графитов в кислороде, воздухе и в парах воды недостаточны. Особенno мало данных по коррозии графитов в парах воды под высоким давлением, для исследования которой не подходят стандартные установки термогравиметрии и масс-анализаторы, и необходимо разрабатывать специальные печи и установки коррозии.

Научная новизна полученных результатов состоит в получении новых экспериментальных данных о высокотемпературной коррозии новых

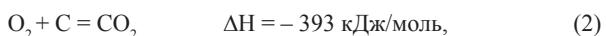
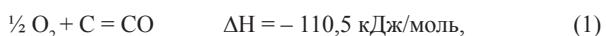
реакторных графитов с перспективными карбидными покрытиями.

Реакции и механизмы коррозии графитовых материалов

Механизм окисления либо окисление водяным паром графита состоит из последовательных физических и химических шагов [1-3]:

- Перенос окислителя на поверхность графита;
- Адсорбция окислителя на поверхность графита (физическая адсорбция);
- Образование связи углерод-кислород (хемосорбция);
- Образование связи углерод-водород (см. формулу (6));
- Разрушение связей углерод-углерод;
- Десорбция CO или других продуктов;
- Перенос продуктов реакции с поверхности графита.

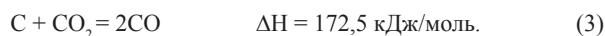
Химическое взаимодействие графита с кислородом O₂ происходит по следующим реакциям:



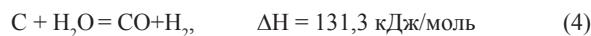
где ΔH – энталпия образования.

Эти реакции являются экзотермическими и действуют термодинамически.

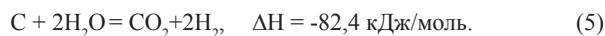
Общая реакция графита с углекислым газом CO₂:



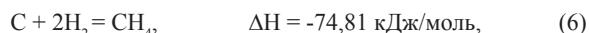
Взаимодействие графита с водяным паром проходит по следующим двум реакциям:



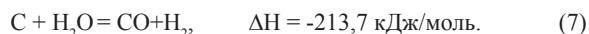
и



Далее образованный водород реагирует с углеродом в следующих реакциях:



и



Эти реакции являются реакциями перехода вода-газ, который происходит в газовой фазе. В большинстве случаев, продукты указанной выше реакции легко улетучиваются, так как термодинамическое равновесие не достигается. Изменение энталпии является важным, так как оно дает значение тепла выделившегося в экзотермических реакциях [4,5,6].

Керамики на основе кремния были замечены в качестве исключительного структурного материала еще в 1950-ых годах, и к настоящему моменту существуют некоторые публикации об исследованиях пассивного и активного окисления таких материалов [7-10], наиболее перспективным из которых является карбид кремния SiC.

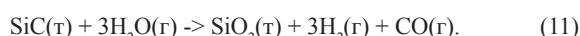
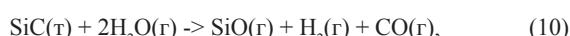
Окисление SiC характеризуется двумя режимами: активное окисление, где потери в массе появляются по реакции:



и пассивное окисление, приводящее к увеличению массы по реакции:



В случае паров воды это, соответственно, реакции:



Здесь индексы (т) и (г) обозначают твердую и газообразную фазы продукта, соответственно.

Для описания процесса окисления карбида кремния при высоких температурах обычно используется модель Дила-Гроува [11, 12]. В рамках данной модели принимается, что реакция окисления протекает на границе между оксидом и подложкой быстрее, нежели на границе оксида с внешней средой. Рассматриваются три этапа, проходимых частицами кислорода при окислении:

- Доставка кислорода к поверхности;
- Его диффузия через слой уже сформировавшегося окисла к границе с подложкой;
- Химическая реакция с материалом подложки.

В процессе термического окисления кремния проявляется ряд физических эффектов, связанных со свойствами диоксида кремния. Один из таких эффектов проявляется в аномально высокой, по сравнению с рассчитанной по модели Дила-Гроува, скорости окисления на начальной стадии, когда толщина растущего слоя диоксида кремния не превышает 30-40 нм. Для описания роста диоксида кремния на начальном этапе термического окисления в сухом кислороде используется модель объемного окисления [13]. В отличие от модели Дила-Гроува в ней полагается, что реакция окисления кремния идет не на плоской границе раздела, а может происходить по всему объему рассматриваемой системы $SiO_2 - SiC$ между поверхностью SiO_2 и некой плоскостью в глубине SiC , до которой могут продифундировать молекулы окислителя.

Исследуемый материал

В качестве объектов исследования были выбраны образцы реакторного графита мелкозернистого IG-110 с антикоррозионным покрытием и исходного (без покрытия). Плотность 1,78 г/см³, масса образца ~ 1 г, прочность на изгиб 39 МПа, твердость по Шору 51.

Образцы имели форму параллелепипеда размерами 3,3x3,3x55 мм. (см рисунок 1). Длинная сторона образцов ориентирована перпендикулярно оси сжатия.



Рисунок 1 – Вид исследуемых образцов

Экспериментальная установка

Эксперимент проводился на установке по исследованию высокотемпературной коррозии реакторных материалов (CorrSiCa), схема приведена на рисунке 2. Данная экспериментальная установка предназначена для исследования процессов взаимодействия различных материалов с водяными парами и химически активными газами при температурах 100 – 1600 °С и давлениях 10⁻⁴-10⁵ Па в испытательной камере. Установка позволяет организовывать подобные испытания в условиях продувки газа сквозь камеру с

образцом со скоростью 1-100 л/ч. Кроме этого, во время экспериментов установка позволяет проводить масс-спектрометрический анализ состава газов в коррозионной камере, с помощью прецизионного механического натекателя и масс-спектрометра RGA-100. Нагрев образцов осуществляется печкой GSL-1600 и позволяет реализовывать программируемые температурные режимы испытаний, и обеспечивает точность поддержания задаваемой температуры на уровне ±0,5°C (диапазон температур 100-1100 °С) и ±1 °С (диапазон температур 1100-1600 °С). Общий вид установки приведен на рисунке 3.

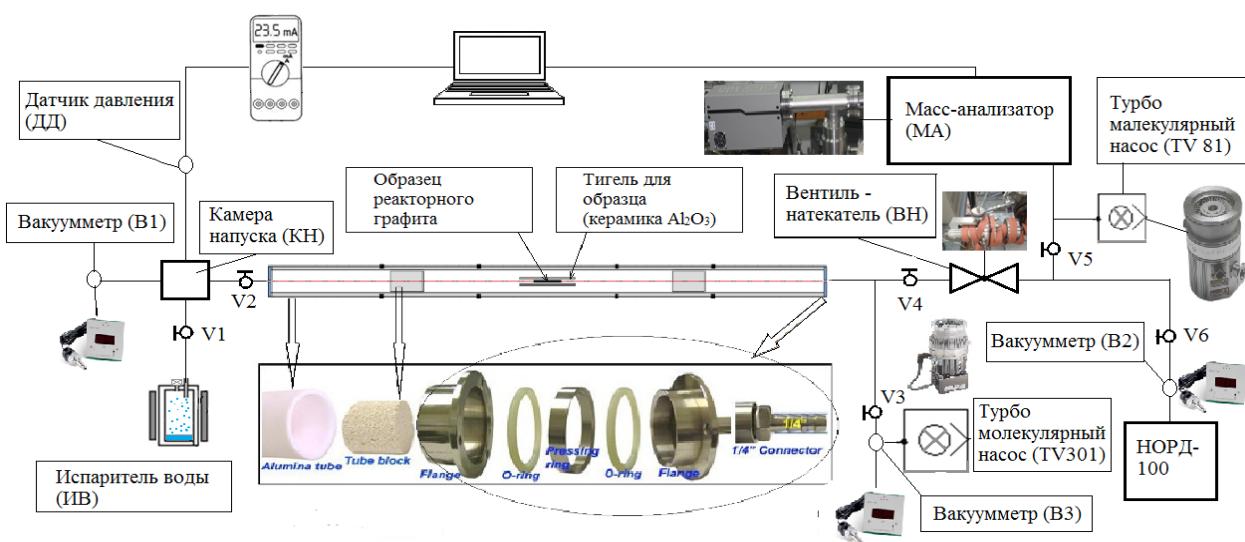


Рисунок 2 – Структурная схема установки для исследования коррозии графита



Рисунок 3 – Внешний вид установки коррозии CorrSiCa

Методика проведения исследований

Перед экспериментами образец предварительно мыли в ультразвуковой ванне в дистиллированной воде и отжигали при температуре 500 °С в течении 5 часов. Затем образец взвешивался на аналитических весах (Sartorius CPA225D, точность 10 мкг) и проводились их микроструктурные исследования. Далее образец закладывался в печь (коррозионную камеру), после чего система была откачана до давления 0,01 торр. После откачки камеры, с помощью механического натекателя организовалось натекание газовой смеси из камеры с образцом в камеру с масс-спектрометром.

В настоящей работе, эксперимент проводится в условиях линейного нагрева образца графита до температуры около 1400°C, далее

организовывались напуски паров воды в камеру с образцом, в процессе подачи и установления равновесного баланса по газам в камере, температура образца не изменяется. После снятия зависимости кинетики изменения состава газа в камере при подачи на образец паров воды при максимальной температуре образца 1400°C, газовая смесь откачивается из камеры и проводится спуск к следующей исследуемой температуре образца (в качестве исследуемых температур были выбраны: 1400°C, 1300°C, 1200°C, 1100°C, 1000°C, 900°C, 7500°C).

За все время экспериментов регистрировалось изменение состава газа в камере. После коррозионных экспериментов образцы снова взвешивались и проводились их микроструктурные исследования.

Коррозионные эксперименты с образцами графита IG-110

В соответствии с принятой методикой исследования были проведены коррозионные эксперименты с графитом IG-110. По результатам проведенных исследований были получены комплексные временные, температурные диаграммы экспериментов по коррозии. На рисунке 4 приведены характерные зависимости изменения

давления различных газов в камере с образцом графита при напусках паров воды (полная диаграмма эксперимента).

На рисунке 5 приведены зависимости изменения состава газа в камере при коррозии исходного графита и графита с покрытием для различных температур образца.

Первичный анализ коррозионных кривых изменения состава газа в камере позволил сделать следующие выводы:

коррозия графита без покрытия протекает при разных температурах различным образом: отличаются как квазистационарные равновесные уровни давлений для различных газов, так и кинетика изменения состава газа в камере;

наиболее заметные изменения давления в камере при коррозионных испытаниях графита без покрытия происходят для газов: H₂, CH₄, CO, CO₂;

наблюдается существенное отличие в скоростях изменения давления в коррозионной камере для различных газов при экспериментах с графитом без покрытия на фиксированной температуре. Этот факт свидетельствует о существенно отличающихся значениях скоростей реакций и сложном механизме коррозии, зависящем от процессов, имеющих различные константы;

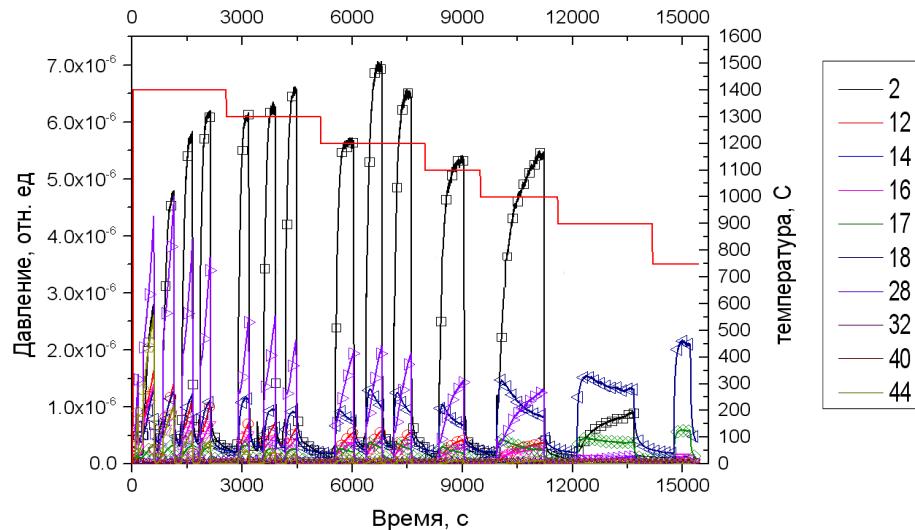


Рисунок 4 – Зависимости изменения давления различных газов в камере с образцами графита IG-110 при напусках паров воды

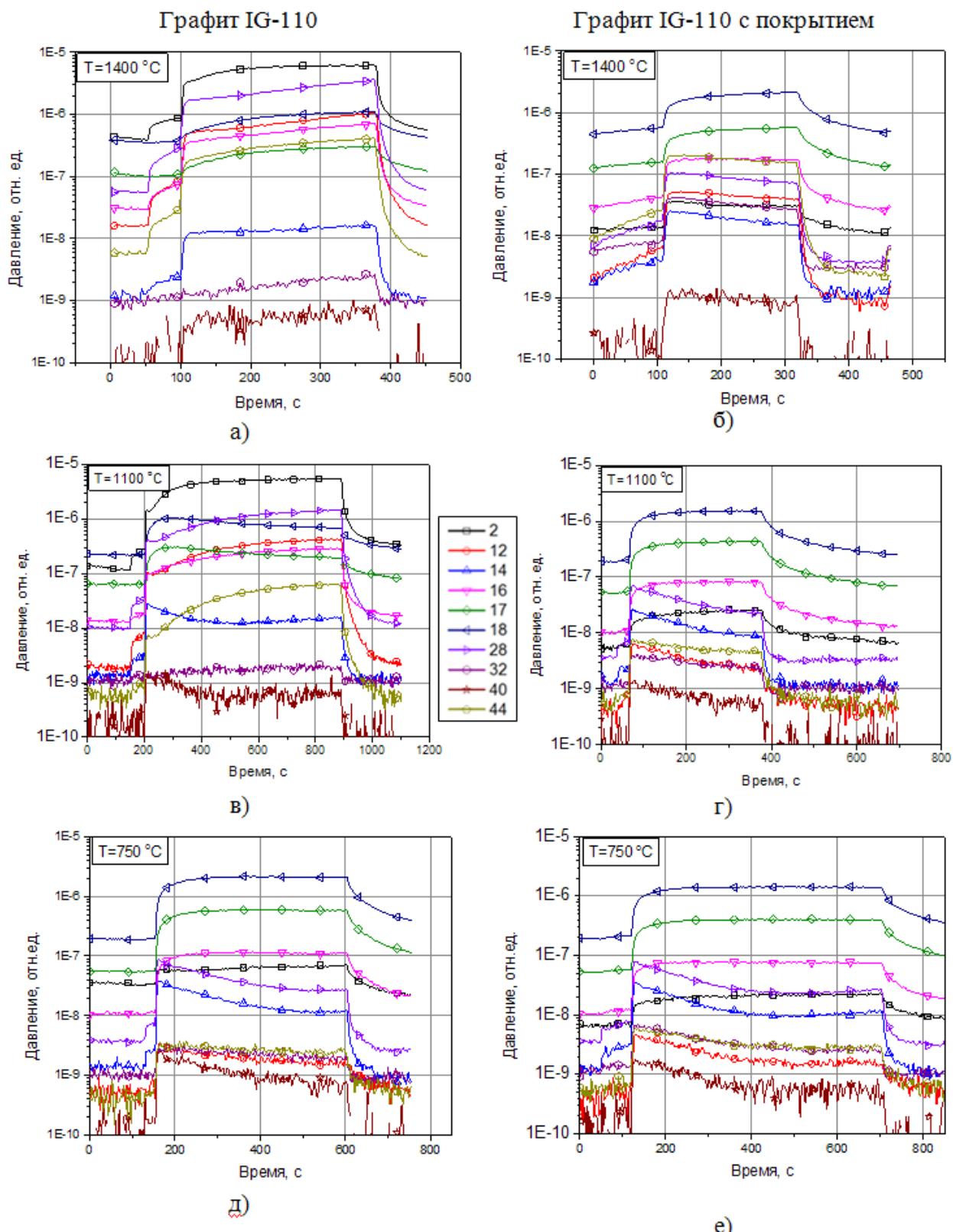


Рисунок 5 – Зависимости изменения состава газа в камере с образцом графита (а, в, д) и с образцом графита с покрытием SiC (б, г, е) в коррозионных экспериментах

Заключение

Проведены эксперименты по высокотемпературной коррозии графита IG-110 (исходных и с SiC покрытием) образцов и получены температурные зависимости кинетик изменения газового состава в коррозионной камере с образцами графита в диапазоне температур от 750°C до 1400°C и при начальных давлениях паров воды в камере 10-100 Па;

Проведен качественный анализ результатов коррозионных экспериментов, который выявил значительное отличие в характере коррозии графита IG-110 от графита с SiC покрытием.

Взвешивание исходного образца позволило определить потерю массы за время испытаний, что составила около 2,6 %, для образца с SiC покрытием заметного изменения массы не наблюдалось.

Литература

- 1 Stoltz Von E. Kohlenstofftransport in den Hoch-emperaturreaktoren THTR und AVR // Report EUR-3900, THTR-44, Brown Boveri. Krupp Reaktorbau G.m.b.H. Mannheim. – 1968. – P. 99-103.
- 2 Pointud M. L. Influence of different Metals on Corrosion Rate of Graphite // Symposium on Basic Research at A.E.R.E. Harwell. – 1964. – 67 p.
- 3 Tortelli P.F. Effect of high water-vapor pressure on oxidation of SiC at 1200C // Journal of The American Ceramic Society. – 2003. -V. 86, №. 8. – P.1249-1255.
- 4 Burnette R. D. Studies of the Rate of Oxidation of ATJ Graphite by Steam // Proceedings of 13th Biennial Conference on Carbon. Irvine, California, July 13-22. – 1977. – P. 429-430.
- 5 Walker P.L Gas Reactions of Carbon // Adv. in Cat. – 1959. – V. 11. – P. 133-219.
- 6 Peroomian M. B. OXIDE-3: A Computer Code for Analysis of HTGR Steam or Air Ingress Accidents // GA Report GA-A12493 (GA-LTR-7). – 1974.
- 7 Miller W. High temperature oxidation of silicon carbide // AFIT Thesis of School of Engineering in Air Force Institute of Technology. OHIO, June. – 1972. – P. 64.
- 8 Schlichting J. Siliziumkarbid ein oxydationfest Hochtemperaturwerkstoff // Ber. Dt. Keram. Ges. – 1979. – V. 56, № 8. – P.196-200.
- 9 Jacobson N.S. Corrosion of Silicon-Based Ceramics in Combustion Environments // J. Am. Ceram.Soc. – 1993. – V. 76. – P. 3-28.
- 10 Zhao J. Oxidation protective behavior of SiC/Si-MoSi₂ coating gor different graphite matrix // Materials Letters. – 2006. – V. 60.– P. 1964-1967.
- 11 Колобов Н.А., Самохвалов М.М. Диффузия и окисление полупроводников. -М.: Металлургия, 1975. – 456 с.
- 12 Deal B. E. General Relationship for the Thermal Oxidation of Silicon // J. of Applied Physics. – 2004. – V.36, № 12. – P. 3770-3778.
- 13 Александров О.В. Модель термического окисления кремния на фронте объемной реакции // Физика и техника полупроводников. – 2008 – Т. 42. – №11 – С. 1400-1406.

References

- 1 Stoltz Von E. Report EUR-3900, THTR-44, Brown Boveri. Krupp Reaktorbau G.m.b.H. (Mannheim, 1968, 99-103).
- 2 M.L. Pointud, «Influence of different Metal on Corrosion Rate of Graphite», Symposium on Basic Research at A.E.R.E. (Harwell, 1964).
- 3 P.F. Tortelli, Journal of The American Ceramic Society, 86(8), 1249-1255, (2003).
- 4 R.D. Burnette, Proceedings of 13th Biennial Conference on Carbon. Irvine, California, July 13-22, 429-430, (1977).
- 5 P.L. Walker, Adv. in Cat., 11, 133-219, (1959).
- 6 M.B. Peroomian, GA Report GA-A12493 (GA-LTR-7), (1974).
- 7 W. Miller, «High temperature oxidation of silicon carbide», AFIT Thesis of School of Engineering in Air Force Institute of Technology. (OHIO, June, 1972, 64p.).
- 8 J. Schlichting, Ber. Dt. Keram. Ges., 56(8), 196-200, (1979).
- 9 N.S. Jacobson, J. Am. Ceram.Soc., 76, 3-28, (1993).
- 10 J. Zhao, Materials Letters, 60, 1964-1967, (2006).
- 11 N.A. Kolobov and M.M. Samohvalov, «Diffuzija i okislenie poluprovodnikov», (Metallurgija, Moscow, 1975, 456 p.) (in russ.).
- 12 B. E. Deal, J. of Applied Physics, 36(12), 3770-3778, (2004).
- 13 O.V. Aleksandrov, Fizika i tehnika poluprovodnikov, 42(11), 1400-1406, (2008) (in russ.).

Плотников С.В.¹, Тұрлыбекұлы А.^{1*}, Манапбаева А.Б.²

¹Восточно-Казахстанский государственный технический университет

имени Д.Серикбаева, г. Усть-Каменогорск, Казахстан

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

*e-mail: aturlybekuly@gmail.com

О МЕХАНИЗМЕ ИНИЦИРОВАНИЯ ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ СИЛЬНОТОЧНЫМ ИМПУЛЬСНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ. ОБЗОР

Актуальность исследований механизма инициирования взрывчатых веществ сильноточным импульсным электронным пучком обусловлена общенаучным и практическим интересом к изучению фундаментальных явлений при взаимодействии мощных направленных потоков энергии с конденсированными средами. В частности, большое практическое значение имеет изучение процесса электронно-пучкового инициирования энергетических материалов с целью практического использования этого способа подрыва в технологических целях (нанесение покрытий, сварка взрывом и др.). Известно, что воздействие сильноточного электронного пучка на диэлектрики и полупроводники приводит к изменению оптических, электрических и механических свойств материалов. В статье представлены основные положения о механизме инициирования взрывчатых веществ (ВВ) сильноточным электронным пучком (СЭП). Проведен обзорный анализ научных работ, посвященных исследованию природы механизма инициирования ВВ при воздействии СЭП. Показано, что на пороге инициирования взрыва свечение энергетических материалов определяется двумя физическими процессами – импульсной катодолюминесценцией твердого тела, которая наблюдается только в момент импульса облучения и свечением продуктов взрывного разложения (плазмой), которое формируется после индукционного периода. Применяемые ранее методики регистрации спектров взрыва энергетических материалов имели недостаточное спектральное разрешение, что не позволяло идентифицировать продукты взрывного разложения исследованных ВВ.

Ключевые слова: сильноточный электронный пучок, механизм инициирования, взрывчатые вещества.

Plotnikov S.V.¹, Turlybekuly A.^{1*}, Manapbaeva A.B.²

¹D. Serikbayev East Kazakhstan state technical university, Ust-Kamenogorsk, Kazakhstan

²Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan

*e-mail: aturlybekuly@gmail.com

Explosives initiation mechanism by high – current electron beam pulse. Overview

The research urgency of the explosives initiation mechanism by a high-current pulsed electron beam is due to general scientific and practical interest in the study of fundamental phenomena in the interaction of powerful directed energy flows with condensed media. In particular, it has a great practical importance to study the process of electron-beam initiation of energy materials in order to use this method of detonation for technological purposes (coating, explosion welding, etc.). It is known that the action of a high-current electron beam on dielectrics and semiconductors leads to a change in the optical, electrical, and mechanical properties of materials. The article presents the main points of the initiation mechanism of explosives by high-current electron beam. Providence overview of scientific papers devoted to the study of nature initiating explosive mechanism under the influence of high-current electron beam. It is shown that on the verge of initiating an explosion glow of energetic materials is determined by two

physical processes – pulsed solid cathodoluminescence, which occurs only when the pulse irradiation and glow of explosive decomposition products (plasma), which is formed after the induction period. The applied methods previously recording the spectra of the explosion of energetic materials have insufficient spectral resolution, which did not allow to identify the products of explosive decomposition studied explosives.

Key words: high-current electron beam initiation mechanism explosives.

Плотников С.В.¹, Тұрлыбекұлы А.^{1*}, Манапбаева А.Б.²

¹Д. Серікбаев ат. Шығыс Қазақстан мемлекеттік техникалық университеті, Өскемен қ., Қазақстан

²Әл-Фараби ат. Қазақ ұлттық университеті, Алматы қ., Қазақстан

*e-mail: aturlybekuly@gmail.com

Жоғары токты импульстік электрондық шоғырмен жарылғыш заттардың инициациялану механизмы. Шолу

Жоғары-ағымдағы импульстік электрондық шоғырлардың көмегімен жарылғыш заттың жарылу себептерін зерттеу, бағытталған энергия сәулелері мен қатты дененің әрекеттесуі іргелі құбылыстарды зерттеу түрғысынан алғанда, қолданбалы мағынасы жоғары, өзекті мәселе болып табылады. Атап айтқанда, ол технологиялық мақсаттарда (жабын тұзу, жарылғыс дәнекерлеу және т.б.) осы әдісті пайдалану үшін энергетикалық материалдарды электрондық шоғырлармен атқылау процесін зерттеу үлкен практикалық маңызы бар. Диэлектрик және жартылай өткізгіштерді жоғары ағымдағы электрондық шоғырлармен атқылау материалдардың оптикалық, электр және механикалық қасиеттерін өзгеруіне әкелетіні белгілі. Мақалада жоғары токты электрондық шоғырдың әсерінен жарылғыс механизмінің негізгі заңдылықтары ұсынылған. Электрондық шоғырдың әсерінен жарылғыс механизмі жайлы бастамашылық сипаттағы зерттеуге арналған ғылыми жұмыстарға сараптамалы шолу жасалды. Жарылғыс инициациялау шегіндегі материалдардың сәулеленуі екі физикалық үдерістермен сипатталады – сәулелендіру мезетінде байқалатын импульсті катодолюминисценциямен және жарылғысты ыдырау өнімдерінің сәулеленеүмен сипатталады.

Түйін сөздер: жоғары токты электрондық шоғырлар, инициациялау механизмі, жарылғыш заттар.

Введение

Азиды тяжелых металлов (АТМ) на протяжении многих лет являются модельными объектами для исследования ВВ, а ТЭН широко используется как вторичное ВВ. Механизм взрывного разложения самих ВВ до настоящего времени точно неизвестен, хотя с момента первого инициирования ТЭН сильноточным электронным пучком (СЭП) с 2003 года прошло более 10 лет. Применение энергии электронного пучка и мощных лазерных импульсов в сочетании с электрофизическими и оптическими методами исследования с высоким времененным разрешением позволило получить обширный спектр экспериментальных данных о процессах, протекающих при взрывном разложении ВВ.

Наиболее сложным является определение физики процессов, связанных с внутренними превращениями ВВ после инициирования, так как скорость данных процессов очень велика, а сам образец после опыта полностью разрушается. На сегодняшний день принято различать механизмы инициирования ВВ на цепной и тепловой метод развития взрыва в ВВ. Обзор проводился

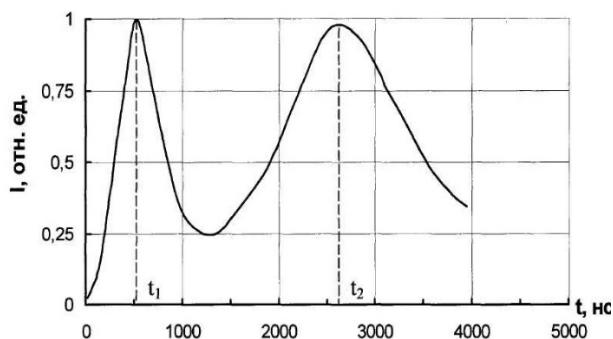
по результатам работ научных групп, имеющих противоположные объяснения механизма развития взрыва.

Взрывное разложение энергетических материалов воздействием сильноточного электронного пучка

Спектрально-кинетические характеристики азидов тяжелых металлов

Кинетика предвзрывного и взрывного свечения несет в себе значительную информацию о процессах, протекающих при инициировании ВВ воздействием СЭП. Согласно [1] кинетика предвзрывной и взрывной люминесценции азидов тяжелых металлов представляет собой кривую, как правило, с двумя пиками короткого (~ 500 нс в полувысоте) и длинновременного свечения (~ 2 мс). Кинетика свечения азода серебра при воздействии СЭП представлен на рисунке 1. По мнению авторов первый пик с максимумом $t_1 \approx 500$ нс (рис.1.) соответствует свечению образца до разрушения – предвзрывная люминесценция (спектр люминесценции рис.2), так как он не соответствует кривой формулы План-

ка, второй пик с максимумом $t_2 \approx 2,5$ мкс соответствует свечению плазмы взрыва с линейчатым спектром (рис.3.). Предвзрывную люминесценцию связывают с дефектами, образующимися в процессе цепной реакции. В работе [1] показано, что взрывное разложение АТМ является следствием экзотермической реакции $2N_3^0 \rightarrow 3N_2$, в результате которой выделяется энергия 10-12 эВ, а характер самой реакции является нетепловой, по причине возрастания проводимости в образце, обуславливающей размножение электронных возбуждений и приводящей к взрыву образца. Позже, в работе [2] описывается гипотеза, что повышение проводимости в нитевидном кристалле азода серебра является следствием перекрывания очагов реакции и образования сплошного канала проводимости в образце, так как в работе [3] экспериментально доказывается, что роль очагов исполняют области вокруг дислокаций.



t_1 – время, соответствующее максимуму предвзрывной люминесценции; t_2 – время, соответствующее максимуму свечения продуктов взрыва.

Рисунок 1 – Полная кинетика взрывного свечения макрокристалла AgN_3 , $\lambda=770$ нм[1]

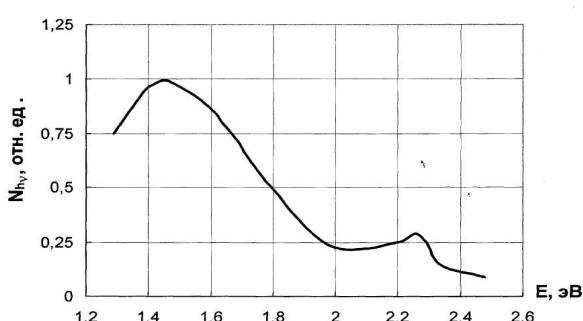


Рисунок 2 – Спектр предвзрывной люминесценции макрокристаллов AgN_3 [1]

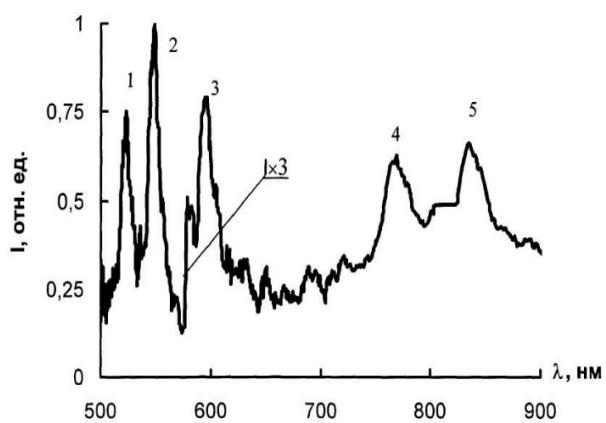


Рисунок 3 – Спектр свечения продуктов взрывного разложения макрокристаллов AgN_3 [1]

В работе [4] представлена еще одна попытка доказать цепную теорию детонации АТМ. На основании акустического сигнала, снимаемого с акустического датчика, установленного непосредственно на образце инициируемым лазером, рисунок 4. Так как часть свечения, опережающая появление акустического сигнала относится к недеформированному образцу и, может быть идентифицирована как предвзрывное свечение. В спектрах плазмы, образующейся в результате взрыва АТМ, идентифицируются линии металлов (серебро, таллий, свинец) и некоторые линии азота (рис. 5). Нужно отметить, что при спектральном разрешении в ~ 15 нм идентифицировать резонансные линии атомов невозможно. Во всех АТМ наблюдается также не идентифицированная линия в районе 770 нм. Спектры предвзрывного свечения, как и в работе [5], не удается описать формулой Планка, что свидетельствует о его нетепловом характере. Такой вывод подтверждается качественным характером спектра (особенно для азода таллия, см. рис. 5а и характером кинетики) спад интенсивности сигнала перед появлением спектра плазмы (см. рис. 5б и 5в). Нетепловой характер предвзрывного свечения позволяет уверенно идентифицировать его как предвзрывную люминесценцию.

Выделены следующие свойства этой люминесценции, существенных для понимания ее природы и механизма взрывного разложения в целом.

Коротковолновая граница люминесценции во всех объектах лежит в области прозрачности. Попытки обнаружения более коротковолнового свечения с использованием более чувствительной аппаратуры не привели к успеху. Этот результат позволяет исключить процесс фоторазмножения из механизмов размножения дырок.

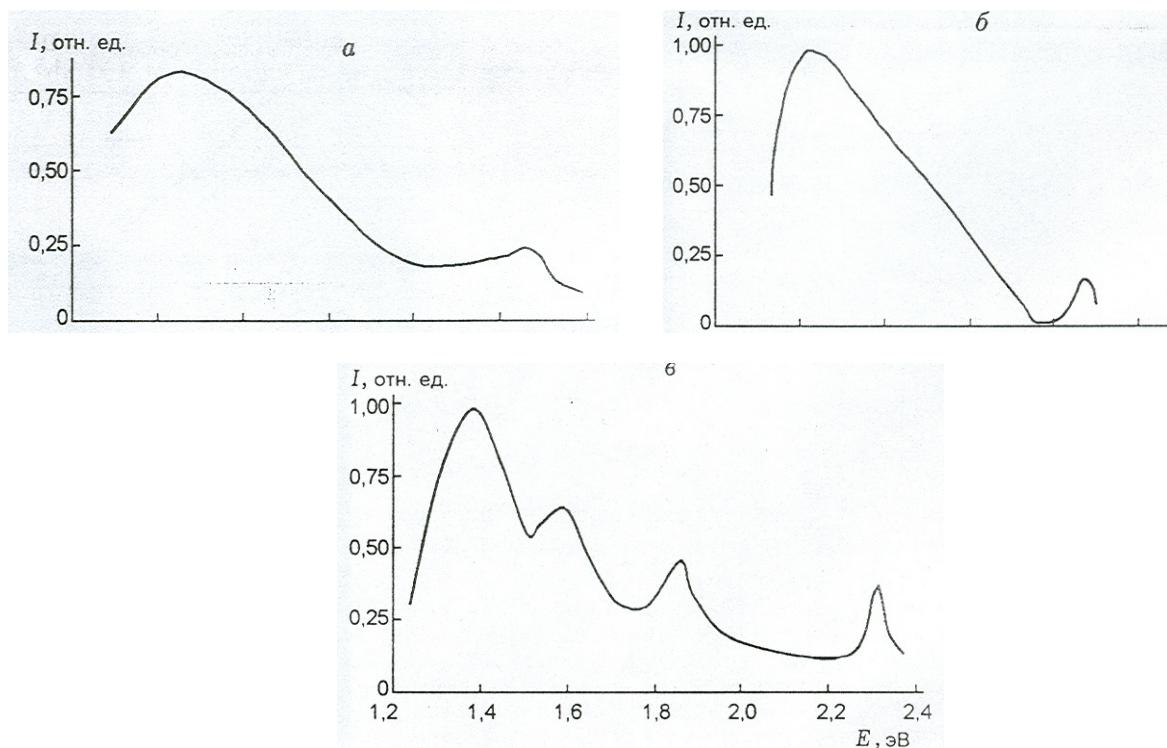


Рисунок 4 – Спектр свечения продуктов свечения взрыва АТМ:
Инициирование импульсом ускорителя; а) AgN₃, интенсивность линий участка спектра 580÷900нм увеличена в 3 раза, б) Pb(N₃)₂, участок спектра 650÷900нм увеличен в 10 раз,
в) TiN₃, участок спектра 570÷900нм увеличен в 15 раз [9]

2. Значительная часть спектра предвзрывной люминесценции соответствует энергиям фотонов, превышающим термическую ширину запрещенной зоны АТМ ($\approx 1\text{--}1,5$ эВ). Следовательно, в данном случае имеет место горячая люминесценция.

3. Синхронные измерения предвзрывной проводимости и люминесценции показывают, что люминесценция наблюдается в области очень высоких концентраций зонных носителей заряда ($\approx 10^{20}$ см⁻³). Уже при значительно меньших концентрациях наблюдаются эффекты насыщения люминесценции, связанный с дефектами. Кроме того, при таких концентрациях становятся существенными процессы поглощения заряда зонными носителями.

4. В [5] было показано, что перед механическим разрушением образец частично плавится. Следовательно, предвзрывная люминесценция наблюдается при температуре, близкой к температуре плавления, при которой люминесценция обычно потушена.

В исследованиях взрывного разложения азидов тяжелых металлов (АТМ) [6] показано, что скорость детонационной химической реакции в

взрывчатом веществе (ВВ) может достигать порядков 10^3 м/с.

В работах [7-9] предлагается цепная теория процессов, реакция взрывного разложения АТМ запускается непосредственно во время воздействия инициирующего импульса. Далее идет период спада интенсивности катодолюминесценции (КЛ) связанный с протеканием конкурирующих процессов, заполнением ловушек, центров рекомбинации и размножением активных частиц (дырок). Время же протекания данных процессов, по оценки авторов, составляет ~ 100 нс [10].

Тепловая теория реакции в ВВ приводящая к взрыву рассматривается в [11-13]. Природа предвзрывной люминесценции подробно описана в [14] и доказывает, что все предыдущие исследования наблюдали совсем другое явление, а не ИКЛ. Благодаря расположению образца под углом в 45° на алюминиевой фольге можно отсеять, непосредственно ИКЛ, так как фольга не-прозрачна для света и прозрачна для СЭП. Сравнение осцилограмм свидетельствует о том, что в первом случае (рис. 6б) наблюдается два пика свечения: пик ИКЛ и следующий, с задержкой

~0,2 мкс. Во втором случае ИКЛ не наблюдается, но наблюдается следующий пик, так как фольга разрывается продуктами взрывного разложения. Максимум последнего сдвигается на ~100 нс, поскольку продукты взрыва задерживаются на фольге. Исходя из полученных данных авторы считают, что в момент воздействия электронного пучка на образец возникает ИКЛ азота серебра с длительностью импульса электронного пучка (~25 нс). Далее следует индукционный период (~200 нс), в результате детонации образца в зоне облучения и прилегающей к ней области возникает плотный сгусток низкотемпературной плазмы. Облучение АТМ электронным пучком с пороговой плотностью энергии $H \geq 0.1$ Дж/см² приводит к формированию сильного электрического поля в зоне торможения СЭП и электрическому пробою образца. Электрический пробой реализуется в форме сверхзвуковых анодных разрядов, развивающихся со стороны облучаемой поверхности образца в область локализации отрицательного объемного заряда электронного пучка. Анодный разряд в дизелектриках (или стримерах полупроводниках) представляет собой домен электрического поля размером 3–5 мкм,

распространяющийся со скоростью – 10⁸ см/с. В результате за время – 10⁻¹¹ с фронт стримера формирует горячую точку «объемом – 10⁻¹⁰ см³ сильно возбужденного вещества с концентрацией неравновесных носителей 10²⁰–10²² см⁻³ и удельным энерговкладом 10³–10⁴ Дж/см³. Первичными являются электронно-дырочные процессы, развивающиеся на фронте ударной волны сверхзвукового анодного разряда. Затем, практически мгновенно, за фронтом стримера в результате рекомбинации неравновесных носителей заряда формируется горячая точка «из которой развивается начальная волна взрывного разложения. Наиболее сложным для качественного и количественного описания являются начальные процессы, развивающиеся на фронте ударной волны анодного разряда и прилегающей к нему переходной области канала, заполненной плотной плазмой [13].

Необходимо отметить тот факт, единственный, что не вызывает споров, это уменьшение индукционного периода ВВ с увеличением плотности энергии инициирующего электронного пучка и оценке пороговой плотности энергии пучка в $H=0,1$ Дж/см².

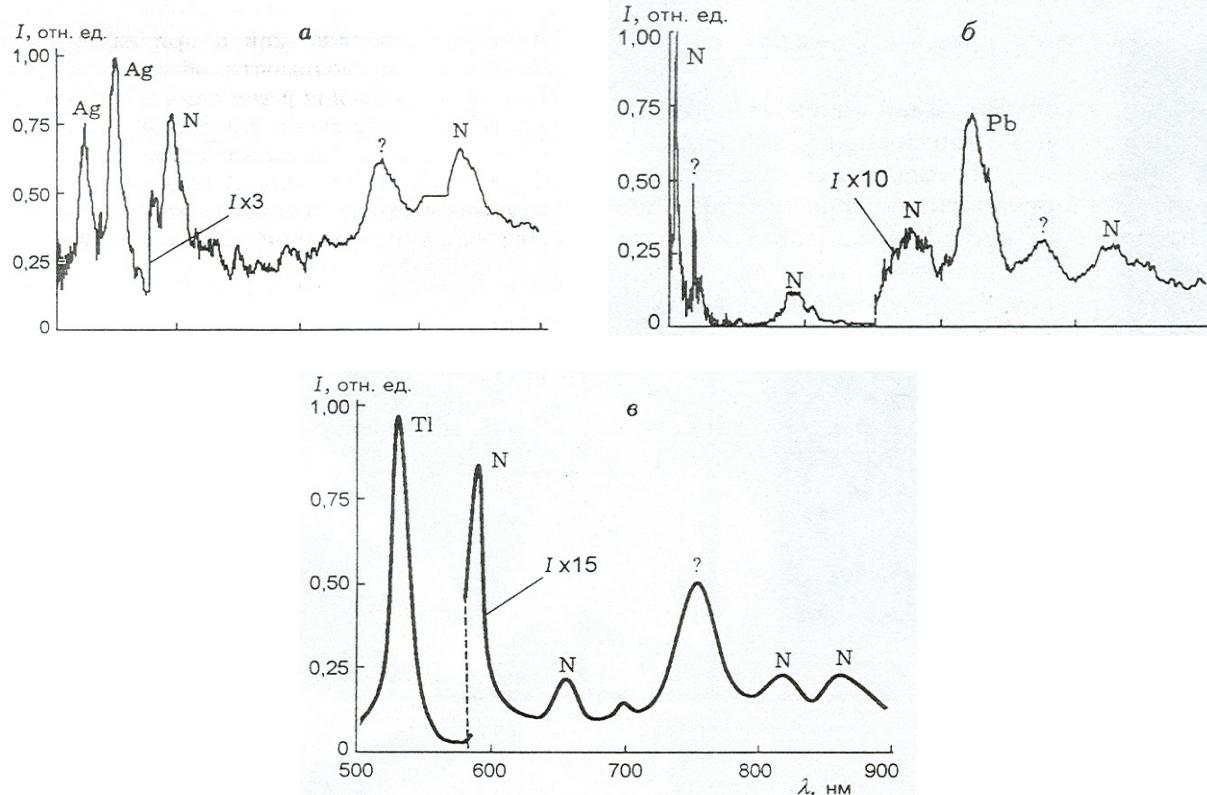


Рисунок 5 – Спектры предвзрывной люминесценции АТМ:
а) AgN_3 , б) $\text{Pb}(\text{N}_3)_2$, в) TlN_3 [10]

Спектрально-кинетические характеристики тетранитратпентаэритрита

В работе [15], целью которой являлось обоснование «электроизрядной» гипотезы, доказана тепловая природа детонации ТЭНа при воздействии СЭП достаточной плотности энергии. Согласно данной теории, взрыв развивается из «горячих точек», роль которых выполняют каналы электрического пробоя. Основанием для этой гипотезы являлись косвенные экспериментальные результаты, полученные при исследовании физико-химических процессов, развивающихся в энергетических материалах [12-16], и данные по электрическому пробою пассивных (не энергетических) диэлектриков под действием СЭП [17-19]. При исследовании спектров взрывного свечения, необходимо достаточное спектральное разрешение системы регистрации, для точной и бесспорной идентификации спектров свечения продуктов взрывного разложения. Так например, в кандидатской диссертации автора [20] приводятся результаты исследования спектров взрывного свечения ТЭНа рисунок 7 и рисунок 8. Автор отметил, что спектр взрывного свечения возникает при взрыве образца в результате развития химической реакции, наблюдается сплошной спектр, на который накладывается линия свечения возбужденных молекул азота, однако очевидно, что при спектральном разрешении ~ 15 нм, легко ошибиться с выводами, и перепутать, например, уширенную резонансную линию примесного атома ВВс молекулярным спектром продуктов взрывного разложения.

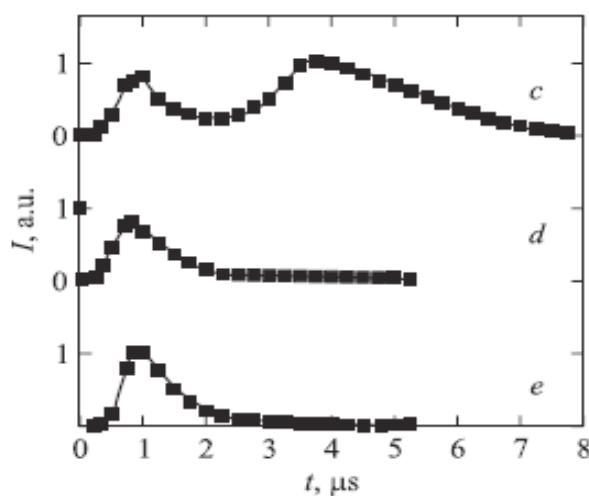


Рисунок 6 – Кинетика взрывного свечения азида серебра, $\lambda=600$ нм. Кинетики взрывного свечения: а – при панорамной съемке, б – при облучении со свободной стороной образца, в – при установке фольги [12]

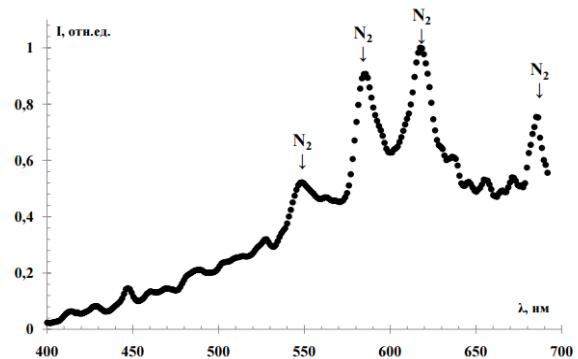


Рисунок 7 – Спектр свечения ТЭНа при взрыве для момента времени, соответствующего максимуму второго пика кинетики свечения, 850 нс [20]

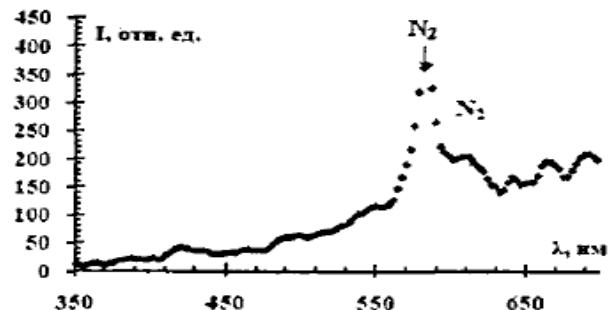


Рисунок 8 – Спектр разлетающихся продуктов взрыва монокристалла ТЭНа на 850 нс [20]

Заключение

Анализ экспериментальных работ, посвященных исследованию процесса инициирования энергетических материалов сильноточным электронным пучком позволяет сделать следующие выводы. Установлена физическая природа взрывного свечения и поглощения, сопровождающих взрывное разложение энергетических материалов при инициировании взрыва электронным пучком. Показано, что на пороге инициирования взрыва свечение энергетических материалов определяется двумя физическими процессами – импульсной катодолюминесценцией твердого тела, которая наблюдается только в момент импульса облучения и свечением продуктов взрывного разложения (плазмой), которое формируется после индукционного периода. Применяемые ранее методики регистрации спектров взрыва энергетических материалов имели недостаточное спектральное разрешение, что не позволяло идентифицировать продукты взрывного разложения исследованных ВВ.

Литература

- 1 Адуев Б.П., Алукер Э.Д., Белокуров Г.М., Кречетов А.Г. Предвзрывная проводимость азида серебра // Письма в ЖТФ. – 1995. – Т. 62. – С.203-204.
- 2 Адуев Б.П., Алукер Э.Д., Белокуров Г.М., Кречетов А.Г., Митрофанов А.Ю. Кинетика ранних стадий предвзрывной проводимости азида серебра // ФГВ. – 2002. – №38. – С.141-144.
- 3 Крашенин В.И., Кузьмина Л.В., Захаров В.Ю .Физико-химические процессы, инициированные постоянным электрическим полем в нитевидных кристаллах азида серебра // Журн.прикл.химии. – 1996. – №69. – С.21-24.
- 4 Адуев Б.П., Алукер Э.Д., Кречетов А.Г., Митрофанов А.Ю. Распространение цепной реакции взрывного разложения в кристаллах азида серебра // ФГВ. – 2003. – №39. – С.104-106.
- 5 Адуев Б.П., Алукер Э.Д., Кречетов А.Г. Спектр предвзрывной люминесценции азида серебра // Письма в ЖТФ. – 1996. – Т. 22. – С.24-27.
- 6 Адуев Б.П., Алукер Э.Д., Кречетов А.Г., Белокуров Г.М., Митрофанов А.Ю. Кинетика предвзрывной проводимости азида серебра // Письма в ЖТФ. – 1999. – Т. 25. – С.44-48.
- 7 Адуев Б.П., Алукер Э.Д., Кречетов А.Г., Митрофанов А.Ю. Топография зарождения реакции взрывного разложения азида серебра при инициировании импульсом электронного ускорителя // ФГВ. – 2003. – №39. – С.105-108.
- 8 Адуев Б.П., Алукер Э.Д., Кречетов А.Г. Дивакационная модель инициирования азидов тяжелых металлов // ФГВ. – 2004. – Т. 40. – С.95-99.
- 9 Адуев Б.П., Алукер Э.Д., Белокуров Г.М., Тупицин Е.В. Топография зарождения реакции взрывного разложения азида серебра при инициировании импульсом электронного ускорителя // ФГВ. – 2005. – № 41. – С.116-118.
- 10 Адуев Б.П., Алукер Э.Д., Гречин С.С., Тупицин Е.В. Спектрально-кинетические характеристики продуктов взрывного разложения азида серебра // Письма в ЖТФ. – 2005. – Т. 31. – С.7-11.
- 11 Корепанов В.И., Лисицын В.М., Олешко В.И., Ципилев В.П. Импульсная катодолюминесценция азидов тяжелых металлов // Письма в ЖТФ. – 2002. – Т. 28. – С.48-52.
- 12 Олешко В.И., Корепанов В.И., Лисицын В.М., Ципилев В.П. О природе свечения, возникающего при облучении тетранитропентаэритрита электронным пучком // ФГВ. – 2007. – №43. – С.87-89.
- 13 Олешко В.И., Damamme G., Malys D., Лисицын В.М. Инициирование взрывного разложения азидов тяжелых металлов электрическим разрядом, индуцированным электронным пучком // Письма в ЖТФ. – 2009. – Т. 35. – С.55-61.
- 14 Олешко В.И., Корепанов В.И., Лисицын В.М., Ципилев В.П. О физической природе свечения и поглощения, сопровождающих взрывное разложение азидов тяжелых металлов // Письма в ЖТФ. – 2004. – Т. 30. – С.17-22.
- 15 Олешко В.И., Корепанов В.И., Лисицын В.М., Ципилев В.П. Электрический пробой и взрывное разложение монокристаллов тетранитрата пентаэритрита при облучении электронным пучком // Письма в ЖТФ. – 2012. – Т. 38. – С.37-43.
- 16 Олешко В.И., Корепанов В.И., Лисицын В.М., Ципилев В.П. // Забабахинские научные чтения: сборник материалов IX международной конференции.г. Снежинск: Изд-во РФЯЦ-ВНИИТФ. – 2007. – С.58-59.
- 17 Лисицын В.М., Олешко В.И. Электрический пробой ЩГК при импульсном облучении // Письма в ЖТФ. – 1983. – №9. – С.15–18.
- 18 Олешко В.И., Штанько В.Ф. Механизм разрушения высокоменных материалов под действием мощных электронных пучков наносекундной длительности// ФТТ. – 1987. – Т.29(2). – С.320–324.
- 19 Олешко В.И. Пороговые процессы в твердых телах при взаимодействии с сильноточными электронными пучками // Дис. ... докт. физ.-мат. наук. Томск, 2009. – 317.
- 20 Гречин С.С. Исследование спектрально-кинетических характеристик радиолюминесценции и взрывного свечения тетранитропентаэритрита при инициировании импульсным пучком электронов: дис. ... канд. физ.-мат. наук. – Кемерово / Кемеровский гос. университет, 2007. – 132 с.

References

- 1 B.P. Aduiev, E.D. Aluker, G.M. Belokurov, A.G. Krechetov, Techn. Phys. Lett., 62, 203-204, (1995). (in russ.)
- 2 B.P. Aduiev, E.D. Aluker, G.M. Belokurov, A.G. Krechetov, A.Y. Mitrofanov, SCF, 38, 141-144, (2002). (in russ.)
- 3 V.I. Krasheniny, L.V. Kuzmin, V.Y. Zakharov, Zhurn.prikl.himii, 69, 21-24, (1996). (in russ.)
- 4 B.P. Aduiev, E.D. Aluker, A.G. Krechetov, A.Y. Mitrofanov, SCF, 39, 104-106, (2003). (in russ.)
- 5 B.P. Aduiev, E.D. Aluker, A.G. Krechetov, Techn. Phys. Lett., 22, 24-27, (1996). (in russ.)
- 6 B.P. Aduiev, E.D. Aluker, A.G. Krechetov, G.M. Belokurov, A.Y. Mitrofanov, Technical Physics Letters, 25, 44-48, (1999). (in russ.)
- 7 B.P. Aduiev, E.D. Aluker, A.G. Krechetov, A.Y. Mitrofanov, SCF, 39, 105-108, (2003). (in russ.)
- 8 B.P. Aduiev, E.D. Aluker, A.G. Krechetov, SCF, 40, 95-99, (2004). (in russ.)
- 9 B.P. Aduiev, E.D. Aluker, G.M. Belokurov, E.V. Tupitsin, SCF, 41, 116-118, (2005). (in russ.)
- 10 B.P. Aduiev, E.D. Aluker, S.S. Grechin, E.V. Tupitsin, Techn. Phys. Lett., 31, 7-11, (2005) (in russ.)

- 11 V.I. Korepanov, V.M. Lisitsyn, V.I. Oleshko, V.P. Tsipilev, Techn. Phys. Lett., 28, 48-52, (2002). (in russ.)
- 12 V.I. Oleshko, V.I. Korepanov, V.M. Lisitsyn, V.P. Tsipilev, SCF, 43, 87-89, (2007). (in russ.)
- 13 V.I. Oleshko, G. Damamme, D. Malys, V.M. Lisitsyn, Techn. Phys. Lett., 35, 55-61, (2009) (in russ.)
- 14 V.I. Oleshko, V.I. Korepanov, V.M. Lisitsyn, V.P. Tsipilev, Techn. Phys. Lett., 30, 17-22, (2004). (in russ.)
- 15 V.I. Oleshko, V.I. Korepanov, V.M. Lisitsyn, V.P. Tsipilev, Techn. Phys. Lett., 38.37-43. (2012). (in russ.)
- 16 V.I. Oleshko, V.I. Korepanov, V.M. Lisitsyn, V.P. Tsipilev Zababakhin scientific readings: a collection of materials IX international conference. Snezhinsk: Izd VNIITF, 58-59. (2007). (in russ.)
- 17 V.M. Lisitsyn and V.I. Oleshko, Techn. Phys. Lett., 9, 15-18, (1983). (in russ.)
- 18 V.I. Oleshko, V.F. Shtanko, FTT, 29, 320-324, (1987). (in russ.)
- 19 V.I. Oleshko, Dis. ... Doctor. Sci. Sciences, Tomsk, 2009. 317p. (in russ.)
- 20 S.S. Grechin, Dis. ... Cand. Sci. Sciences, Kemerovo State. University, 2007. – 132 p. (in russ.)

Плотников С.В.¹, Олешко В.И.², Тұрлыбекұлы А.^{1*}, Манапбаева А.Б.³

¹Восточно-Казахстанский государственный технический университет имени Д.Серикбаева,
г. Усть-Каменогорск, Казахстан

²Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

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

*e-mail: aturlybekuly@gmail.com

СПЕКТРОСКОПИЯ ТВЕРДЫХ ТЕЛ С ПРИМЕНЕНИЕМ ЭНЕРГИИ ВЗРЫВА

Для целей геохимии и экологических исследований вызывают интерес установки, позволяющие проводить элементный анализ непосредственно твердой фазы. Современные приборы, использующие индуктивно-связанную плазму для эмиссионной спектрометрии и для масс-спектрометрии – предназначены для анализа растворов и имеют существенные ограничения по концентрации примесей. Растворение геологических проб достаточно трудоемкий и сложный процесс из-за широкого разнообразия состава и большого количества анализируемых элементов, которые интересуют геохимиков. В данной статье изучена возможность применения энергии взрыва конденсированных взрывчатых веществ в аналитической спектроскопии твердых тел. Для атомизации и возбуждения эмиссионных спектров твердых тел (Al_2O_3) применялись прессованные порошки фуразонететразиндиоксида (ФТДО, $\text{C}_2\text{N}_6\text{O}_3$). Инициирование взрыва проводилось воздействием сильноточного электронного пучка. В спектрах плазмы взрыва идентифицированы атомы примесей, входящих в состав ФТДО, а также атомы и молекулы, образующиеся при испарении Al_2O_3 . Главное преимущество применения ВВ в спектральном анализе – экспрессность метода, возможность определения элементного состава взрывчатых веществ, а также других конденсированных материалов. Регистрация примесей щелочных металлов в спектре свечения ФТДО свидетельствует о высокой чувствительности разработанной методики.

Ключевые слова: взрывной источник света, аналитическая спектроскопия, спектры взрывного свечения.

Plotnikov S.V.¹, Oleshko V.I.², Turlybekuly A.^{1*}, Manapbaeva A.B.³

¹D. Serikbayev East Kazakhstan state technical university, Ust-Kamenogorsk, Kazakhstan

²Tomsk Polytechnic University, Tomsk, Russia

³Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan

*e-mail: aturlybekuly@gmail.com

Solids spectroscopy with applying explosion energy

For the purposes of geochemistry and environmental studies, it is interest to establish systems that allow the elemental analysis of the solid phase itself. Modern instruments using inductively coupled plasma for emission spectrometry and for mass spectrometry are designed for analysis of solutions and have significant limitations on the concentration of impurities. Dissolution process of geological samples is a laborious and complex process due to the wide variety of composition and the large number of analyzed elements that geochemists are interested in. The possibility of using the explosion energy of condensed explosives in solids analytical spectroscopy was investigated. For the atomization and excitation, emission spectra of solids (Al_2O_3) were used pressed powders of furazanotetrazinedioxide (FTDO, $\text{C}_2\text{N}_6\text{O}_3$). Initiation of the explosion was induced by the influence of high-current electron beam. The impurity atoms that are the part of FTDO, as well as atoms and molecules formed by the evaporation of Al_2O_3 were identified in the spectra of explosion plasma.

Key words: explosive light source, analytical spectroscopy, luminescence spectra of explosive.

Плотников С.В.¹, Олешко В.И.², Тұрлыбекұлы А.^{1*}, Манапбаева А.Б.³

¹Д. Серікбаев ат. Шығыс Қазақстан мемлекеттік техникалық университеті, Өскемен қ., Қазақстан

²Томск политехникалық университеті, Алматы қ., Қазақстан

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

*e-mail: aturlybekuly@gmail.com

Жарылыс энергиясын қолданылуымен қатты денелердің спектроскопиясы

Геохимия және экологиялық зерттеулер мақсаттары үшін тікелей қатты фазадан элементтік талдау жасауға мүмкіндік беретін қондырылар қызығушылық тұдырады. Эмиссионды спектрометрия және масс-спектрометрия үшін индуктивті қосарланған плазманы пайдаланылатын заманауи құралдардан элементтік талдау алу арналы ерітінді қоспалар қолданылады, бұл әдістің айтарлықтай шектеулері бар. Геологиялық ұлғілерді даярлау сарапталатын элементтердің алуан түрлігіне байланысты ұзақ және күрделі процесс болып табылады. Бұл жұмыста ықшамдаған жарылыс энергиясын қатты денелердің аналитикалық спектроскопиясында пайдалану мүмкіндігі зерттелген. Қатты денелерді (Al_2O_3) атомдық қүйге келтіру және сөүле спектрін қоздыру үшін фуразанотетразиндиоксидтің (ФТДО, $\text{C}_2\text{N}_6\text{O}_3$) прессстелген ұнтағы пайдаланылды. Жоғары токты электрондық шоғыржарылыштың жарылысын инициациясы үшін қолданылды. Жарылыс плазма спектрінде ФТДО қоспалары, сондай-ақ, Al_2O_3 -тің атомдары мен молекулалары анықталған.

Түйін сөздер: сәуленің жарылыш көзі, аналитикалық спектроскопия, жарылыс плазма спектрлері.

Введение

В настоящее время атомный спектральный анализ применяется в различных областях естествознания и производственной деятельности человека, позволяет быстро и точно устанавливать состав вещества. Переводить вещество в газообразное состояние можно путем воздействия на твердое вещество мощных направленных концентрированных потоков энергии (МНКПЭ) к которым следует отнести лазерное излучение и сильноточные электронные пучки [1-3]. При таком воздействии достигается мгновенное испарение любого вещества и одновременное поступление в аналитический плазменный факел всех элементов, входящих в состав пробы независимо от их летучести.

В этом аспекте интерес представляют и взрывные источники излучения (ВИИ) на основе детонации конденсированных взрывчатых веществ (ВВ). Высокое удельное энергосодержание ВВ (~ 5 кДж/г) и малое время его выделения позволяет получать высокие уровни удельной тепловой мощности и обеспечить нагрев любого вещества до десятков тысяч градусов. При этом все вещества переходят в плазменное состояние и испускают мощное оптическое излучение. В работах [4-5] показана возможность получения долгоживущих плазменных образований с полным выходом оптического излучения на уровне нескольких процентов от запасаемой химической энергии ВВ.

Что касается возможностей применения ВИИ в аналитической спектроскопии вещества,

то таких исследований, насколько нам известно, не проводились.

Цель данной работы – изучить возможность применения взрывных источников излучения на основе детонации конденсированных ВВ в атомной и молекулярной спектроскопии.

Экспериментальная часть

В качестве исследуемых проб использовался порошок Al_2O_3 . Для атомизации и возбуждения эмиссионных спектров применялись прессованные порошки фуразанотетразиндиоксида ($\text{C}_2\text{N}_6\text{O}_3$, ФТДО) в виде таблеток толщиной 400 мкм и диаметром 3 мм, полученные прессованием под давлением 10^9 Па[2]. Инициирование взрыва производилось воздействием сильноточного электронного пучка (СЭП). Методы и процессы взрывного разложения использованных ВВ с помощью СЭП подробно описаны в работах [1-3]. Для демонстрации возможности применения ВВ как источника возбуждения спектров на таблетку ФТДО помещалась исследуемая проба.

Источником инициирования взрыва ВВ являлся СЭП, генерируемый с помощью импульсного ускорителя электронов на основе ГИН-600 конструкции Г.А. Месяца и Б.М. Ковальчука. Регистрация эмиссионных спектров производилась с помощью оптоволоконного интегрального спектрометра AvaSpec Dual, спектральный диапазон измерений составлял 200–480 и 480–980 нм, спектральное разрешение $\approx 1,5$ нм.

Спектры высокого разрешения до 0,1 нм, зарегистрировались на фотоаппарат SONY, установленный вместо выходной щели монохроматора МДР-23, спектральный диапазон измерений этого метода составлял 400–700 нм, ширина получаемых спектрограмм – 25 нм.

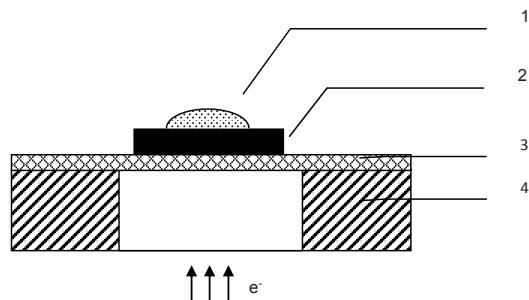


Рисунок 1 – Схема инициирования ФТДО электронным пучком:
1 – образец, 2 – таблетка ФТДО, 3 – алюминиевая фольга 10 μm , 4 – анод

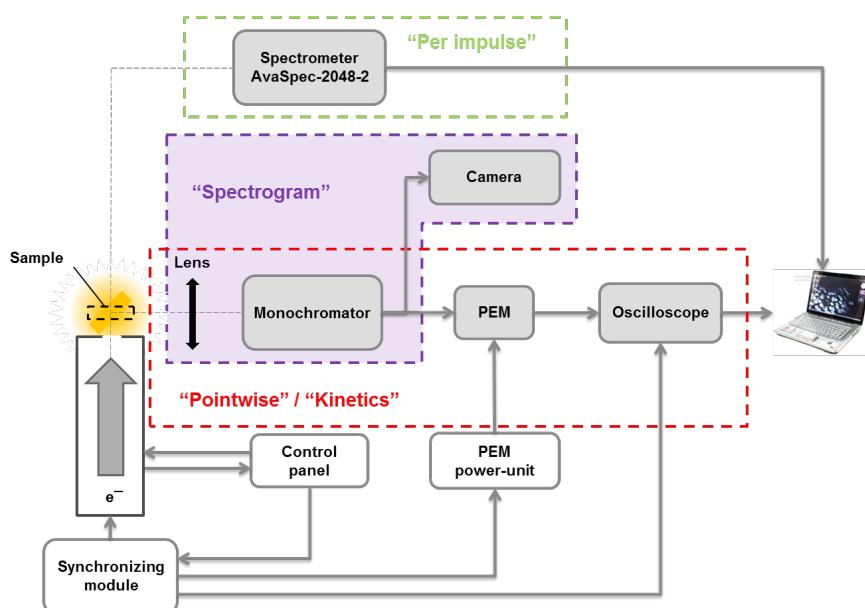


Рисунок 2 – Схема экспериментальной установки

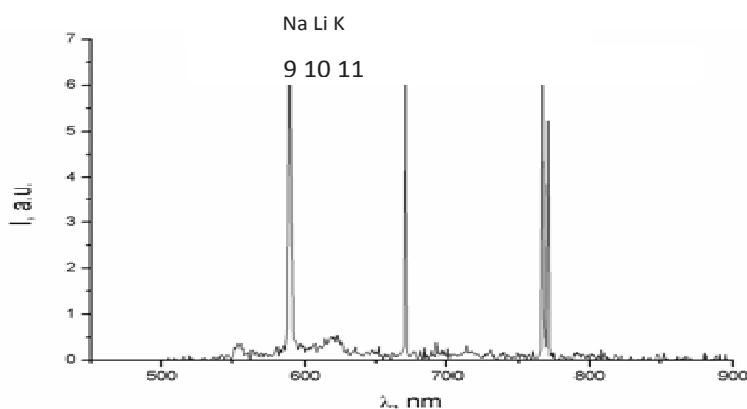


Рисунок 3 – Спектр взрывного свечения прессованных образцов ФТДО

Результаты и обсуждение

Предварительно были изучены спектры плазмы взрыва «чистых» образцов ФТДО. На рисунке 3 приведены атомно-эмиссионные спектры взрыва. Видно, что на фоне малоинтенсивного сплошного спектра выделяются четыре линии, принадлежащие: натрию (588,9 нм и 589,5 нм), литию (670,7 нм) и калию (769,8 нм и 766,4 нм). Дублет линий натрия зарегистрирован как одна линия вследствие недостаточной разрешающей способности спектрометра. Согласно исследованиям [3] линий щелочных металлов (Na, Li, K), обнаруженные в плазме взрыва ФТДО, свидетельствует о вхождении примесей в состав образцов при их изготовлении. Подробная идентификация спектров представлена в таблице 1.

Таблица 1 – Идентификация спектральных линий плазмы взрыва ФТДО

Номер линии	Линия в спектре, нм	Идентификация, нм
1	285,2	
2	308,15	Al I (308,21529)
3	309,2	Al I (309,28386)
4	393,24	Ca I (393,37)
5	394,35	Al I (394,40005)
6	396,10	Al I (396,15200)
7	396,76	Ca I (396,85)
8	422,56	Ca I (422,673)
	446,65 – 465,0 467,43 – 473,26	AlO(447,05 -464,82) AlO (467,20 – 473,55)
	483,90– 489,03 507,5– 540,84	AlO (484,21 – 488,84) AlO(507,93 – 541,05)
9	590,2	Na I (588,99) Na I (589,59)
10	670,9	Li I (670,776) Li I (670,791)
11	766,4 769,9	K I (766,4899) K I (769,8964)

Спектр взрывного свечения ФТДО с добавлением порошка Al_2O_3 приведен на рисунках 4 и 5. В спектрах взрывного свечения четко установлены и идентифицированы атомные линии алюминия (линии 2 и 3 см.рис.4) и серии линий принадлежащих молекуле AlO (см.рис.5). Подробная идентификация спектров представлена в таблице 1.

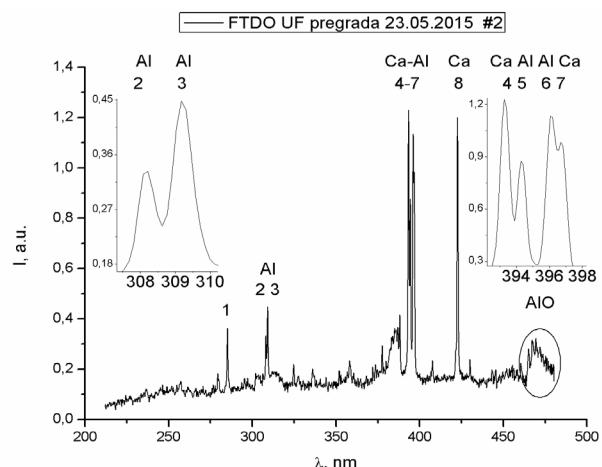


Рисунок 4 – Спектр взрывного свечения прессованных образцов ФТДО с добавлением порошка Al_2O_3

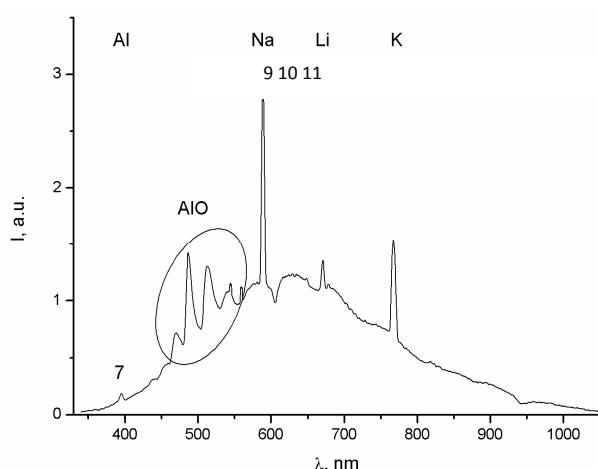


Рисунок 5 – Спектр взрывного свечения прессованных образцов ФТДО с добавлением порошка Al_2O_3

В спектрах взрывного свечения, также идентифицированы атомарные линии кальция. Поскольку кальций является основным «загрязнителем» поверхности металлов, предполагается, что данный элемент вносится в плазменный факел взрыва с поверхности анода. Люминесценция атомов, ионов и молекул азота в условиях эксперимента не обнаружена.

Заключение

Продемонстрирована возможность применения ВВ (на примере ФТДО с добавлением порошка Al_2O_3), как источника возбуждения спектров в АЭСА и молекулярном спектральном анализе.

Регистрация примесей щелочных металлов в спектре свечения ФТДО свидетельству-

ет о высокой чувствительности разработанной методики. Главное преимущество применения ВВ в спектральном анализе — возможность

определения элементного состава взрывчатых веществ, а также других конденсированных материалов.

Литература

- 1 Олешко В.И. Спектральный элементный анализ с использованием мощных электронных пучков : учебное пособие. — Томск: Изд-во ТПУ, 2012. — 96 с.
- 2 Oleshko V.I., Zarko V.E., Lysyk V.V., Tsipilev V.P. and Kalmykov P.I. Explosion initiation of furazanotetrazine dioxide by a high-current electron beam // Technical Physics Letters. — 2015. — Vol. 41(6). — P.519–521.
- 3 Oleshko V.I., Vil'chinskaya S.S., Kupchishin A.I., Gorina S.G. Luminescence of Zinc Selenide Crystals Excited by Electron Beam Pulse // Известия вузов. Физика. — 2012. — Т.55, № 11-3. — С.147-150.
- 4 Буланов С.С., Есиев Р.У., Камруков А.С., Козлов Н.П., Морозов М.И., Росляков И.А. Взрывные плазменно-вихревые источники оптического излучения // Журнал технической физики. — 2010. — Т. 80, вып. 11. — С.87-94.
- 5 Юсупалиев У., Юсупалиев П.У., Шутеев С.А.Импульсное осесимметричное истечение плотной плазмы в газовую среду. 2. Условия образования и устойчивость плазменного тороидального вихря // Журнал технической физики. — 2007. — Т.77, вып.7. — С.50-62.

References

- 1 V.I. Oleshko, Spektral'nyy elementnyy analiz s ispol'zovaniyem moshchnykh elektronnykh puchkov: uchebnoye posobiye (Tomsk: Izd-vo TPU, 2012, 96 p.) (in russ).
- 2 V.I. Oleshko, V.E. Zarko, V.V. Lysyk, V.P. Tsipilev P.I., Technical Physics Letters, 41(6), 519–521, (2015). (in russ).
- 3 V.I. Oleshko, S.S. Vil'chinskaya, A.I. Kupchishin, S.G. Gorina, Izvestiya vuzov. Fizika, 55(11-3), 147-150, (2012). (in russ).
- 4 S.S. Bulanov, R.U. Yesiyev, A.S. Kamrakov, N.P. Kozlov, M.I. Morozov, I.A. Roslyakov, Zhurnal tekhnicheskoy fiziki, 80(11), 87-94, (2010). (in russ).
- 5 U. Yusupaliyev, P.U. Yusupaliyev, S.A. Shuteyev, Zhurnal tekhnicheskoy fiziki, 77(7), 62, (2007). (in russ).

2-бөлім

**ЖЫЛУ ФИЗИКАСЫ ЖӘНЕ
ТЕОРИЯЛЫҚ ЖЫЛУ ТЕХНИКАСЫ**

Раздел 2

**ТЕПЛОФИЗИКА И
ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ТЕПЛОТЕХНИКА**

Section 2

**THERMAL PHYSICS AND
THEORETICAL THERMAL ENGINEERING**

МРНТИ 30.17.27

**Аскарова Ә.С., Бөлекенова С.А., Бөлекенова С.А.,
Максимов В.Ю., Оспанова Ш.С.* , Нұғыманова А.О.,
Утелов С.М.**

Әл-Фараби ат. Қазақ ұлттық университеті, ЭТФЗИ,
Алматы қ., Қазақстан
*e-mail: shinar_ospanova87@mail.ru

**КӨМІРСҮТЕКТІ СҰЙЫҚ ОТЫНДАРДЫҢ
ЖАНУ ПРОЦЕСІНЕ ТУРБУЛЕНТТІЛІКТІҢ ӘСЕРІН
КОМПЬЮТЕРАЛІК МОДЕЛЬДЕУ**

Сұйық отындардың жануын сандық зерттеу күрделі өзара процестер мен құбылыстарды есепке алуды талап ететіндіктен, жылуфизикадағы маңызды мәселе болып табылады. Сондықтан есептеуіш эксперимент жану процестерін зерттеу мен жану процестерін қолданатын әртүрлі құрылғыларды жобалауда негізгі элемент болып табылады. Жұмыста жоғары турбуленттіліктерін сұйықт отындардың жану процесін сипаттайтын математикалық модель мен негізгі теңдеулер берілген. Тетрадекан үшін жану камерасындағы турбуленттіліктің деңгейіне қатысты бүркү және дисперсия процестеріне зерттеу жүргізілді. Жүргізілген компьютерлік модельдеу нәтижелерінде максимал температураның қысымқа тәуелділігі, көміртегі қос totyбының массаға қатысты таралуы, тамшылардың радиус бойынша таралуы және тиімді жану режиміндегі температура өрістері алынды.

Түйін сөздер: сандық модельдеу, тетрадекан, жану камерасы, қысым, температура, масса, тиімді режим.

Askarova A., Bolegenova S., Bolegenova S., Maximov V.,
Ospanova Sh.* , Nugymanova A., Utelov S.
Al Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan
*e-mail: shinar_ospanova87@mail.ru

**Computer simulation of the influence of turbulence
on the combustion process of liquid hydrocarbon fuels**

Numerical research of burning of liquid fuels is a complex challenge of thermo physics as demands the accounting of a large number of the difficult interconnected processes and the phenomena. Therefore computing experiment becomes more and more important element of research of processes of burning and design of various devices using burning process. In work the mathematical model and the main equations describing process of burning of liquid fuels at high turbulence is stated. Research of processes of disintegration and dispersion depending on pressure and an initial lot of injection in the combustion chamber of liquid fuel is conducted: tetradecane. As a result of the made computer experiments dependences of the maximum temperature on pressure were received, distributions of carbon dioxide from a lot of injection, distribution of drops on radiiuses and temperature fields at the optimum mode of burning.

Key words: numerical modeling, tetradecane, combustion chamber, pressure, temperature, weight, optimum mode.

Аскарова А.С., Болегенова С.А., Болегенова С.А., Максимов В.Ю.,
Оспанова Ш.С.* , Нұғыманова А.О., Утелов С.М.

Казахский национальный университет им. аль-Фараби, г.Алматы, Казахстан
*e-mail: shinar_ospanova87@mail.ru

Компьютерное моделирование влияния турбулентности на процесс горения жидкых углеводородных топлив

Численное исследование горения жидкого топлива является сложной задачей теплофизики, так как требует учета большого количества сложных взаимосвязанных процессов и явлений. Поэтому вычислительный эксперимент становится все более важным элементом исследования процессов горения и проектирования различных устройств, использующих процесс горения. В работе изложена математическая модель и основные уравнения, описывающие процесс горения жидкого топлива при высокой турбулентности. Проведено исследование процессов распыла и дисперсии в зависимости степени турбулентности в камере сгорания для жидкого топлива: тетрадекана. В результате проведенных компьютерных экспериментов были получены зависимости максимальной температуры от давления, распределения двоюкиси углерода от массы вспышки, распределения капель по радиусам и поля температуры при оптимальном режиме горения.

Ключевые слова: численное моделирование, тетрадекан, камера сгорания, давление, температура, масса, оптимальный режим.

Kіріспе

Заманауи іштен жану қозғалтқыштары мұнайдан алынатын сұйық отындарды қолдануға негізделген. Алайда, мұнайдың әлемдік қоры орасан зор емес және жер бетінің бірқатар аймақтарында біртекті тараулмаған. Энергетикалық ресурстар бойынша 1979 жылы Монреальда (Канада) өткен Халықаралық конференцияда дәстүрлі энергетикалық ресурстарға женіл және орта мұнай фракциялары, табиги газ бен газ конденсаттары, ал дәстүрлі еместеріне – ауыр мұнай мен қатты битумдар, сонымен қатар сұйық және газ тәрізді көмірсутектер жатқызылды. Дәстүрлі емес шикізат көздерінен алынатын сұйық және газ тәрізді отындар мобилді құрылғыларда қолданылады, ері балама мотор отындары деп аталады. Мұндай құрылғыларға карбюратор және поршенді авиациялық қозғалтқыштар, автотракторлар, тепловоздар мен су көліктері, турбобілікті және турбореактивті авиациялық техника қозғалтқыштары, газтурбиналы су құрылғылары жатады [1].

Қазіргі кезде кең тараған іштен жану қозғалтқыштарына бензин және дизельдік қозғалтқыштар жатады. Иштен жану қозғалтқыштары ғылыми-техникалық прогрестің ажырамас бөлігіне айналды. Автокөлік тасымалы жолаушылар мен жүк тасу механизмінің тетігі болып отыр. Қазіргі уақытта АҚШ-тың өзінде 1000 адамға 800 автокөліктен келеді екен, ал 2020 жылға қарай біздің елімізде бұл көрсеткіш мың тұрғынға 350 машинадан болатын көрінеді. Жер бетіндегі автокөліктердің барлығы дерлік

казіргі уақытта орта ғасырларда ойлап табылған іштен жану қозғалтқыштарын қолданады. Технологиялық ерекшеліктері мен ақылды электроникаға қарамастан заманауи бензиндік қозғалтқыштардың пайдалы әсер коэффициенті 30%-дан аса алмай келеді. Ең тиімді деген дизельдік іштен жану қозғалтқыштарының ПӘК-і 50%-ға жетеді, яғни олар отынның жартысын зиянды қалдық түрінде атмосфераға ығыстырып шығарады [2].

Сонымен қатар заманауи іштен жану қозғалтқыштарының тиімділігі туралы айтудың өзі қиын, себебі қазіргі күнделікте түрмиста қолданылып жүрген автокөліктер 100 км жолға 10-20 литр жанармай жұмсайды. Әлемнің барлық ғалымдары қол жетімді электр және сутегімен жұмыс жасайтын автокөліктерді жасауға талпыныс жасап жатқаны анық. Алайда, іштен жану қозғалтқышын модернизациялау мәселесі өз өзектілігін жоя қойған жоқ.

Автокөлік құралдары – қуатты табигат ластаушылардың бірі. Иштен жану қозғалтқыштары жұмыс жасағанда атмосфераға өнделген газдармен қоса 60 түрлі зат бөлінеді. Оның ішінде көміртегі тотығы, азот тотықтары, көмірсутектер және т.б. бар. Этілденген бензиндерді қолданғанда қорғасын түзіледі. Атмосфераның ластануын азайту мақсатында ағымдағы іштен жану қозғалтқыштарының конструкциялары үнемі өзгеріліп отырады, жана түрлері жасалынады, іштен жану қозғалтқыштарын өзге энергетикалық құрылғылармен алмастыру көзделеді.

Экологиялық көзқарас тұрғысынан автокөліктер үшін ең тиімді отын бұл – сутегі, алайда,

сүтегі өндірісі бензинді өндіруден 5 есе қымбат, әрі ол жарылысқа бейім, отынның көп көлемін қажет етеді және т.б. Электромобильдер көмірсүтекті отындарды тұтынбайды, қоршаган ортаны ластамайды, шуылсыз, отқа төзімді. Бірақ, олардың да өз алдына кемшіліктері бар: мұндаидай автокөліктердің құны жоғары болады, инфракүрылым тапшылығы байқалады және т.б. Сондықтан көмірсүтегі құрамдас сұйық отындарды қолдану бүгінгі заманауи технологиялық үрдіс дәүірінде де өзекті болып қала бермек.

Жоғарыда айтылғанға сәйкес өндірісті жандандыру, құрылғылардың материалды талап ету мөлшерін азайту, отынды үнемден шығындау, қоршаган ортаны қорғау сияқты мәселелердің мәні артып, **өзекті** бастамалардың қатарынан көрініп отыр. Отын мен оның қалдықтарын кешенді тұтынуды, өндірістің биосферага зиянды әсерін жоятын қарқынды технологиялық процестердің ғылыми іргетасын қалау мәселесіне ерекше көніл бөлген жөн. Табиғатты қорғау мен энергия үнемдеудің жаңа стратегиясы ғылыми-техникалық ішерілеудің аса тиімді жетістіктерін таңдап алуды талап етеді. Олардың ішінде шаралардың негізгі үш тобын іріктең алуға болады: пайдала асыру, энергетикалық жаңғырту, қарқынды энергия үнемдеу. Сондықтан іштен жану қозғалтқыштарынан бөлінетін зиянды зат өнімдерінің мөлшерін кеміту және техносфералық апарттың алдын алу шараларын іздестіруде аталған зерттеу жұмысының өзектілігі жоғары болады.

Мәселенің математикалық қойылымы

Көптеген ағыстар өз табиғатына сәйкес турбулентті сипатқа ие және ағынның қозғалысы барысындағы турбуленттілік күйі импульс, температура және қоспадағы заттардың концентрациясының тасымалы сияқты ағыстың параметрлеріне әсер етеді. Макалада массаның (ρ), импульстің ($\rho\vec{u}$), энергия (E) мен концентрацияның (c) сакталу тендеулері негізіндегі сұйық отындардың жануын сипаттайтын математикалық модель келтірілген [3-6].

Массаның сакталу тендеуі келесі түрде жазылады:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \vec{u}) = S_{mass}, \quad (1)$$

Мұндағы u – сұйықтың жылдамдығы. Егер газ-сұйық қоспасы қарастырылатын болса, онда S_{mass} ағын көзі булану немесе конденсацияның есебінен газ тығыздығының жергілікті өзгерісін

білдіреді. Егер газдың бірфазалы ағысы қарастырылатын болса, онда аталған ағын көзі нөлге тең деп қабылданады.

Газ импульсінің сакталу тендеуі мына түрде жазылады:

$$\rho \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \rho (\vec{u} \cdot \operatorname{grad}) \vec{u} = \operatorname{div} \vec{\xi} + \rho \vec{g} + S_{mom},$$

$$\vec{\xi} = -P \vec{I} + \vec{\tau}. \quad (2)$$

(2) тендеудің оң жағы қысым Р градиенті, тұтқыр кернеу тензоры $\vec{\tau} = \lambda \vec{I} \operatorname{div} \vec{u} + 2\mu \vec{D}$ және көлемдік ауырлық құшінің $\rho \vec{g}$ есебінен өзгерісінің қосатын үлесін білдіреді. Мұндағы $D_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$ – деформация жылдамдығы тензоры, \vec{I} – бірлік ма-трица, μ және λ – сәйкесінше, динамикалық тұтқырлық коэффициенті мен екінші тұтқырлық коэффициенті. Егер газдың бірфазалы ағысы қарастырылатын болса, онда $S_{mom} = 0$; егер ағыс екіфазалы болса, онда S_{mom} тамшылардың қозғалысы нәтижесіндегі газ фазасындағы импульс өзгерісінің жергілікті жылдамдығы деп аталаады.

Ішкі энергияның сакталу тендеуі:

$$\rho \frac{\partial E}{\partial t} = \vec{\tau} : \vec{D} - \rho \operatorname{div} \vec{u} - \operatorname{div} \vec{q} + S_{energy}, \quad (3)$$

Мұндағы q – жылу тасымалы туралы Фурье заңы негізіндегі меншікті жылу ағыны, $\vec{\tau} : \vec{D}$ өрнегі тұтқыр диссиپация нәтижесіндегі ішкі энергия жылдамдығының өсімшесін білдіреді. S_{energy} ағын көзі бүркілген сұйық немесе қатты фазаның болуы есебінен ішкі энергияның өзгерісіне қосатын үлесін білдіреді (S_{mom} күш жұмысы).

Концентрацияның m компонентінің сакталу тендеуі мынадай болады:

$$\frac{\partial (\rho c_m)}{\partial t} = - \frac{\partial (\rho c_m u_i)}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\rho \cdot D_{c_m} \cdot \frac{\partial c_m}{\partial x_i} \right) + S_{mass}, \quad (4)$$

Мұндағы ρ_m – m компоненттің массалық тығыздығы, ρ – толық массалық тығыздық.

Турбулентті ағыстарды инженерлік есептеудердің анағұрлым универсал моделдері ретінде екі дифференциалдық тендеуден тұратын модельдерді айтуга болады. Техникалық ағыстарда екі дифференциалдық тендеуден тұратын модель жиі қолданылады. Бұл k – ε моделі деп аталаады. Мұнда турбуленттіліктің кинетикалық энергиясы k мен оның диссиپация жылдамдығы ε үшін екі тендеу шешіледі [7-8]:

$$\rho \frac{\partial k}{\partial t} + \rho \frac{\partial \bar{u}_j k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + G - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \rho \varepsilon, \quad (5)$$

$$\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \rho \frac{\partial \bar{u}_j \varepsilon}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] = c_{\varepsilon_1} \frac{\varepsilon}{k} G - \left[\left(\frac{2}{3} c_{\varepsilon_2} - c_{\varepsilon_3} \right) \rho \varepsilon \delta_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right] - c_{\varepsilon_2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k}. \quad (6)$$

$$\text{мұндағы } G = \mu_i \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}.$$

Жоғарыда аталған теңдеулер стандартты $k - \varepsilon$ теңдеулері деп аталады. c_{ε_1} , c_{ε_2} , c_{ε_3} , σ_k , σ_ε шамалары тәжірибеден анықталатын модельдік тұрақтылар деп аталады.

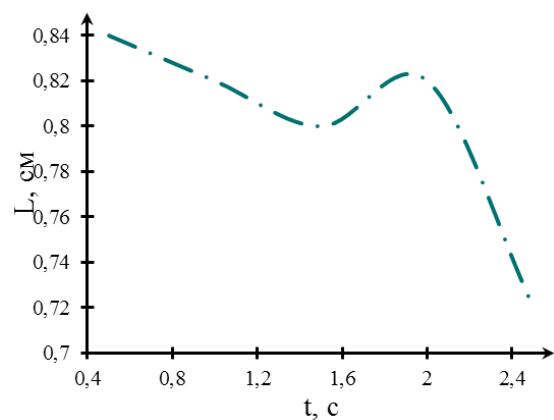
Мәселенің физикалық қойылымы

Зерттеу барысында тетрадекан отыны үшін бастапқы тиімді бұрку массса мен температура мәндегі үшін Рейнольдс санының әр түрлі мәндегі жаңу процестеріне сандық зерттеу жүргізілді. Зерттеу барысында тетрадекан үшін бастапқы тиімді масса мәні 6 мг деп таңдал алынды [9]. Сұйық отын бастапқы 300 К температурада цилиндр формалы камераға бұркіледі. Камера ішіндегі ауаның температурасы 900 К құрады.

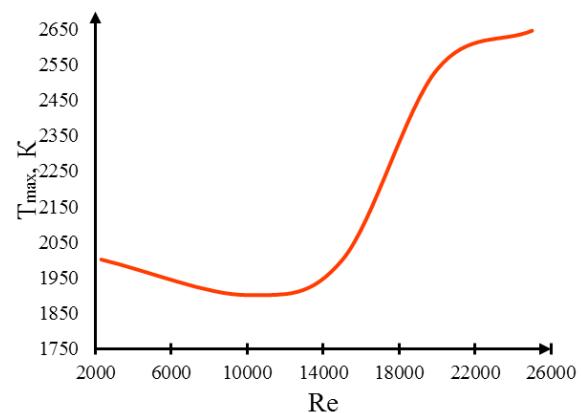
Бұл бөлімде алдымен тетрадекан отының бұрку нәтижесіндегі камера ішіндегі газ ағысының Рейнольдс санының әр түрлі мәндегі турбулентті әсерлесетін ағыстарды сипаттайтын екіөлшемді дифференциалдық теңдеулерді шешу негізінде статистикалық модельдеу бойынша тәжірибелер келтірілген. Бұл жұмыста тетрадекан сұйық отыны Рейнольдс санының бастапқы 2300, 10 000, 15 000, 20 000, 25 000 мәндегі дамыған турбулентті ағысы зерттелінді. Осы Рейнольдс санының берілген мәндегінен сәйкес жаңу камерасындағы тетрадеканның тиімді жаңу параметрлері анықталды. Төменде Рейнольдс санының бастапқы мәндегі үшін жаңу нәтижесіндегі ағысы сипаттайтын негізгі параметрлердің таралу зандаудықтары келтірілген.

1-суретте Рейнольдс санының әр түрлі мәндегі тетрадекан тамшыларының камера биіктігі бойымен ену ұзындығы бейнеленген. Жаңу барысында тетрадекан тамшыларының әр түрлі уақыт мезетіндегі жаңу камерасы биіктігі бойымен таралуы қарастырылды. Суреттен көрініп тұрганында, бастапқы Рейнольдс санының 2300 және 10 000 тең мәндегінде тамшылар камера биіктігі бойымен жоғарыла, тұтану процесі жақсы жүреді. Алайда, Рейнольдс

санының жоғары мәндегінде ауыр бөлшектер камераның төменгі жағына шоғырланып, женіл бөлшектердің саны азая түседі. Мысалы, 20000 тең Рейнольдс саны мәнінде тетрадекан тамшылары камера биіктігі бойымен 0,82 см биіктікке көтеріледі (10 сурет).



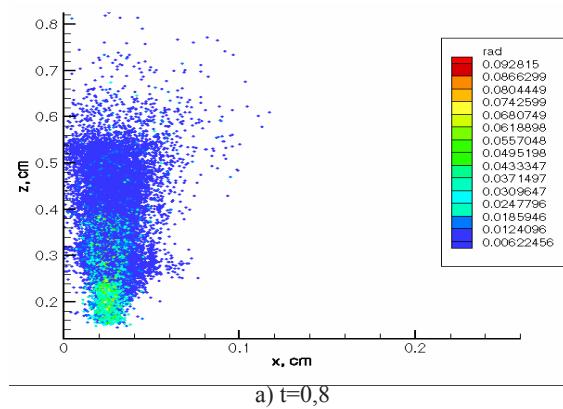
1-сурет – Тетрадекан тамшыларының жаңу камерасы биіктігі бойымен уақыт бойынша таралуы



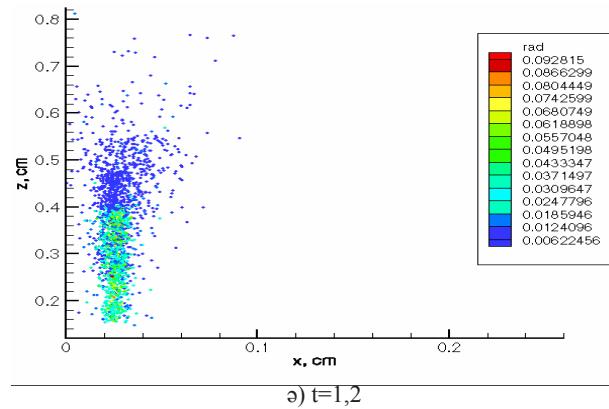
2-сурет – Рейнольдс санының әр түрлі мәндегі жаңу камерасындағы максимал температуралық таралуы

2-суретте Рейнольдс санының әр түрлі мәндегі жаңу камерасындағы жаңудың максимал температурасының таралу қисығы келтірілген. Турбулентті ағыстарға тән Рейнольдссаны

артқан сайын камера ішіндегі тетрадеканның жану температурасы да арта түседі. $Re=25000$ болғанда камера ішіндегі максимал температура 2645,2 К дейін жетеді. Бұл жағдай физикалық түргыдан былай түсіндіріледі: Рейнольдс саны артқан сайын камера ішіндегі бөлшектердің қозғалыс жылдамдығы да сәйкесінше артады. Осы себепті коспа мен оттегі жақсы араласып, жану температурасы өзінің максимал мәніне жетеді. Ал температураның минимум мәні 1901,2 К Рейнольдс саны $Re=10000$ болғанда түзіледі [10-12].



Төменде тиімді жану режиміндегі тетрадеканның жануын сандық модельдеу нәтижелері келтірілген. Барапқы шарттарға жүгіне отырып, тетрадекан тамшыларының камера биіктігі бойымен өлшемдері бойынша таралуы 3-суретте келтірілген. Барапқы тұтану уақытында $t = 0,8$ мс кезінде жану камерасындағы бөлшектер буланып, камера биіктігі бойымен жоғары қарай көтеріледі. Ал кейінгі жану уақыттарында бөлшектердің дисперсиясы азайып, жану процесі көбінесе камераның төменгі бөлігінде өтеді.



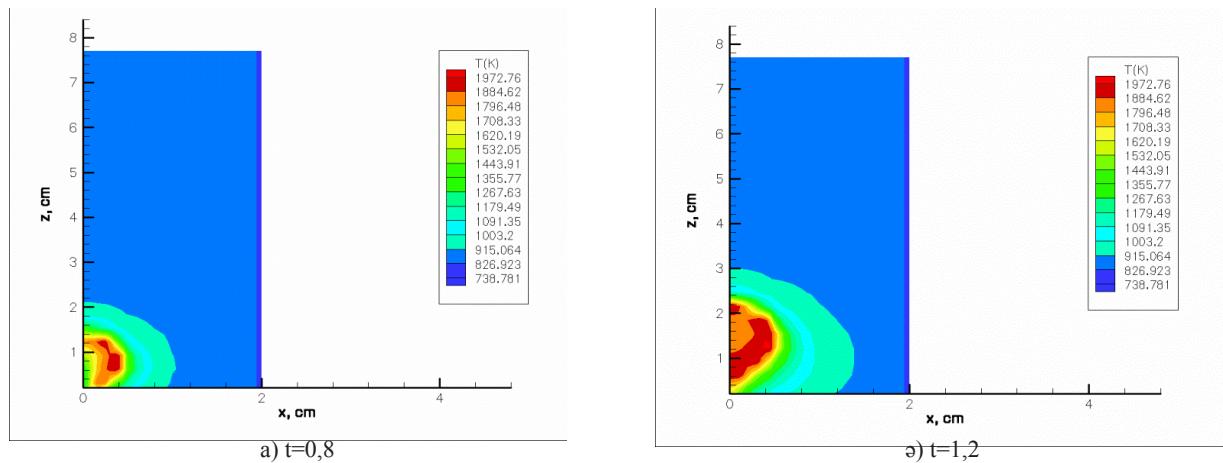
3-сурет – Тетрадекан тамшыларының радиус бойынша камера кеңістігіндегі дисперсиясы

Келесі 4-суретте жану камерасы биіктігі бойымен максимал температураның таралуы кескінделген. Суреттен көрініп түрганында, жану камерасындағы максимал температура мәні $t = 0,8$ мс мәнінде 1972,76 К құраса, жалпы максимал температура 2645,2 К тең болды. Жану камерасындағы температуралық алау мәні камераның 2,3 см биіктігінде орнайды. Графиктерден камера ішіндегі температураның 2,5 мс ішіндегі өзгерісін көруге болады. Барапқы уақыт мезетінде бұрку облысында жылудың сұйық тамшыларының булануына жұмысалуы есебінен температура аздап төмендейді. Басқа уақытта камера 915,064 К дейін қыздырылады. Отын буының қоспасы тотықтырғышпен араласып жанған кезде жылдам жанып, жану камерасының жарты облысын алау алыш жатыр [13-14].

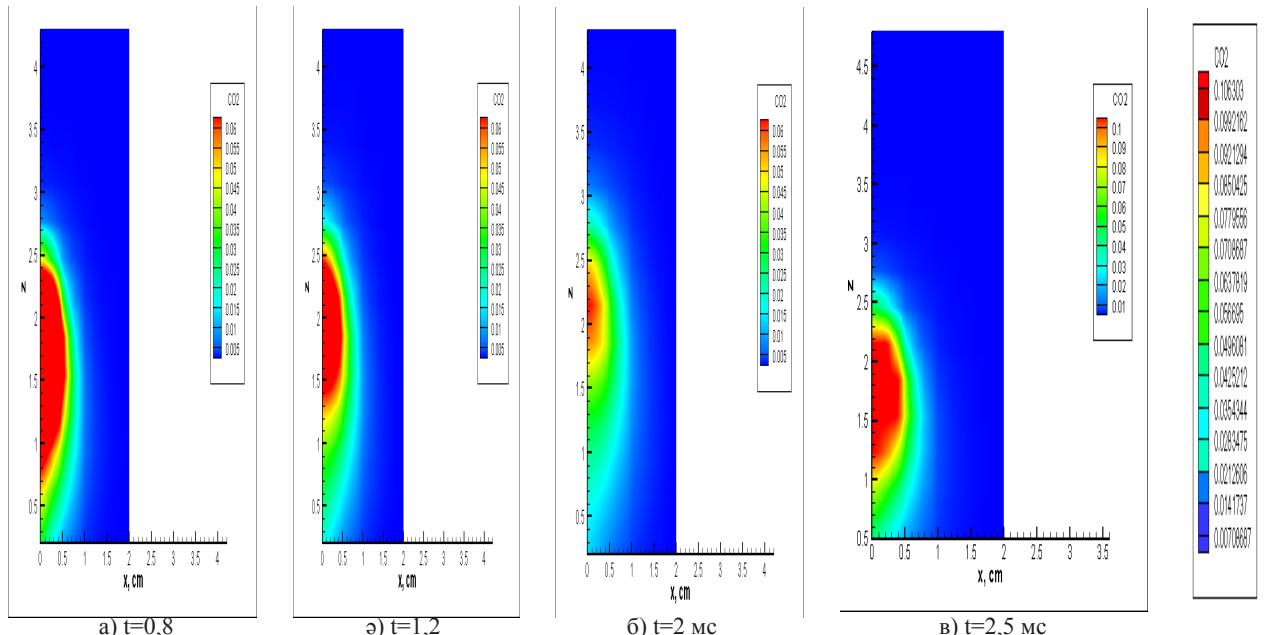
Жұмыста жоғары турбулентті ағыстарды сипаттайтын екіншілік дербес туындылы дифференциалдық тендеулерді шешу негізінде және статистикалық модельдеу әдістерін басшылыққа ала отырып, сұйық отынның тұта-

нуы мен жану процестеріне компьютерлік тәжірибелер жүргізілді. Есептеу жұмыстарын жүргізу үшін іргелі физикалық сакталу заңдары мен заманауи сандық әдістер қолданылады. Олар өз кезегінде сұйық отынның жануының нақты процесін дұрыс, жеткілікті жоғары дәлдікпен бейнелей алады. Жұмыс барысында алынған нәтижелер өзге авторлардың есептік тәжірибелерінің нәтижелерімен жақсы сәйкес келеді [15-17].

Сонымен қатар 5-суретте тиімді жану параметрлеріне сәйкес жану камерасындағы көмірқышқыл газының таралуы бейнеленген. Барапқы жану кезеңінде көміртегінің қос totығының концентрациясы камераның өсінде шоғырланады. Уақыт өткен сайын көмірқышқыл газының концентрациясы камера биіктігі бойымен жоғарыладап, камераның шығысындағы максимал концентрациясы 0,106303 г/г мәніне жетеді. Соңғы жану мезеттерінде көмірқышқыл газының концентрациясы жанбай қалған заттардың есебінен жоғарылайды.



4-сурет – Жану камерасының биіктігі бойымен максимал температураның таралуы



5-сурет – Жану камерасы биіктігі бойымен көміркышқыл газының CO_2 таралуы

6-суретте жану камерасындағы күйенін таралуы сипатталған. Бастанқы уақыт мезетінде $t = 0.8$ мс күйенін концентрациясы 42,51 г/г, ал $t = 1.2$ мс мәнінде 85,01 г/г, ал $t = 2.5$ мс 93,51 г/г, соңғы 4 мс уақытта 127,52 г/г максимал мәніне жетеді. Жалпы сұйық көмірсүтек тектес отындардың жануы барысында реакция нәтижесінде көміркышқыл газы мен су болінеді. Алайда, кейде реакция барысында оттегінің мөлшері жеткіліксіз болса, нәтижесінде көміркышқыл газы емес, көміртегі оксиді немесе улы газ CO түзілуі мүмкін. Соның салдарынан

камера ішіндегі күйенің де концентрациясы арта туседі.

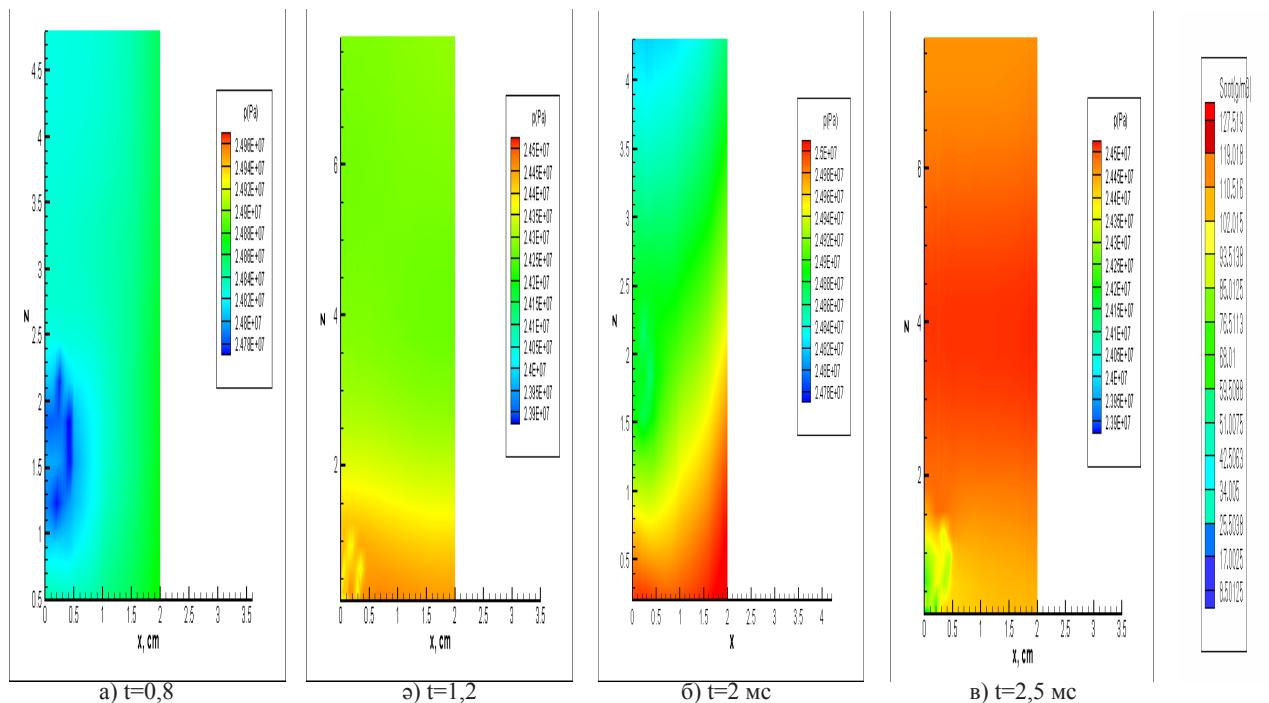
Турбулентті ағыстардағы конвективті жылу алмасу құбылыстары химиялық реакцияларды ескергенде кең тараған және табигат құбылыстарында, сонымен қатар өнеркәсіптің алудан түрлі салаларында маңызды рөл атқарады. Осындай ағыстардың заңдылықтарын білу жану теориясының физикасын қалыптастыруда, жаңа физика-химиялық технологияларды жасап шығаруда, сонымен қатар жылуэнергетикасы мен экология мәселелерін шешуде маңызды.

Осы тұста зерттеу барысында жанудың күрдели процесін жану реакциясының көптеген физикалық және химиялық параметрлерінің әсеріне тәуелділігі түрғысынан талдауға тұра келеді.

Қорытынды

Көпфазалы жүйелердегі құбылыстарды зерттеуде жоғары турбуленттілік кезіндегі сұйық тамшыларының түзілу теориясын дамыту қы-

зығушылық тудырады. Бейтарап атмосфера ағыстарындағы дисперсия процесі соңғы он жыл ішінде сандық, зертханалық және табиги зерттеулердің көмегімен жақсы түсінірліді. Осы облыста жүргізілген зерттеулер экологиялық мәселелерге, оның ішінде зиянды улы металдардан, құқырт қышқылынан, азот қышқылы мен өзге зиянды заттардан тұратын атмосфералық ластану мәселелеріне негізделе жүргізілді.



6-сүрет – Камера биіктігі бойымен күйенің таралуы

Әдебиеттер

- 1 Askarova A., Bolegenova S., Bekmukhamet A., Ospanova Sh., Gabitova Z. Using 3D modeling technology for investigation of conventional combustion mode of BKZ-420-140-7C combustion chamber // Journal of Engineering and Applied Sciences. – 2014. – Vol.1, №9. – P. 24-28.
- 2 Askarova, A. S., Karpenko, E. I., Messerle, V. E., Ustimenko, A. B. Mathematical modelling of the processes of solid fuel ignition and combustion at combustors of the power boilers // 7th International Fall Seminar on Propellants, Explosives and Pyrotechnics. – Xian, 2007. – Vol. 7. – P. 672-683.
- 3 Askarova, A.S., Ustimenko, A. B., Bolegenova, S. A., Maksimov, V. Yu. Numerical simulation of the coal combustion process initiated by a plasma source // Thermophysics and aeromechanics. – 2014. – Vol 21, issue 6. – P. 747-754.
- 4 Bolegenova, S.A., Maximov, V.Y., Bekmukhamet, A., Beketayeva, M.T. Gabitova, ZK., et al. Computational method for investigation of solid fuel combustion in combustion chambers of a heat power plant // High temperature. – 2015. – Vol. 5, issue 5. – P. 751-757.
- 5 Askarova, A. S., Messerle, V. E., Bolegenova, S. A., Maximov, V. Yu. Gabitova, Z. Kh., et al. Numerical simulation of pulverized coal combustion in a power boiler furnace // High temperature. – 2015. – Vol. 53, issue 3. – P. 445-452.
- 6 Maximov, V., Bolegenova, S., Beketayeva, M., Safarik, P., et al. Numerical Modeling of Pulverized Coal Combustion at Thermal Power Plant Boilers // Journal of thermal science. – 2015. – Vol. 24, issue 3. – P. 275-282.
- 7 Karpenko E.I., Messerle V.E. et al. Plasma enhancement of combustion of solid fuels // Journal of High Energy Chemistry. – Vol. 40, Issue: 2, 2006. – P.111-118.

- 8 Richardson M., Danford A., Stewart P., Pulignano V. Employee participation and involvement: Experiences of aerospace and automobile workers in the UK and Italy // European Journal of Industrial Relations. – 2006. – Vol.16, №1. – P. 21-37.
- 9 Sako M. The nature and impact of employee «voice» in the European car components industry // Human Resource Management Journal. – 1998. – Vol. 8, №2. – P. 5-13.
- 10 Olivier J., Janssens-Maenhout G., Peters J. Trends in global CO₂ emissions. – Netherlands: PBL Netherlands Environmental Assessment Agency, 2012. – 40 p.
- 11 Dadach Z.E. Cost Effective Strategies to Reduce CO₂ Emissions in the UAE: A Literature Review // Journal of Industrial Engineering and Management. – 2013. – Vol. 2(4). – P. 1-9.
- 12 Amsden A.A., O'Rourke P.J., Butler, T.D. KIVA-II: A computer program for chemically reactive flows with sprays. – Los Alamos, 1989. – 160 c.
- 13 Amsden D.C., Amsden A.A., The KIVA Story: A Paradigm of Technology Transfer // IEEE Transactions on Professional Communication Journal. -1993. – Vol.36, №4. – P. 190-195.
- 14 155-158.
- 15 Askarova A., Bolegenova S., Berezovskaya I., Ospanova Sh., etc. Numerical study of initial temperature influence on the process of combustion of liquid fuel spray at high pressure // Materials of the I International scientific conference «Global science and Innovation». – Chicago, USA, 2013. – P. 380-385.
- 16 Bolegenova S., Beketayeva M., Ospanova Sh., Maximov V., et al. 3-D Modeling of Heat and Mass Transfer during Combustion of Solid Fuel in Bkz-420-140-7C Combustion Chamber of Kazakhstan // Journal of Applied Fluid Mechanics. – 2016.- Vol.9, №2. – P.699-709.
- 17 Beketayeva M., Bolegenova S.A., Bolegenova S., Bekmukhamet A., Maximov V., et al. Numerical experimenting of combustion in the real boiler of CHP // International Journal of Mechanics. – ISSN: 1998-4448. – Issue 3. – Volume 7, 2013. – P. 343-352.
- 18 Ospanova Sh., Bolegenova S., Beketayeva M., Maximov V., et al. Numerical modeling of turbulence characteristics of burning process of the solid fuel in BKZ-420-140-7c combustion chamber // International Journal of Mechanics. – ISSN: 1998-4448. – Volume 8, 2014. – P. 112-122.

References

- 1 A. Askarova, S. Bolegenova, A. Bekmukhamet, Sh. Ospanova, Z. Gabitova, Journal of Engineering and Applied Sciences, 1(9), 24-28, (2014).
- 2 A.S. Askarova, E.I. Karpenko, V.E. Messerle, A.B. Ustimenko, 7th International Fall Seminar on Propellants, Explosives and Pyrotechnics. Xian, 2007, 7, 672-683, (2007).
- 3 A.S. Askarova, A.B. Ustimenko, S.A. Bolegenova, V.Yu. Maksimov, Thermophysics and aeromechanics, 21(6), 747-754, (2014).
- 4 S.A. Bolegenova, V.Y. Maximov, A. Bekmukhamet , M.T. Beketayeva, Z.K. Gabitova, et al., High temperature, 5(5), 751-757, (2015).
- 5 A.S. Askarova, V.E. Messerle, S.A. Bolegenova, V.Y. Maximov, Z.K. Gabitova, et al., High temperature, 53(3), 445-452, (2015).
- 6 V.Y. Maximov, S.A. Bolegenova, M.T. Beketayeva, P. Safarik, et al., Journal of thermal science. 24(3), 275-282, (2015).
- 7 E.I. Karpenko, V.E. Messerle, et al., Journal of High Energy Chemistry, 40(2), 111-118, (2006).
- 8 M. Richardson, A. Danford, P. Stewart, V. Pulignano, European Journal of Industrial Relations, 16(1), 21-37, (2006).
- 9 M. Sako, Human Resource Management Journal, 8(2), 5-13, (1998).
- 10 J. Olivier, G. Janssens-Maenhout, J. Peters, Trends in global CO₂ emissions, (Netherlands: PBL Netherlands Environmental Assessment Agency, 2012, 40 p.)
- 11 Z.E. Dadach, Journal of Industrial Engineering and Management, 2(4), 1-9, (2013).
- 12 A.A. Amsden, P.J. O'Rourke, T.D. Butler, KIVA-II: A computer program for chemically reactive flows with sprays, (Los Alamos, 1989, 160 p.)
- 13 D.C. Amsden, A.A. Amsden, IEEE Transactions on Professional Communication Journal, 36(4), 190-195, (1993).
- 14 A. Askarova, S. Bolegenova, I. Berezovskaya, Sh. Ospanova, etc., Materials of the I International scientific conference «Global science and Innovation», Chicago, USA, 2013, 380-385.
- 15 S.Bolegenova, M. Beketayeva, Sh. Ospanova, V. Maximov, et al., Journal of Applied Fluid Mechanics, 9(2), 699-709, (2016).
- 16 M. Beketayeva, S.A. Bolegenova, S. Bolegenova, A. Bekmukhamet, V. Maximov, et al., International Journal of Mechanics, 3(7), 343-352, (2013).
- 17 Sh. Ospanova, S. Bolegenova, M. Beketayeva, V. Maximov, et al., International Journal of Mechanics, 8, 112-122, (2014).

МРНТИ 30.17.27

**Толеуов Г., Исатаев М.С.* , Мусатаев А., Акансерина Т., Бабашева Д.,
Рустемова С., Нурмагамбетов М., Тамабек Д.**

НИИЭТФ, Казахский национальный университет им. аль-Фараби,
г. Алматы, Казахстан, *e-mail: Muhtar.Isataev@kaznu.kz

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ РАЗВИТИЯ КОГЕРЕНТНЫХ СТРУКТУР СЛОЖНОГО ТЕЧЕНИЯ В СТРУЯХ И «СЛЕДАХ»

Характеристические частоты формирования вертикальных возмущений в естественном развитии исследуются экспериментальным путем. Их динамика исследована при помощи методики усреднения фаз и связана с визуализированными схемами потоков частот возмущающей силы, приводя к значительным изменениям среднеарифметической характеристики и характеристики пульсации. Исследование структуры вихря «следа» за цилиндром ограниченной длины показывает, что конечные явления ведут к дестабилизации вихрей Кармана и удлинению зоны циркуляции в следе. Более подробную информацию по динамике развития когерентных структур можно получить при использовании методики осреднения фаз при преобразовании сигналов скорости потока и температуры. Для более углубленного изучения соотношения между процессами смешивания и динамики развития когерентных структур следует использовать данную методику и метод синхронизации визуализации вспышки импульса в исследуемой зоне потока. В данной научной работе была сделана попытка объяснить физические свойства вышеописанных явлений посредством углубленного исследования когерентных структур, которые образуются в первоначальной и переходной части трехмерных струй и следов позади цилиндров конечной длины.

Ключевые слова: свободная струя, турбулентность, сопло, распределение температуры, градуировка.

Toleuov G., Isataev M.* , Musataeva A., Akanserina T., Babasheva D.,
Rustemova S., Nurmagambetov M., Tamabek D.

IETP, Al Farabi Kazakh National University,
Almaty, Kazakhstan, *e-mail: Muhtar.Isataev@kaznu.kz

Investigation of the dynamics of the development of coherent structures of complex flow in jets and trails

The characteristic frequencies of the formation of vertical disturbances in natural development are investigated experimentally. Their dynamics has been studied using the phase averaging technique and is associated with visualized schemes of frequency fluxes of the disturbing force, which lead to significant changes in the average arithmetic and pulsation characteristics. A study of the structure of the vortex of a trails behind a cylinder of limited length shows that finite phenomena lead to destabilization of the Karman vortices and an extension of the circulation zone in the trail. More detailed information on the dynamics of the development of coherent structures can be obtained by using the phase averaging technique for converting flow velocity and temperature signals. For a more in-depth study of the relationship between the mixing processes and the dynamics of the development of coherent structures, this method and the method of synchronization visualization of the flash pulse in the investigated flow zone should be used. In this scientific work, an attempt has been made to explain the physical properties of the phenomena described above by in-depth study of coherent structures that are formed in the initial and transitional part of three-dimensional jets and trails behind the cylinders of finite length.

Key words: free jet, turbulence, nozzle, temperature distribution, grading.

Төлеуов Ф., Исадаев М.С.* , Мұсатаев А., Акансерина Т., Бабашева Д.,

Рұстемова С., Нұрмамбетов М., Тамабек Д.

ӘТФЗИ, әл-Фараби ат. Қазақ ұлттық университеті,

Алматы қ., Қазақстан, *e-mail: Muhtar.Isataev@kaznu.kz

Ағыншалардағы және «іздердегі» күрделі ағыстардың көгерентті құрылымдардың даму динамикасын зерттеу

Кәдімгі дамудағы вертикалді қозулардың туындауының сипаттық жиіліктері эксперименттік жолмен зерттелді. Олардың динамикасы фазаларды орташалау әдісі көмегімен зерттелді және қоздырыш қүштердің жиіліктер ағынының визуализацияланған сызбаларымен байланысты, бұлар орташаарифметикалық сипаттамалардың және пульсациялық сипаттамалардың қомақты өзгерістеріне алып келеді. Шектелген ұзындықты цилиндрдің артындағы «іздің» құйындық құрылымын зерттеу көрсеткендей, соғылық құбылыстар Карман құйындарының дестабилизациясына және «іздегі» циркуляция зонасының ұзаруына әкеледі. Көгерентті құрылымдардың даму динамикасына қатысты нақтырақ ақпаратқа ағын жылдамдығы мен температураның сигналдарын түрлендіру кезіндегі фазаларды орташалау әдістемесін қолдану арқылы қол жеткізуге болады. Арасу және көгерентті құрылымдардың даму динамикасы процестерін анағұрым тереңірек зерттеу үшін осы әдістемемен қоса ағынның зерттелініп отырған аймақындағы тұтанудың визуализациясын синхрондау әдісін қолдану керек. Берілген ғылыми жұмыста үшөлшемді ағыншалардың алғашқы және етпелі бөлімшелері мен шекті ұзындықты цилиндрлердің артындағы іздерде қалыптасатын көгерентті құрылымдарды терең зерттеу арқылы жоғарыда аталған құбылыстардың физикалық қасиеттері түсіндірілді.

Түйін сөздер: еркін ағынша, турбуленттік, сопло, температураның таралуы, градиурулеу.

Введение

В настоящее время необходимо проведение более углубленных исследований параметров когерентных структур (КС) различных типов потоков из-за изменений в подходе к природе образования турбулентных потоков [1-5]. Также были обнаружены некоторые явления при проведении процессов смещивания и передачи тепла в трехмерных струях (ТМС) и следах, образующихся при установке цилиндров конечной длины по потоку, чему нет объяснений без исследований вихревой структуры этих потоков. Одним из доказательств существования таких явлений является наличие максимума в зависимости длины зоны возвратно-поступательного потока от параметра удлинения $\lambda = l/d$. Эта зависимость, получающаяся в результате преобразования, изображенном на рисунке 1. Похожий процесс увеличения длины первоначальной и переходной зоны при определенной пропорции между длинами боковых сторон выходного по-перечного сечения отмечен на ТМС. Особенности развития КС в потоке в первоначальной зоне турбулентности ТМС были исследованы в пункте [6].

После проведения спектрального и корреляционного анализов были получены обобщенные данные по масштабам и интенсивности характеристических частот следования КС. Было отмечено, что деградации КС, распространяющаяся

по сторонам от больших и маленьких сторон сопла, присущие разные величины интенсивности в обоих случаях. Также была отмечена разница в скоростях истечения потоков.

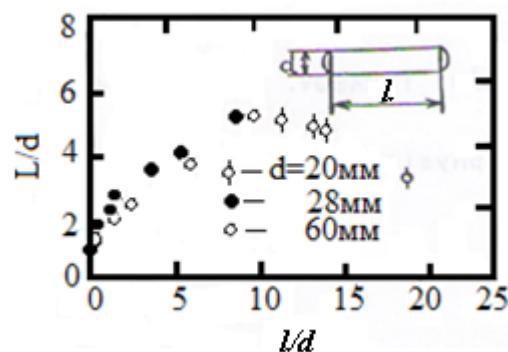


Рисунок 1 – Длина зоны возвратно-поступательного потока в следе за цилиндром, изображенная в качестве параметра $\lambda = l/d$

Более подробную информацию по динамике развития КС можно получить при использовании методики осреднения фаз при преобразовании сигналов скорости потока и температуры. Для более углубленного изучения соотношения между процессами смещивания и динамики развития КС следует использовать данную методику и метод синхронизационной визуализации

вспышки импульса в исследуемой зоне потока [7, 8].

В данной научной работе была сделана попытка объяснить физические свойства вышеописанных явлений посредством углубленного исследования КС, которые образуются в первоначальной и переходной части ТМС и следов позади цилиндров конечной длины.

Аппаратура для экспериментальных исследований

При проведении экспериментальных опытов использовались сопла с четырехугольным поперечным сечением выходного отверстия с пропорциями сторон: $\lambda = 1,65; 2,77; 5,07; 7,61; 11,0; 16,0; 25,2$ и круглое сопло (диаметром = 22,5 мм). Величины выходного поперечного сечения всех сопел были приблизительно одинаковыми.

С использованием данной аппаратуры удалось отследить и сфотографировать теневое изображение потока при помощи импульсной вспышки света, синхронизированной по частотам следования вихрей, которые образуются в первоначальной и переходной зонах струй. Система термоэлектрического анемометра, была использована для определения среднеарифметической и пульсационной характеристик скорости потока. При этом использовался полный комплект системы, включая электронный микроманометр и устройство осреднения фазы, что позволило замерить осредненную периодическую и хаотическую составляющие скоростной пульсации.

Также было проведено визуальное исследование следа позади цилиндров различных по длине на участке сгущения в рабочей части прибора с теневым указателем и при проведении экспериментов по определению длины. Описание экспериментальных систем и способов измерений, приводится в работах [7, 8].

Полученные результаты и их анализ

Результаты измерения осевых скоростей истечения в струях, выходящих из сопел с различными размерами боковых сторон в выходном поперечном сечении изображены на рисунке 2.

Анализ данных указывает на зону постепенно снижающейся скорости потока. Эта зона была обнаружена перед основной зоной, где скорость потока падает примерно до величины $\sim x^{-1}$. Чем меньше становится величина λ , тем ближе эта зона оказывается к точке истечения потока.

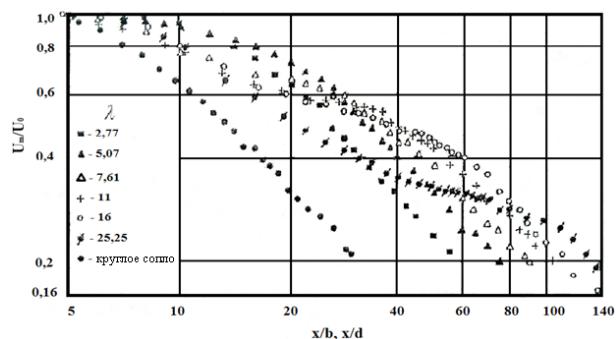


Рисунок 2 – Характер изменения осевой скорости истечения при различных величинах $\lambda = a/b$, $U_0 = 20$ м/с, где U_0 – осевая скорость потока

Эту зависимость можно более точно отследить при выведении результатов в форме: $U_m = f(\lambda)$ (рисунок 3). Здесь величина U_m представляет собой выбранный уровень скорости потока. Поскольку вышеописанная зона уже определена, ее можно назвать зоной окончания деформации ТМС, т.е. эта зона находится перед основной зоной, в которой нет никакой деформации струи, данная зона распространяется далее по свободной и аксиально-симметричной схеме.

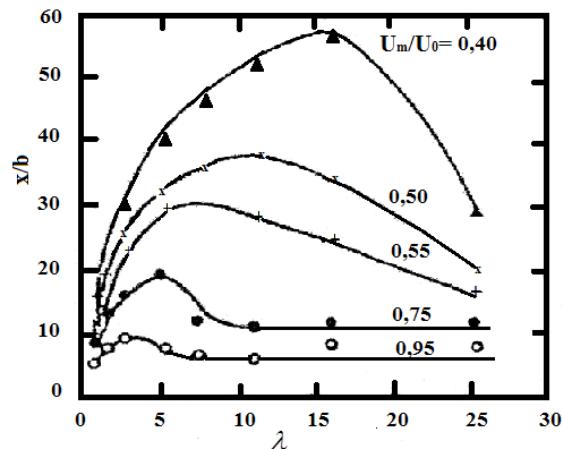
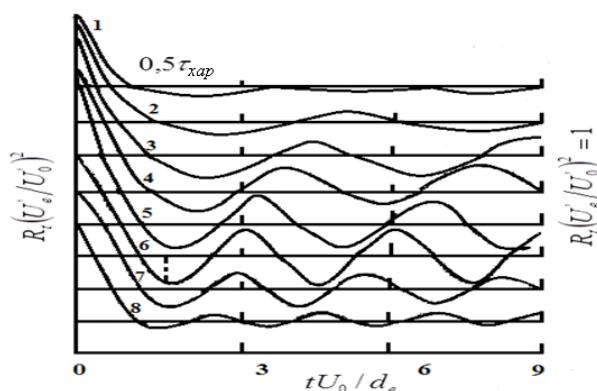


Рисунок 3 – Длина участка с равными уровнями скоростей потока изображена в качестве функции параметра $\lambda = a/b$, при $U_0 = 20$ м/с

Определение величин автокорреляционных функций продольных осевых пульсаций скорости потока на исследуемом участке, где процесс деформации завершен, доказало существование отрицательного максимума. Результаты определения величины R_i в струе при значении $\lambda = 2,27$ показаны на рисунке 4.



$U_0 = 6,03 \text{ м/с}$; $\lambda = 2,77$; $x/b = 10$; 1 – в невозмущенном состоянии; 2 – начало возмущения при частоте 50 Гц; 3 – 63; 4 – 70; 5 – 80; 6 – 89; 7 – 100; 8 – 120.

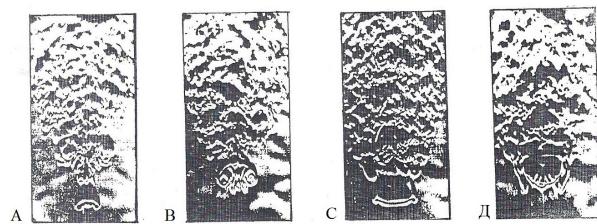
Индекс e – эффективный

Рисунок 4 – Величины автокорреляционных функций колебаний скорости потока по оси струи при разных значениях частот возмущения

Время, соответствующее значению отрицательного максимума R можно назвать полупериодом характеристической частоты $n_{\text{хар}} = 1/\tau_{\text{хар}}$ данного периодически повторяющегося процесса. В вышеописанном случае, это время равняется величине $5,6 \times 10^{-3}$, а это значение соответствует частоте 89 Гц. Очевидно, что частота возмущения 89 Гц, соответствующая периоду $\tau_{\text{хар}}$ является оптимальной, потому, что рост и уменьшение частоты по отношению к данной величине с равными степенями возмущения ведет к уменьшению величины $R_t(U_m/U_m)$ (смотрите рисунок 4). Это объясняет наличие изменчивости скорости потока под воздействием возмущения и позволяет оценить результат данного возмущения. Следует учитывать, что изменение степени частоты возмущения и соответствующая ей величина $d_e/U_0 \times \tau_{\text{хар}}$ в диапазоне 0,25 – 0,36 приводит к изменению результата воздействия всего лишь на 10%. Здесь мы имеем $d_e = 2(ab/\pi)^{0.5}$, (a – длинная сторона сопла, b – короткая сторона сопла, d_e – эффективный диаметр). Поэтому рекомендуется брать данный интервал измерений в качестве участка с наиболее выраженным возмущением.

На рисунке 5 изображены теневые фотографии потока, сделанные с малой и большой сторон сопла в различных стадиях развития, когда сигнал частоты возмущения оказывался в видимом спектре. Форма вихревого возмущения, образующегося около наконечника сопла, четко просматривается на изображениях. Также легко заметить первоначальную фазу вихрево-

го возмущения с большей стороны сопла. Этот процесс продолжается до тех пор, пока не образуется вихрь в формате 3Д, обе стороны которого находятся на разных поперечных сечениях струи.



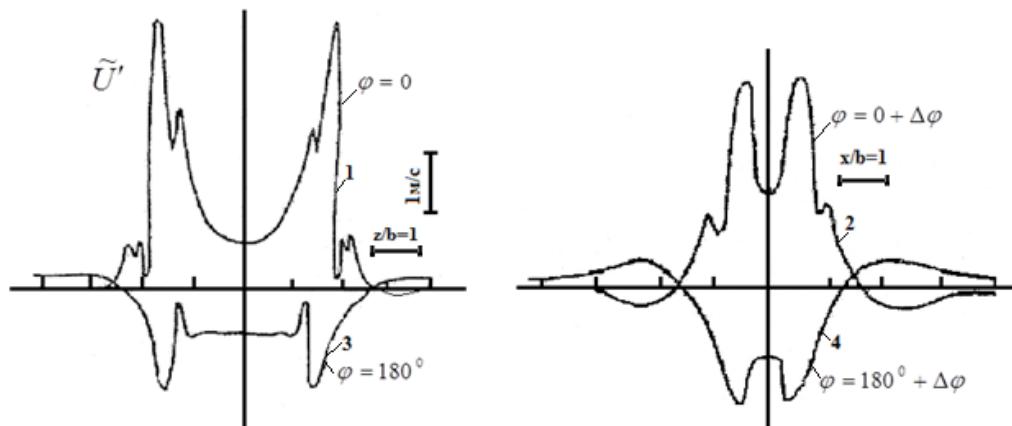
$U_0 = 4,3 \text{ м/с}$; $n = 60 \text{ Гц}$; А, В – вид с малой стороны сопла; С, Д – вид с большой стороны сопла

Рисунок 5 – Теневые изображения потока в 3-х мерном формате струи при частоте возмущения, соответствующей $S = 0,27$

Среднестатистические мгновенные профили периодических и случайных составляющих величины U' пульсаций скорости потока, которые удалось зарегистрировать при помощи методики осреднения фаз, доказывают существование различных уровней этих величин, соответствующих большей и меньшей сторонам сопла. Эта разница для величины U' показана на рисунке 6. Эти данные были получены на двух разных стадиях развития завихрения. Верхние линии соответствуют моменту, когда измерительный прибор проходил по центру вихрей, а нижние линии соответствуют измерениям между завихрениями.

Величины коэффициентов корреляции определялись в то время, когда исследовалась структура следа за цилиндром. Эти измерения проводились при помощи двух устройств, помещенных с двух концов цилиндра около участка, где поток отрывается от поверхности. Полученные данные изображены на рисунке 7. Положительное значение коэффициента корреляции в диапазоне $0 < l/d < 12$ доказывает симметричное разделение завихрений по мере удаления от поверхности цилиндра. Знак коэффициента корреляции изменяется при соотношении $l/d > 12$.

Абсолютное значение коэффициента увеличивается по мере достижения соотношения $l/d = 07$, в крайнем случае, когда по обоим концам устанавливаются две ограничительные стенки при наличии больших по величине соотношений l/d .



$U_o = 4,27 \text{ м/с}$; $n = 60 \text{ Гц}$; $S = 0,27$; 1, 2 – размеры поперечного сечения в центре завихрения; 3, 4 – между завихрениями

Рисунок 6 – Диаграмма распределения волновой составляющей пульсации скорости при возмущении

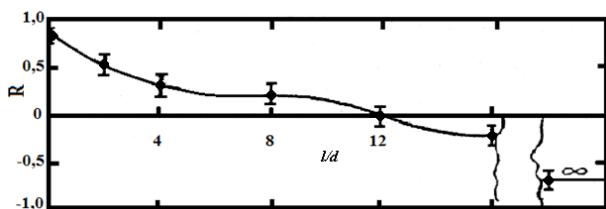


Рисунок 7 – Коэффициент корреляции пульсации скорости выраженный в функции l/d

Отрицательное значение величины R указывает на наличие антисимметричного разделения завихрений (таблица завихрений Т. Кармана).

Теневая фотография потока при незначительно нагретых цилиндрах, полученное при по-

мощи импульсной вспышки, подтверждает заключение, основанное на определении величин коэффициентов корреляции.

Поэтому, наличие максимума в зависимости $L/d = f(l/d)$ непосредственно связано с преобразованием разделения завихрений и процессами формирования завихрений, начиная с симметричного завихрения, соответствующего потоку вокруг сферы и заканчивая двухмерным завихрением, соответствующим потоку вокруг цилиндра бесконечной длины.

Работа выполнена в рамках проекта 3096/ГФ4 «Исследование проблем теплопереноса и тепломассообмена в сложных струйных течениях».

Литература

- 1 Власов Е.В., Гиневский А.С. Когерентные структуры в турбулентных струях и следах // Итоги науки и техники. Серия Механика жидкости и газа. – 1983. – Т.20. – С. 3-84.
- 2 Гольдштик М.А. Динамические, равновесные и потоковые структуры в турбулентности // Структурная турбулентность. – Новосибирск, 1982. – С. 5-12.
- 3 Hussain A.K.M.F. Coherent structures and turbulence // J. Fluid Mech. – 1986. – No. 173. – P. 303-356.
- 4 Исатаев С.И., Тарапов С.Б., Толеуов Г., Исатаев М.С., Болысбекова Ш.А., Байгаликызы Б. Динамика вихревых возмущений на начальном и переходном участках трехмерных струй // Известия НАН РК. Серия физико-математическая. №3 (301). – 2015. – С. 125-131.
- 5 Lhendup Namgyal and Joseph W. Hall. Coherent streamwise vortex structures in the near-field of the three-dimensional wall jet // J. Fluid Eng. – 2013. – Vol. 135, No 6. –P. 120-126.
- 6 Уханова Л.Н., Войтович Л.Н. Некоторые особенности развития когерентных структур на начальном участке трехмерных турбулентных струй // Инженерно-физический журнал. – 1984. – Т. 47, № 4. – С. 537-543.
- 7 Тарапов С.Б., Волошин Ю.Е. Экспериментальное исследование температурного поля вихрей в начальном участке осесимметричных струй // Исследование процессов переноса. – Алма-Ата, 1985. – С. 67-70.

8 Мирзаян А.С., Степанов В.С. Установка и аппаратура для исследования плоских струй при наличии периодических воздействий // Физическая гидродинамика и диффузия в газах. – Алма-Ата, 1984. – С. 50-53.

References

- 1 Ye.V. Vlasov and A.S. Ginevskiy, Itogi nauki i tekhniki. Seriya Mekhanika zhidkosti i gaza. 20, 3-84, (1983). (in russ.)
- 2 M.A. Gol'dshtik, «Strukturnaya turbulentnost», (Novosibirsk, 1982). (in russ.)
- 3 A.K.M.F. Hussain, J. Fluid Mech., 173, 303-356, (1986).
- 4 S.I. Isatayev, S.B. Tarasov, G. Toleuov, M.S. Isatayev, Sh.A. Bolysbekova, B. Baygalikyzy, Izvestiya NAN RK. Seriya fiziko-matematicheskaya, 3 (301), 125-131, (2015). (in russ.)
- 5 Lhendup Namgyal and Joseph W. Hall., J. Fluid Eng., 135(6), 120-126, (2013).
- 6 L.N. Ukhanova, L.N. Voytovich, Inzhenerno-fizicheskiy zhurnal, 47(4), 537-543, (1984). (in russ.)
- 7 S.B. Tarasov and Yu.Ye. Voloshin, Issledovaniye protsessov perenos, 67-70, (1985). (in russ.)
- 8 A.S. Mirzayan, V.S. Stepanov, « Fizicheskaya gidrodinamika i diffuziya v gazakh», (Alma-Ata, 1984, 50-53). (in russ.)

МРНТИ 29.29.49

Коршиков Е.* , Дробышев А., Алдияров А., Соколов Д.

Казахский национальный университет им. аль-Фараби,
г. Алматы, Казахстан, *e-mail: e.s.korshikov@physics.kz

ИССЛЕДОВАНИЕ ОТРАЖАТЕЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК КРИОКОНДЕНСАТОВ ЗАКИСИ АЗОТА И ЭТАНОЛА

В данной работе представлены экспериментальные результаты исследований отражательных характеристик криоконденсатов закиси азота и этанола в диапазоне температур $T = 16\text{--}130\text{K}$. Получены ИК спектрометрические данные в диапазоне частот $400 - 4200\text{cm}^{-1}$. Изучено влияние температуры отогрева тонких пленок криоконденсатов закиси азота и этанола на форму и положение полос поглощения, соответствующих деформационному и продольным колебаниям молекулы закиси азота, и OH связи молекулы этанола. Проведены исследования влияния температуры конденсации для закиси азота и этанола, на структурные переходы в криоконденсатах. Выявлена особенность положения полос поглощения на термостимулированные превращения в криоконденсатах тонких пленок в зависимости от температуры конденсации образцов. Основные параметры проведения измерений были следующими: температура конденсации $T = 16\text{ K}$ при начальном вакууме в камере $P = 10^{-6}\text{ Torr}$. В качестве исследуемых веществ нами использовались закись азота (чистота 99,99%) и этанол (чистота 99,99%).

Ключевые слова: Вакуум, закись азота, этанол, ИК спектры, криоконденсат, Кельвин, подложка.

Korshikov Ye.* , Drobyshev A., Aldiyarov A., Sokolov D.

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

Investigation of reflective characteristics of nitrogen oxide and ethanol cryocondensates

This paper presents experimental results of studies of the reflective characteristics of cryocondensates of nitrous oxide and ethanol in the temperature range $T = 16\text{--}130\text{K}$. IR spectrometric data were obtained in the frequency range $400\text{--}4200\text{ cm}^{-1}$. The influence of the temperature of heating of thin films of nitrous oxide and ethanol cryocondensates on the shape and position of absorption bands corresponding to the deformation and longitudinal vibrations of the nitrous oxide molecule and the OH bond of the ethanol molecule is studied. Investigations of the influence of the condensation temperature for nitrous oxide and ethanol on structural transitions in cryocondensates were carried out. The feature of the position of the absorption bands on the thermally stimulated transformations in the cryocondensates of thin films is revealed, depending on the condensation temperature of the samples. The main parameters of the measurements were as follows: condensation temperature $T = 16\text{ K}$ at initial vacuum in the chamber $P = 10^{-6}\text{ Torr}$. We used nitrous oxide (purity 99.99%) and ethanol (purity 99.99%) as the test substances.

Key words: Vacuum, nitrous oxide, ethanol, IR spectra, cryocondensate, Kelvin, substrate.

Коршиков Е.*, Дробышев А., Алдияров Э., Соколов Д.

Әл-Фараби ат. Қазақ ұлттық университеті,
Алматы қ., Қазақстан *e-mail: e.s.korshikov@physics.kz

**Азот қышқылымен этанолдың криоконденсаттарының
шағылтыш сипаттамаларын зерттеу**

Бұл жұмыста $T = 16\text{-}130\text{K}$ температуралық диапазонда азоттың шала totығы және этанол криоконденсаттарының рефлексивті сипаттамаларын зерттеулер эксперимент нәтижелері ұсынылды. $400 - 4200\text{cm}^{-1}$ жиілік диапазонында алынған ИК спектрометриялық деректер дайындалған. Азоттың шала totығы және этанол жіңішке криоконденсаттарының еріту температурасының азоттотығы және этанолмолекулаларының OH байланысының деформациялық, және бойлық дірліне тиісті сіңіру жолақтарының пішіні мен қалпына әсері зерттелген. Азот шала totығы мен этанол криоконденсаттарының конденсация температурасының құрылымдық, өтпелеріне әсерін зерттеулері жүргізілді. Үлгілердің конденсация температурасына байланысты жұқа пленкалардың криоконденсаттарындағы термомынталандырылған айналымдармен байланысты жолақтарының сіңіру орындарының ерекшелігі анықталды. Басты өлшеу параметрлері төмендегідей: конденсация температурасы $T = 16\text{ K}$ бастапқы вакуум кезінде камерада $P = 10^{-6}\text{Torr}$ болды. Зерттеу заттектер ретінде азот қышқылы (тазалығы 99,99%) және этанол (тазалығы: 99,99%) пайдаланылады.

Түйін сөздер: Вакуум, азоттың шала totығы, этанол, ИК спектрлер.

Введение

Развитие и широкое использование криогенных технологий требует все более широко- го объема знаний о процессах криоконденсации газов и свойствах образующихся криовакуумных конденсатов. С этой целью проводятся как экспериментальные исследования, так и моделирование указанных процессов. Одним из направлений такого рода исследований является изучение влияние условий образования тонких пленок криоконденсатов газов на оптические характеристики рабочих поверхностей криогенно-вакуумного оборудования. Результаты таких исследований имеют как фундаментальный интерес, так и важное практическое значение. В частности, говоря о получении фундаментальных знаний, речь идет о изучении влияния температуры криоконденсации на структурные характеристики конденсированной фазы, а также определение параметров структурно-фазовых превращений в твердых телах при низких температурах.

Предлагаемые в настоящих исследованиях результаты в основном имеют важное прикладное значение. Известно, что ряд научных криогенных технологий сопровождаются явлением криоконденсации газов. В ряде случаев, таких как криогенная откачка высоковакуумных систем, этот процесс является основополагающим, т.к. именно криоконденсация включает в себя процесс откачки.

С другой стороны, существуют криогенные технологии, в которых процессы криосаждения и образования тонких пленок твердых газов являются побочными, и, в ряде случаев, крайне нежелательными явлениями. В частности, в качестве примера можно привести системы дистанционного зондирования Земли как в гражданских, так и в военных интересах. В такого рода устройствах зачастую используются охлаждаемые оптические системы, что позволяет значительно повысить соотношение полезного сигнала к шуму. Однако при этом на охлаждаемых оптических элементах-датчиках, зеркалах, защитных оптических поверхностях возможно образование слоев криоконденсатов из остаточных газов собственной атмосферы, окружающей систему зондирования.[1-5]

Как в первом, так и во втором случае необходимо знание оптических характеристик системы поверхность-криоконденсат как в видимом, так и в ИК-диапазоне. Именно этому посвящены предлагаемые ниже результаты, которые обобщают исследования зависимости отражательной способности криоконденсатов от условий их образования – температуры подложки и давления газовой фазы. В качестве исследуемых веществ были использованы закись азота и этанол. Исследования проведены в интервале температур от 16 K до 130 K при давлении газовой фазы в диапазоне от $10^{-6} - 10^{-2}$ Torr. Получены спектральные отражательные характеристики в диапазоне $400\text{-}4200\text{ cm}^{-1}$.

Эксперимент и методика измерений

В данном разделе приведена методика проведения экспериментальных исследований особенностей трансформаций в криоконденсированных образцах закиси азота и этанола. Для закиси азота нами исследовано в окрестностях $T=40\text{K}$ превращения деформационной и трансляционной колебательной подсистемы конденсированного состояния закиси азота. Иными словами, является ли данный переход превращением, затрагивающим одновременно все степени свободы молекулы закиси азота, или имеет место совокупность последовательных превращений, соответствующих тому или иному типу колебаний молекулы. В порядке напоминания приводим значения частот трех основных характеристических колебаний молекулы закиси азота в газовой фазе [6-8]:

$v_1 = 1284,91 \text{ см}^{-1}$ – продольное асимметрическое колебание молекулы ($100\text{-}00^00$);

$v_2 = 588,77 \text{ см}^{-1}$ – поперечное деформационное колебание молекулы ($01^10\text{-}00^00$);

$v_3 = 2223,76 \text{ см}^{-1}$ – продольное симметрическое колебание молекулы ($001\text{-}00^00$).

Для криоконденсатов этанола, проведена серия экспериментов в диапазоне температур $T=60\text{-}130\text{K}$, в диапазоне частот валентных колебаний (OH) связи на частоте $v=3105 \text{ см}^{-1}$. Получены экспериментальные результаты структурного перехода в твердых образцах криоконденсатов этанола, также выявлена зависимость колебательной составляющей (OH) связи на термостимулированные превращения в образцах.

Исследования проводились на установке и по методике, ранее неоднократно описанной в наших статьях [9,10]. В данной работе объектами исследований являлись пленки криовакуумных конденсатов закиси азота и этанола, образованные при следующих условиях: поверхность конденсации – медная посеребренная зеркальная подложка диаметром 40 мм; температура конденсации образцов $T_c=16 \text{ K}$; давление газовой фазы при конденсации $P=10^{-5} \text{ Торр}$; толщина образцов в данной работе составляла $d=2,5 \text{ мкм}$; скорость отогрева образцов $t=1 \text{ К/мин}$; чистота газовой фазы закиси азота составляла 99,98%, а этанола 99,99%.

Проводились измерения колебательных спектров образцов и фиксируя изменение амплитуды и положения полосы поглощения характеристических колебаний можно определить температуру и характер термостимулированных

превращений в пленках криоконденсатов закиси азота и этанола.

Порядок проведения экспериментов был следующим. Вакуумная камера откачивалась до давления $2 \cdot 10^{-7} \text{ Торр}$, после чего подложка охлаждалась до $T=16 \text{ K}$. С помощью натекателя в камеру осуществлялся напуск исследуемого вещества до заданного давления конденсации (10^{-5} Торр). На поверхности подложки образовывалась пленка криоконденсата, скорость роста которой и коэффициент преломления измерялись с помощью двулучевого лазерного интерферометра.

По достижении необходимой толщины напуск газа прекращался и через 5-10 минут проводились измерения ИК-спектров образцов в интервале частот от 400 до 4200 см^{-1} . Далее, частота ИК-спектрометра устанавливалась на значение, соответствующее анализируемому типу колебаний молекулы. После этого образец медленно нагревался с одновременной регистрацией сигнала спектрометра на выбранной частоте наблюдения.

Экспериментальные результаты и выводы

На рисунке 1 представлены ИК спектры криоконденсатов закиси азота в диапазоне частот наблюдения $400\text{-}4200 \text{ см}^{-1}$, температуры конденсации 16K и 60K соответственно. Толщина полученных пленок составляет $2,5 \text{ мкм}$. На рисунке также отчетливо видно различие значений амплитуд для каждой из деформационной и трансляционной колебательной подсистемы.

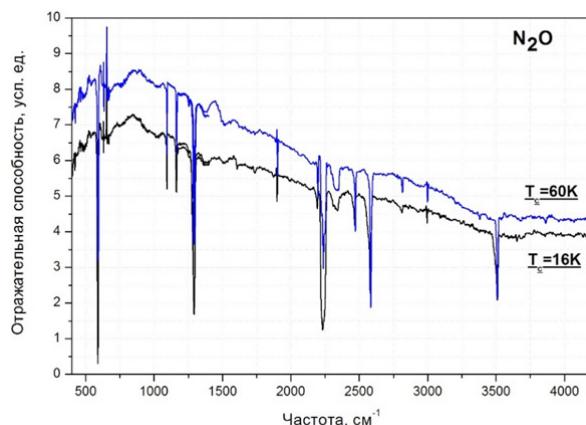
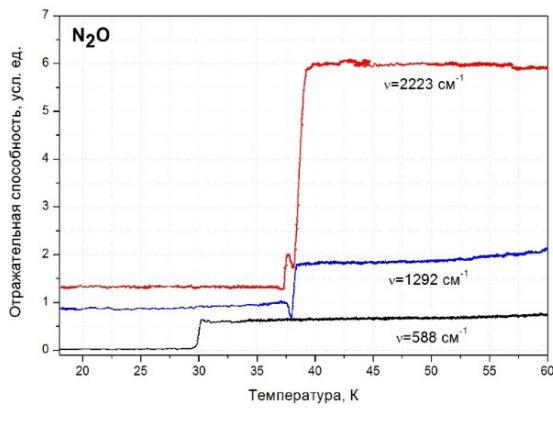


Рисунок 1 – Колебательные спектры криоконденсатов закиси азота при температурах конденсации $T_c=16\text{K}$ и $T_c=60\text{K}$.
Толщина пленок $d=2,5 \text{ мкм}$.

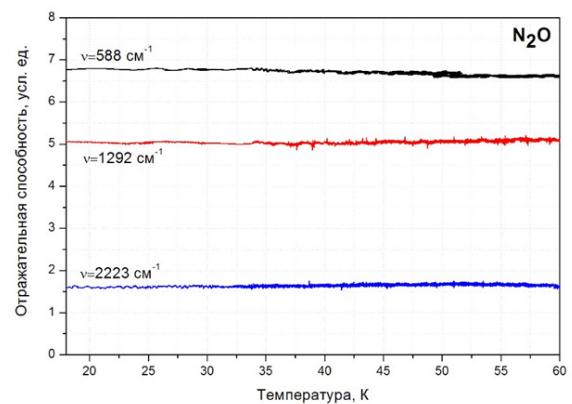
Напомним, что в диапазоне температур $T=45\text{K}$, для криоконденсаторов закиси азота существует структурный переход из аморфного в кубический кристалл Ра3 типа. [11]

Дальнейшей нашей задачей стало определения влияния колебательных подсистем на структурный переход. Получены спектры отогревов каждой из основных мод колеба-

ний в диапазоне температур $T=16\text{-}60\text{K}$. Также проведены исследования обратимости влияния деформационной и трансляционной колебательной подсистемы. Полученные пленки криоконденсаторов при температуре конденсации $T=60\text{K}$ были охлаждены до температуры $T=16\text{K}$ и снова отогреты. Данные результаты представлены на рисунке 2.



а) Температура конденсации пленок $T_c=16\text{K}$.



б) Температура конденсации пленок $T_c=60\text{K}$.

Рисунок 2 – Термостимулированные изменения положения деформационной и трансляционной колебательной подсистем.

Как видно из представленных данных, существует ряд особенностей, характерных для различных типов колебаний и соответствующих им спектров.

1. Интервал частоты 588 cm^{-1} -деформационное колебание. Нагрев пленки приводит к заметному сужению полосы поглощения и соответствующему смещению в область более высоких частот. При этом высокочастотный край полосы поглощения сохраняет свое положение. Измерение сигнала ИК-спектрометра на частоте наблюдения $v=588\text{ cm}^{-1}$ указывает на скачкообразное изменение в интервале температуры от $T=30\text{ K}$.

2. Интервал частоты 1292 cm^{-1} -продольное асимметричное колебание. Нагрев пленки приводит к смещению полосы как целое в более высокие частоты и уменьшению амплитуды поглощения. Измерение сигнала ИК-спектрометра на частоте наблюдения $v=1292\text{ cm}^{-1}$ указывает на скачкообразное изменение в интервале температуры от $T=37,5\text{ K}$.

3. Интервал частоты 2223 cm^{-1} -продольное симметричное колебание. Нагрев пленки от

$T=16\text{ K}$ до $T=45\text{ K}$ приводит резкому уменьшению ширины полосы поглощения со смещением в диапазон более высоких частот, а также к заметному уменьшению амплитуды поглощения. Измерение сигнала ИК-спектрометра на частоте наблюдения $v=2223\text{ cm}^{-1}$ указывает на то, что переход осуществляется в два этапа. Первое скачкообразное изменение наблюдается в интервале температуры от $T=37\text{ K}$. Второй переход, наблюдается в интервале $T=38\text{ K}$.

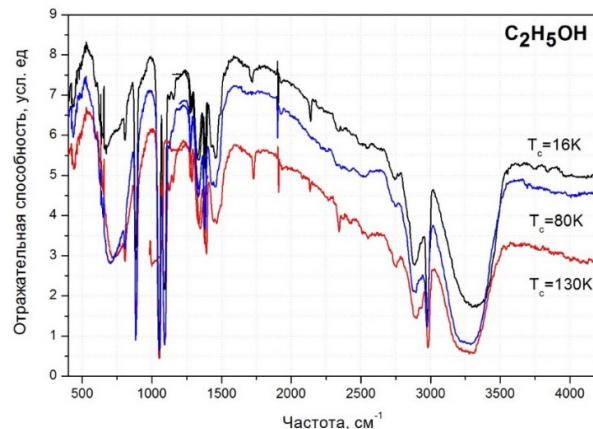
Для пленок полученных выше температур структурных изменений в криоконденсатах закиси азота и дальнейшими термостимулированными воздействиями на них, влияния деформационной и трансляционной колебательной подсистемы не выявлено. Это показано на рисунке 2 б). Переход от аморфного состояния закиси азота к кристаллическому состоянию осуществляется в несколько этапов, отражающих реализацию релаксационных процессов, относящихся к конкретному типу колебаний молекулы закиси азота. Различие в температурах переходов определяется энергиями акти-

вации, характерными для данного типа колебаний.

На рисунке 3 представлены колебательные спектры криоконденсатов этанола полученные при различных температурах конденсации $T_c=16-80-130\text{K}$. Толщина полученных пленок составляла 2,5мкм. Интервал температур $T=90-100\text{K}$ у криоконденсатов этанола соответствует структурным изменениям и переходам в образцах от аморфного стекла в пластический кристалл через состояние сверхпереохлажденной жидкости (SCL) [12,13].

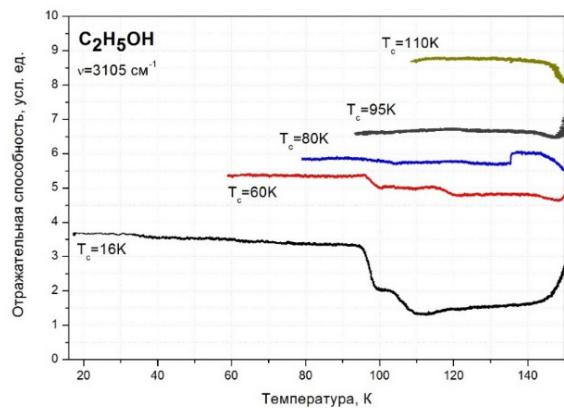
Валентные колебания (OH) связи в интервале частот $v=3000-3500\text{ cm}^{-1}$ являются наиболее чувствительными к различного рода переходам и видоизменениям структуры твердых образцов криоконденсатов. Что подтверждается изменением амплитуды сигнала колебательного спектра в данном интервале частот измерения. Дальнейшие наши действия преследовали цель, изучить поведение валентных колебаний криоконденсатов этанола (OH) связи на частоте

$v=3105\text{ cm}^{-1}$. На рисунке 4 представлены термостимулированные изменения полосы поглощения исследуемой частоты.



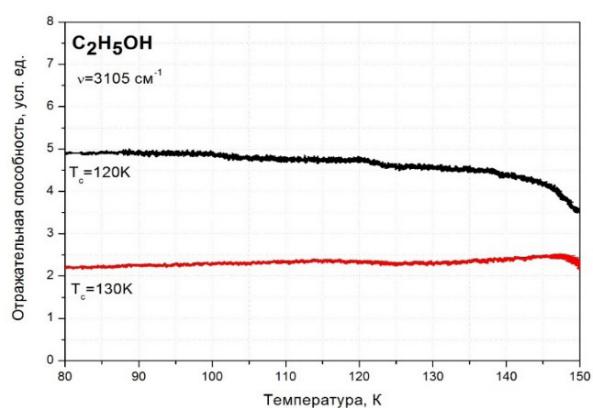
Температуры конденсации $T_c=16-80-130\text{K}$.

Рисунок 3 – Колебательные спектры криоконденсатов этанола



a)

- а) Температура конденсации пленок $T_c=16-110\text{K}$,
б) Температура конденсации пленок $T_c=120-130\text{K}$. Толщина пленок 2,5 мкм.



б)

Рисунок 4 – Термостимулированные изменения положения (OH) связи криоконденсатов этанола на частоте 3105cm^{-1} при различных температурах конденсации

Из представленных выше рисунков видно, что термостимулированное поведение колебательных подсистем напрямую зависит от истории получения пленки, иными словами, от температуры образования самого образца криоконденсата. Чем выше температура конденсации и чем ближе мы на температурной шкале к границе структурно фазовых превращений,

тем менее активно изменение сигнала спектрометра. Это особенно выделено на рисунке 4 а), поведение валентных колебаний криоконденсатов этанола (OH) связи на частоте $v=3105\text{ cm}^{-1}$ наглядно продемонстрировано отогревами пленок криоконденсатов от различных температур конденсаций. С другой стороны, на рисунке 4 б) показаны отогревы образцов полученных

при температуре конденсации выше структурных переходов с последующим охлаждением до температуры $T=80\text{K}$. Термостимулированные влияния на превращения в выбранной частоте $v=3105 \text{ см}^{-1}$, на данном температурном

интервале не выявлены. Что также является подтверждением того, что температура конденсации образцов напрямую влияет на дальнейшие структурные превращения в пленках криоконденсаторов.

Литература

- 1 Okabe H. Photochemistry of small molecules. – John Wihely & Sons Inc., 1978. – 413 p.
- 2 Криокристаллы. Под ред. Б. Веркина и А. Прихолько. – Киев: Думка, 1983. – 528 с.
- 3 Пиментел Д., Мак-Келлан О. Водородная связь. – М.: Мир, 1964. – 462 с.
- 4 Petrenko V.F. and Whitworth R.W. Physics of Ice. – New York: Oxford University Press, 1999. – 262 p.
- 5 Finney J.L., Bowron D.T., Soper A.K., Loerting T., Mayer E. and Hallbrucker A. Structure of a New Dense Amorphous Ice // Phys. Rev. Lett. – 2002. – V. 89, № 20. – P. 205503-1205503-4.
- 6 Garypogly D., Drobyshev A. On some characteristic features of nitrogen monoxide cryocondensation // Fiz. Nizk. Temp. – 1990. – Vol.16 (7). – P. 936-938.
- 7 Field D., Plekan O., Cassidy A. et al. Spontaneous electric fields in solid films: spontelectrics // Intern. Rev. Phys. Chem. – 2013. – Vol. 32 (3). – P.345-392.
- 8 Cassidy A., Plekan O., Balog R. et al. Spontaneous electric fields in films of CF_3Cl , CF_2Cl_2 and CFCl_3 // Phys. Chem. Chem. Phys. – 2013. – Vol. 15. – P.108-113.
- 9 Drobyshev A., Aldiyarov A. et al. Structural-phase transitions in solid nitrous oxide // Low.Temp. Phys. – 2012. – Vol.38. – P.1058.
- 10 Drobyshev A., Aldiyarov A., Korshikov E., Strzhemechny Yu. Dynamic characteristics of light emission accompanying cryocondensation of nitrous oxide and ethanol // Low.Temp. Phys. – 2015. – Vol. 41. – P.547.
- 11 Balog R., Cicman P., Jones N.C., and Field D. Spontaneous Dipole Alignment in Films of N_2O // Phys. Rev. Lett. – 2009. – Vol. 102(2). – P.073003.
- 12 Talon C., Ramos M., and Vieira S. Low-temperature specific heat of amorphous, orientational glass, and crystal phases of ethanol // Phys. Rev. B – 2002. – Vol.66. – P. 012201.
- 13 Ramos M.A., Shmyt'ko I., Arnautova E., Jiménez-Riobóo R., Rodriguez-Mora V., Vieira S., and Capitán M.J. On the phase diagram of polymorphic ethanol: Thermodynamic and structural studies // J. Non-Cryst. Solids. – 2006. – Vol. 352 (42). – P.4769-4775.

References

- 1 H. Okabe, Photochemistry of small molecules, (John Wihely & Sons Inc., 1978, 413 p.)
- 2 Kriokristally, Pod red. B.I. Verkina i A.F. Prikhot'ko, (Dumka, Kiyev, 1983, 528p.) (in russ.)
- 3 D. Pimentel and O. Mak-Kelllan, «Vodorodnaya svyaz», (Mir, Moscow, 1964, 462p.) (in russ.)
- 4 V.F. Petrenko and R.W. Whitworth, «Physics of Ice», (Oxford Univ. Press, New York, 1999, 262p.)
- 5 J.L. Finney, D.T. Bowron, A.K. Soper, T. Loerting, E. Mayer and A. Hallbrucker, Phys. Rev. Lett., 89(20), 205503(4), (2002).
- 6 D. Garypogly and A. Drobyshev, Fiz. Nizk. Temp., 16 (7), 936-938, (1990).
- 7 D. Field, O. Plekan, A. Cassidy et al., Intern. Rev. Phys. Chem., 32(3), 345-392, (2013).
- 8 A. Cassidy, O. Plekan, R. Balog et al., Phys. Chem. Chem. Phys., 15, 108-113, (2013).
- 9 A. Drobyshev, A. Aldiyarov et al., Low.Temp. Phys., 38, 1058, (2012).
- 10 A. Drobyshev, A. Aldiyarov, E. Korshikov, Yu. Strzhemechny, Low.Temp. Phys., 41,547, (2015).
- 11 R. Balog, P. Cicman, N.C. Jones, and D. Field, Phys. Rev. Lett., 102(2), 073003, (2009).
- 12 C. Talon, M. Ramos, and S. Vieira, Phys. Rev. B, 66, 012201, (2002).
- 13 M.A. Ramos, I. Shmyt'ko, E. Arnautova, R. Jiménez-Riobóo, V. Rodriguez-Mora, S. Vieira, and M.J. Capitán, J. Non-Cryst. Solids, 352 (42), 4769-4775, (2006).

3-бөлім
ТЕОРИЯЛЫҚ ФИЗИКА

Раздел 3
ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

Section 3
**NUCLEAR AND ELEMENTARY
PARTICLE PHYSICS**

Dzhunushaliyev V.D.

IETP, Al Farabi Kazakh National University,
Almaty, Kazakhstan, e-mail: v.dzhunushaliev@gmail.com

**NON-PERTURBATIVE QUANTIZATION À LA HEISENBERG:
ZERO FLUX TUBE BETWEEN QUARK AND QUARK**

Non-Abelian version of field distribution between two positive (negative) charges is considered. Using a two-equation approximation in the non-perturbative quantization à la Heisenberg, a flux tube stretched between two quarks (antiquarks) located at $\pm\infty$ is obtained. The dual Meissner effect is demonstrated by confining of color fields into the tube by a condensate of coset non-Abelian fields. A special case is considered when the longitudinal electric field produced by a quark located at $+\infty$ is equal and oppositely directed to the field generated by a quark located at $-\infty$ that leads to zero total electric field. We show that applying the two-equation approximation in the non-perturbative quantization à la Heisenberg for QCD one can obtain the flux tube stretched between quark and quark (antiquark and antiquark) located at $\pm\infty$ with zero longitudinal color electric field. It is shown that all color electric and magnetic fields are expelled by the scalar field that describes a condensate of coset non-Abelian fields. This effect is the analog of the Meissner effect in superconductivity for non-Abelian color fields.

Key words: non-perturbative quantization, quantum chromodynamics, two-equation approximation, flux tube.

Жұнішалиев В.Д.

ӘТФЗИ, әл-Фараби ат. Қазақ үлттық университеті,
Алматы қ., Қазақстан, e-mail: v.dzhunushaliev@gmail.com

**Гейзенберг бойынша пертурбативтік емес кванттау:
кварк және кварк арасынағы нөлдік өріспен ағындық түтік**

Екі он (теріс) зарядтар арасындағы өрістің таралуының абелдік емес нұсқасы қарастырылған. Гейзенберг бойынша пертурбативтік емес кванттаудағы екі тендеудің жуықтауын пайдаланып, $\pm\infty$ орналасқан екі кварктар (антикварктар) арасында созылған, ағындық түтік алынды. Түсті электрлік және магниттік өрістер абелдік емес өрістердің coset конденсатпен түтікке итерлетіндігімен қорытындыланатын, алынған шешімде Мейсснер эффектісінің дуалды екендігі көрсетілді. $+\infty$ орналасқан, кварктан (антикварктан) пайда болатын түсті бойлық электрлік өріс, $-\infty$ орналасқан кварктан (антикварктан) пайда болатын өріске тен, бірақ сол өріске қарама-қарсы бағытталатын жеке жағдайы қарастырылған. Гейзенберг бойынша пертурбативтік емес кванттаудағы екі тендеудің жуықтауын пайдаланып, бір-бірінен шексіз алыс орналасқан, кварк—кварк, немесе антикварк—антикварк жуптары арасында түсті түтік алуға болатындығы көрсетілді. Сандақ, есептеулерді пайдаланып, түсті абелдік емес өрістер, абелдік емес өрістердің coset конденсатымен сипаттайтын, қандай да бір скаляр өріспен итерлетіндігі көрсетілді. Бұл эффект кванттық хромодинамика үшін асқын өткізгіштікте Мейсснер эффектісінің дуалды аналогы болып табылады.

Түйін сөздер: пертурбативтік емес кванттау, кванттық хромодинамика, екі тендеудің жуықтауы, ағындық түтік.

Джунушалиев В.Д.

НИИЭТФ, Казахский национальный университет им. аль-Фараби,
г. Алматы, Казахстан, e-mail: v.dzhunushaliev@gmail.com

**Непертурбативное квантование по Гейзенбергу:
потоковая трубка с нулевым полем между кварком и кварком**

Рассматривается неабелева версия распределения поля между двумя положительными (отрицательными) зарядами. Используя приближение двух уравнений в непертурбативном

квантовании по Гейзенбергу, получена потоковая трубка, натянутая между двумя кварками (антикварками) расположеными на $\pm\infty$. Показано, что в полученном решении имеется дуальный эффект Мейсснера, заключающийся в том, что цветные электрические и магнитные поля выталкиваются в трубку coset конденсатом неабелевых полей. Рассмотрен частный случай, когда цветное продольное электрическое поле, создаваемое夸рком (антикварком), расположенным на $+\infty$ равно, но противоположно направлено такому же полю, создаваемому夸рком (антикварком), расположенным на $-\infty$. Показано, что, используя приближение двух уравнений в непертурбативном квантовании по Гейзенбергу, можно получить цветную потоковую трубку между парой кварк–кварк, или антикварк–антикварк, расположеными бесконечно далеко друг от друга. Используя численные расчеты показано, что цветные неабелевые поля выталкиваются неким скалярным полем, описывающим конденсат coset неабелевых полей. Это эффект является дуальным аналогом эффекта Мейсснера в сверхпроводимости для квантовой хромодинамики.

Ключевые слова: непертурбативное квантование, квантовая хромодинамика, приближение двух уравнений, потоковая трубка.

Introduction

One of unsolved problems in quantum chromodynamics (QCD) is the problem of field distribution between quark and antiquark. Similar problem is easily solved in electrodynamics: the distribution of electric field between positive and negative charges can be easily found since Maxwell's electrodynamics is a linear theory. In QCD the problem is that the calculations should be done for non-perturbatively quantized fields because Yang-Mills theories are strongly nonlinear ones. The standard point of view is that in QCD there is the dual Meissner effect: longitudinal electric field lines get compressed to a flux tube.

The flux tube field distribution is investigated within the framework of lattice QCD. In Ref. [1], the Abelian color flux of two- and three-quark systems in the maximally Abelian gauge in lattice QCD with dynamical fermions is investigated. In Refs. [2] and [3], the non-Abelian dual Meissner effect in the SU(3) Yang-Mills theory is investigated by measuring the chromoelectric flux created by a quark-antiquark source. Lattice calculations strongly support the idea of the dual Meissner effect in QCD. However, for a more complete understanding of the nature of confinement, it is necessary to have at least approximate analytical calculations confirming this point of view.

In Ref. [4], we have shown that applying the non-perturbative quantization à la Heisenberg for QCD and using the two-equation approximation, a solution describing the flux tube between quark and antiquark located at $\pm\infty$ can be obtained. The solution is characterized by a longitudinal color

electric field directed from quark to antiquark. All fields in this solution are expelled by a condensate of coset gauge fields into the flux tube. This is a non-Abelian version of the field distribution between positive and negative charges in Maxwell's electrodynamics. Here we want to consider a non-Abelian version of the field distribution between charges with the same sign in Maxwell's electrodynamics. We expect that in this case we will have two longitudinal electric fields directed oppositely. We will consider some special case when these fields are the same that leads to zero longitudinal color electric field in the flux tube.

The main idea

In Ref.[4] we have shown that in the two-equation approximation for QCD one can obtain an infinite flux tube filled with a longitudinal colour electric field and stretched between quark/antiquark located at $\pm\infty$. Here we want to show that within this approximation it is possible to obtain an infinite flux tube filled with two longitudinal colour electric fields directed oppositely.

We start with the two-equation approximation obtained in Ref. [4] and applied for the flux tube with one color longitudinal electric field. The set of equations describing such a situation is

$$\tilde{D}_\nu F^{a\mu\nu} - [(m^2)^{ab\mu\nu} - (\mu^2)^{ab\mu\nu}] A_\nu^b = 0, \quad (1)$$

$$\phi - (m_\phi^2)^{ab\mu\nu} A_\nu^a A_\mu^b \phi - \lambda \phi (M^2 - \phi^2) = 0, \quad (2)$$

where

$$(m^2)^{ab\mu\nu} = -g^2 [f^{abc} f^{cpq} G^{pq\mu\nu} - f^{amn} f^{bnp} (\eta^{\mu\nu} G_\alpha^{mp\alpha} - G^{mp\nu\mu})], \quad (3)$$

$$(\mu^2)^{ab\mu\nu} = -g^2(f^{abc}f^{cde}G^{de\mu\nu} + \eta^{\mu\nu}f^{adc}f^{cbe}G_{\alpha}^{de\alpha} + f^{aec}f^{cdb}G^{ed\mu\nu}), \quad (4)$$

$$(m_{\phi}^2)^{ab\mu\nu} = g^2f^{amn}f^{bnp}\frac{G^{mp\mu\nu}-\eta^{\mu\nu}G_{\alpha}^{mp\alpha}}{G_{\alpha}^{mn\alpha}}. \quad (5)$$

2-point Green functions for the gauge fields $\delta\hat{A}_{\mu}^a \in SU(2) \times U(1)$ and for the coset $\hat{A}_{\mu}^m \in SU(3)/(SU(2) \times U(1))$ are defined as

$$G^{mn\mu\nu}(y, x) = \langle \hat{A}^{m\mu}(y)\hat{A}^{n\nu}(x) \rangle, \quad (6)$$

$$G^{ab\mu\nu}(y, x) = \langle \delta\hat{A}^{a\mu}(y)\delta\hat{A}^{b\nu}(x) \rangle, \quad (7)$$

where $F_{\mu\nu}^a = \partial_{\mu}A_{\nu}^a - \partial_{\nu}A_{\mu}^a + gf^{abc}A_{\mu}^bA_{\nu}^c$ is the field strength; $a, b, c, d = 1, 2, 3$ or $2, 5, 7$ are the $SU(2)$ colour indices; $m, n = 4, 5, \dots, 8$ or $1, 3, 4, 6, 8$; g is the coupling constant; f^{ABC} are the structure constants for the $SU(3)$ gauge group; $A, B, C = 1, 2, \dots, 8$. The equation (1) describes $SU(2) \in SU(3)$ degrees of freedom that have non-zero expectation values, and equation (2) describes coset $SU(3)/SU(2)$ degrees of freedom with zero expectation values:

$$\hat{A}^{a\mu} = \langle \hat{A}^{a\mu} \rangle + i\delta\hat{A}^{a\mu}, \quad (8)$$

$$\langle \hat{A}^{m\mu} \rangle = 0. \quad (9)$$

We seek a cylindrically symmetric solution of equations (1) and (2) in the subgroup $SU(2) \in SU(3)$ spanned on either $\lambda^{1,2,3}$ or $\lambda^{2,5,7}$ in the form

$$A_t^{1,2}(\rho) = \frac{f(\rho)}{g}, A_z^{1,2}(\rho) = \frac{u(\rho)}{g}, \quad (10)$$

$$A_t^{2,5}(\rho) = \frac{w(\rho)}{g}, A_z^{2,5}(\rho) = \frac{v(\rho)}{g}, \quad (11)$$

$$\phi(\rho) = \frac{\phi(\rho)}{g}. \quad (12)$$

Here the first superscript indices are for $\lambda^{1,2,3}$ and the second ones – for $\lambda^{2,5,7}$. We work in a cylindrical coordinate system z, ρ, φ and the corresponding colour electric and magnetic fields are then

$$E_z^{3,7}(\rho) = F_{tz}^{3,7} = (E_z^{3,7})_1 - (E_z^{3,7})_2 = \frac{fv-wu}{g}, \quad (13)$$

$$E_{\rho}^{1,2}(\rho) = F_{t\rho}^{1,2} = -\frac{f'(\rho)}{g}, E_{\rho}^{2,5}(\rho) = F_{t\rho}^{2,5} = -\frac{w'(\rho)}{g}, \quad (14)$$

$$H_{\varphi}^{2,5}(\rho) = \epsilon_{\varphi\rho z}F^{2,5\rho z} = -\frac{v'(\rho)}{g}, \quad (15) \quad -v'' - \frac{v'}{\rho} + m^2\phi^2v = \mu^2v, \quad (18)$$

$$H_{\varphi}^{1,2}(\rho) = \epsilon_{\varphi\rho z}F^{1,2\rho z} = -\frac{w'(\rho)}{g}, \quad (19)$$

where

$$(E_z^{3,7})_1 = A_t^{1,2}A_z^{2,5} = \frac{fv}{g}, (E_z^{3,7})_2 = A_t^{2,5}A_z^{1,2} = -\frac{wu}{g}.$$

For simplicity, we consider the case with

$$w = f, u = v. \quad (16)$$

In both cases we have the following set of equations (for details see Appendix 4)

$$-f'' - \frac{f'}{\rho} + m^2\phi^2f = \mu^2f, \quad (17)$$

We see that equations (17) and (18) are Schrödinger-type equations with a solution $v(\rho) = kf(\rho)$, where k is a constant, ϕ is the potential and μ is an eigenvalue. In this case we can rewrite the set of equations (17)-(19) as follows

$$-f'' - \frac{f'}{x} + \phi^2f = \mu^2f, \quad (20)$$

$$\phi'' + \frac{\phi'}{x} = \phi[\alpha f^2 + \lambda(\phi^2 - M^2)]. \quad (21)$$

Here $\alpha = \tilde{\alpha}(k^2 - 1)$ and it can be an arbitrary real number; we redefined $m\phi/f(0) \rightarrow \phi$, $\lambda/$

$m^2 \rightarrow \lambda$, $mM \rightarrow M$, $f/f(0) \rightarrow f$, $x = \rho f(0)$. Numerical investigation shows that regular solution to (20) and (21) does exist only for some positive $\alpha > 0$. It is necessary to note that because of (16) the total longitudinal electric field $E_z^{3,7} = 0$, and this leads to the fact that equations (17), (18), and (20) do not have non-linear terms like fv^2 .

The results of numerical calculations are presented in Figs. 1 and 2. We see that we have the dual Meissner effect: the longitudinal electric fields $(E_z^{3,7})_1$ and $(E_z^{3,7})_2$ are confined into a tube by the scalar field ϕ (which is a condensate of the coset fields).

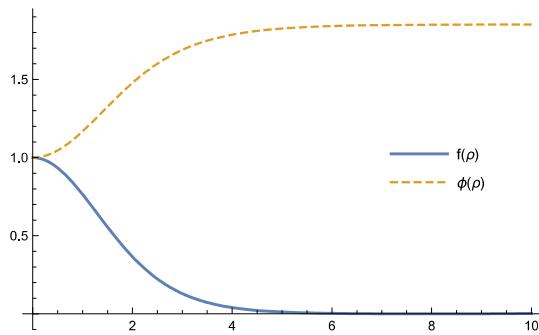


Figure 1 – The profile of the functions $f(\rho)$, $\phi(\rho)$

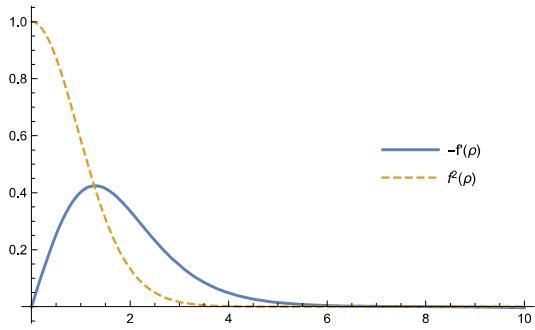


Figure 2 – The profiles of electric and magnetic fields
 $gE_\rho^{1,2}(\rho) = gE_\rho^{2,5}(\rho) = -f'(\rho)$, $gH_\phi^{2,5}(\rho) = gH_\phi^{1,2}(\rho) = -f'(\rho)$, $g(E_z^{3,7})_1 = -g(E_z^{3,7})_2 = f^2(\rho)$

Discussion and conclusions

We have shown that applying the two-equation approximation in the non-perturbative quantization à la Heisenberg for QCD one can obtain the flux tube stretched between quark and quark (antiquark and antiquark) located at $\pm\infty$ with zero longitudinal color electric field. It is shown that all color electric and magnetic fields are expelled by the scalar field that describes a condensate of coset non-Abelian fields. This effect is the analog of the

Meissner effect in superconductivity for non-Abelian color fields.

Acknowledgements

This work was supported by Grant 3101/GF4 in fundamental research in natural sciences by the Ministry Education and Science of Republic of Kazakhstan. I am very grateful to N. Kochelev and V. Folomeev for fruitful discussions and comments.

Appendix

Coefficients of equations (17)-(19)

$SU(2)$ subgroup spanned on $\lambda^{1,2,3}$

We use the following Ansätze for the 2-point Green functions $G^{ab\mu\nu}$

$$G^{ab\mu\nu}(y, x) \approx \Delta^{ab} \mathcal{B}^\mu \mathcal{B}^\nu, a, b = 1, 2, 3; \quad (22)$$

$$\mathcal{C}^{mn\mu\nu} \approx \delta^{mn} \mathcal{A}^\mu \mathcal{A}^\nu \phi^2, m, n = 4, 5, 6, 7, \quad (23)$$

where $\mathcal{B}_\mu \mathcal{B}^\mu$ and $\mathcal{A}_\mu \mathcal{A}^\mu$ are constants and

$$\Delta^{ab} = \text{diag}(\delta_1, \delta_2, \delta_3, 0, 0, 0, 0, 0, 0), \quad (24)$$

$$\delta^{mn} = \text{diag}(0, 0, 0, \Delta_4, \Delta_5, \Delta_6, \Delta_7, 0), \quad (25)$$

$$\mathcal{A}^\mu = \left(0, 0, \mathcal{A}_\rho, \frac{\mathcal{A}_\phi}{\rho} \right), \quad (26)$$

$$\mathcal{B}^\mu = \left(0, 0, \mathcal{B}_\rho, \frac{\mathcal{B}_\phi}{\rho} \right). \quad (27)$$

We choose \mathcal{B}^μ and \mathcal{A}^μ in such form because $A_{t,z}^{...}$ from (10) and (11) are non-zero: $A_{t,z}^{...} \neq 0$. Substitution of (24)-(27) in (22) and (23) gives us [for $u(\rho) = v(\rho), w(\rho) = f(\rho)$]:

$$\mu_1^2 = g^2 (\mathcal{B}_\rho^2 + \mathcal{B}_\phi^2)(\delta_2 + \delta_3), \quad (28)$$

$$\mu_2^2 = g^2 (\mathcal{B}_\rho^2 + \mathcal{B}_\phi^2)(\delta_1 + \delta_3), \quad (29)$$

$$m^2 = \frac{3}{4} g^2 (\mathcal{A}_\rho^2 + \mathcal{A}_\phi^2)(\Delta_4 + \Delta_5 + \Delta_6 + \Delta_7)\phi^2, \quad (30)$$

$$(m_\phi^2)^{ab\mu\nu} A_\nu^a A_\mu^b = \frac{g^2}{2} (f^2 - v^2). \quad (31)$$

We set $\delta_2 = \delta_1$ and then

$$\mu_2^2 = \mu_1^2. \quad (32)$$

$SU(2)$ subgroup spanned on $\lambda^{2,5,7}$

Similar construction can be done for the $SU(2)$ group spanned on $\lambda^{2,5,7}$:

$$\Delta^{ab} = \text{diag}(0, \delta_2, 0, 0, \delta_5, 0, \delta_7, 0), \quad (33)$$

$$\delta^{mn} = \text{diag}(\Delta_1, 0, \Delta_3, \Delta_4, 0, \Delta_6, 0, \Delta_8), \quad (34)$$

$$\mathcal{A}^\mu = \left(0, 0, \mathcal{A}_\rho, \frac{\mathcal{A}_\varphi}{\rho} \right), \quad (35)$$

$$\mathcal{B}^\mu = \left(0, 0, \mathcal{B}_\rho, \frac{\mathcal{B}_\varphi}{\rho} \right). \quad (36)$$

Substitution of (33)-(36) in (22) and (23) gives us [for $u(\rho) = v(\rho), w(\rho) = f(\rho)$]:

$$\mu_1^2 = \frac{g^2}{4} (\mathcal{B}_\rho^2 + \mathcal{B}_\varphi^2)(\delta_5 + \delta_7), \quad (37)$$

$$\mu_2^2 = \frac{g^2}{4} (\mathcal{B}_\rho^2 + \mathcal{B}_\varphi^2)(\delta_2 + \delta_7), \quad (38)$$

$$m_1^2 = \frac{3}{4} g^2 (\mathcal{A}_\rho^2 + \mathcal{A}_\varphi^2)(4\Delta_1 + 4\Delta_3 + \Delta_4 + \Delta_6), \quad (39)$$

$$m_2^2 = \frac{3}{4} g^2 (\mathcal{A}_\rho^2 + \mathcal{A}_\varphi^2)(\Delta_1 + \Delta_3 + 4\Delta_4 + \Delta_6 + 3\Delta_8), \quad (40)$$

$$(m_\phi^2)^{ab\mu\nu} A_\nu^a A_\mu^b = \frac{g^2}{4} \frac{5\Delta_1 + 5\Delta_3 + 5\Delta_4 + 2\Delta_6 + 3\Delta_8}{\Delta_1 + \Delta_3 + \Delta_4 + \Delta_6 + \Delta_8} (f^2 - v^2). \quad (41)$$

We set $\delta_5 = \delta_2$ and $4\Delta_1 + 4\Delta_3 + \Delta_4 + \Delta_6 = \Delta_1 + \Delta_3 + 4\Delta_4 + \Delta_6 + 3\Delta_8$ and then $\mu_2^2 = \mu_2^2, m_2^2 = m_1^2$. (42)

References

- 1 Ichie H., Bornyakov V., Streuer T. and Schierholz G. Flux Tubes of Two- and Three-Quark System in Full QCD // Nucl. Phys. A. – 2003. – Vol. 721. – P. C899-C902.
- 2 Shibata A., Kondo K.I., Kato S. and Shinohara T. Non-Abelian dual Meissner effect in $SU(3)$ Yang-Mills theory and confinement/deconfinement phase transition at finite temperature // arXiv:1403.3888 [hep-lat]. – 12 p.
- 3 Shibata, K. I. Kondo, S. Kato and T. Shinohara Non-Abelian dual superconductivity in $SU(3)$ Yang-Mills theory: Dual Meissner effect and type of the vacuum // Phys. Rev. D. – 2013. – Vol. 87, no. 5, 054011 (2013) doi:10.1103
- 4 Dzhunushaliev V. Nonperturbative quantization à la Heisenberg for non-Abelian gauge theories: two-equation approximation // arXiv:1608.05662 [hep-ph].

МРНТИ 29.05.23

Арынгазин А.^{1*}, Джунушалиев В.^{1,2,3}, Фоломеев В.^{1,3}

¹Институт фундаментальных исследований, Евразийский национальный университет им. Л.Н. Гумилева, г. Астана, Казахстан

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

³Институт физико-технических проблем и материаловедения НАН КР, г. Бишкек, Кыргызстан

*e-mail: aringazin@gmail.com

**МАГНИТНОЕ ПОЛЕ СИСТЕМЫ «НЕЙТРОННАЯ ЗВЕЗДА
ПЛЮС КРОТОВАЯ НОРА»
С ДИЛАТОННЫМ СКАЛЯРНЫМ ПОЛЕМ**

Рассмотрена смешанная конфигурация с нетривиальной топологией пространства-времени, состоящая из кротовой норы, заполненной сильно замагниченной нейтронной жидкостью. Нетривиальная топология обеспечивается духовым скалярным дилатонным полем, неминимально взаимодействующим с магнитным полем. Нейтронная жидкость описывается реалистичным уравнением состояния SLy. Магнитное поле моделируется в форме осесимметричного полоидального магнитного поля, создаваемого тороидальными электрическими токами. Плотность энергии магнитного поля предполагается много меньшей, чем плотности энергии скалярного и гравитационного полей. Сравнивая такие смешанные конфигурации с обычными нейтронными звёздами, исследуется вопрос о влиянии нетривиальной топологии и дилатонного взаимодействия на структуру внутреннего магнитного поля. Рассчитаны радиальная и тангенциальная компоненты напряжённости магнитного поля. Построены распределения эквипотенциальных линий магнитного поля для обычной нейтронной звезды и исследуемой смешанной конфигурации.

Ключевые слова: кротовая нора, скалярное поле, нейтронные звезды, магнитное поле.

Aringazin A.^{1*}, Dzhunushaliev V.^{1,2,3}, Folomeev V.^{1,3}

¹Institute of Basic Research, L.N. Gumilev Eurasian National University, Astana, Kazakhstan

²IETP, Al Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan

³Institute of Physical and Technical Problems and Materials Science
of the National Academy of Sciences of the Kyrgyz Republic, Bishkek, Kyrgyzstan

*e-mail: aringazin@gmail.com

**Magnetic field of the system «neutron star plus wormhole»
with a dilatonic scalar field**

The mixed configuration with a nontrivial spacetime topology consisting of a wormhole filled with a strongly magnetized neutron fluid is considered. The nontrivial topology is provided by a ghost scalar dilatonic field interacting nonminimally with a magnetic field. The neutron fluid is described by a realistic Sly equation of state. The magnetic field is modeled in the form of an axisymmetric poloidal magnetic field created by toroidal electric currents. The energy density of the magnetic field is assumed much to be smaller than those of scalar and gravitational fields. Comparing such mixed configurations with ordinary neutron stars, the question of the influence of the nontrivial topology and the dilatonic interaction on the structure of the interior magnetic field is studied. The radial and tangential components of the magnetic field strength are calculated. Distributions of the magnetic field equipotential lines for ordinary neutron star and the mixed system under consideration are plotted.

Key words: wormhole, scalar field, neutron stars, magnetic field.

Арынғазин А.^{1*}, Жұнішалиев В.^{1,2,3}, Фоломеев В.^{1,3}

¹Іргелі зерттеу институты, Л.Н.Гумлев ат. Еуразиялық ұлттық университеті, Астана қ., Қазақстан

²ӘТФЗИ, әл-Фараби ат. Қазақ ұлттық университеті, Алматы қ., Қазақстан

³ҚР ҰҒА Физика-техникалық проблемалар жөнө материалдану институты, Бішкек қ., Қыргызстан

*e-mail: aringazin@gmail.com

Дилатондық скалярлық өрісі бар «нейтрондық жұлдыз плюс көртышқан іні» жүйесінің магниттік өрісі

Күшті магниттелген нейтрондық сүйиқпен толтырылған, көртышқан інінен құрылған, кеңістік-уақыттың тривиалдық емес топологиялы аралас конфигурациясы қарастырылған. Магнит өрісімен минималды емес өзара әсерлесетін, тривиалдық емес топология фантомдық скалярлық дилатондық өріспен қамтамасыз етіледі. Нейтрондық сүйиқ шынайы SLy қүй тендеуімен сипатталады. Магниттік өріс тороидалдық электрлік токпен пайда болатын, өске симметриялы полоидеалдық магниттік өріс формасында модельденеді. Магнит өрісінің энергия тығыздығы, скалярлық жөнө гравитациялық энергия тығыздықтарынан өте кіші болатындығы болжанды. Осындай аралас конфигурацияларды байырғы нейтрондық жұлдыздармен салыстыра отырып, тривиалдық емес топологияның жөнө дилатондық өзара әсерлесудің магнит өрісінің ішкі құрылымына өсепті зерттелді. Магнит өрісі кернеулігінің радиалдық жөнө тангенциалдық құраушылары есептелінді. Байырғы нейтрондық жұлдыз жөнө зерттелетін аралас конфигурация үшін магнит өрісінің эквипотенциалдық сзықтарының таралуы түрғызылды.

Түйін сөздер: көртышқан іні, скалярлық өріс, нейтрондық жұлдыз, магнит өрісі.

Введение

Нейтронные звёзды представляют из себя компактные астрофизические объекты, состоящие, в основном, из нейтронного вещества, удерживаемого собственным сильным гравитационным полем. Для них типичны массы порядка 1-2 масс Солнца и размеры около 10 км. При этом они быстро врачаются и могут обладать сильным поверхностным магнитным полем с напряжённость порядка $10^{12} - 10^{15}$ Гс. Указанные характеристики нейтронных звёзд могут непосредственно быть измерены путём астрономических наблюдений. Однако внутренняя структура таких звёзд, обеспечивающая данные параметры, в принципе может быть различной. В частности, это касается распределения внутреннего магнитного поля, которое может зависеть от свойств конкретного вещества, используемого при моделировании нейтронных звёзд.

В данной статье мы рассматриваем ситуацию, когда модель обычной нейтронной звезды модифицируется путём добавления в неё следующих новых составляющих. Во-первых, мы предполагаем, что в состав некоторых нейтронных звёзд может входить одна из форм экзотической материи, которая, по современным представлениям, может существовать в современной Вселенной, обеспечивая её ускоренное расширение [1]. В качестве такой материи мы будем использовать так называемое духовое скалярное поле, имеющее отличный от обычного поля знак перед кинетическим слагаемым в

лагранжиане. Такое поле нарушает световое условие энергодоминантности, что может приводить к появлению в системе нетривиальной топологии пространства-времени типа кротовой норы (КН) [2]. Здесь мы будем исходить из предположения, что такая КН заполнена нейтронной жидкостью. При этом параметры получающихся смешанных систем «звезда плюс КН» подбираются таким образом, чтобы с точки зрения удалённого наблюдателя предлагаемые конфигурации были похожи по массам и размерам на обычные нейтронные звёзды, наблюдавшиеся астрономами.

Во-вторых, мы будем рассматривать обобщённую ситуацию, когда скалярное поле может неминимально взаимодействовать с электромагнитным полем за счёт дилатонного механизма. Такие поля используются при моделировании бозонных звёзд [3,4], что позволяет получать новые компактные астрофизические системы с интересными свойствами.

С учётом указанных модификаций, нашей целью будет исследовать, как наличие нетривиальной топологии и дилатонного поля влияет на внутреннюю структуру магнитного поля нейтронной звезды. Система с нетривиальной топологией и замагниченной нейтронной жидкостью, моделируемой простейшей политропной жидкостью, исследовалась нами ранее в работе [5]. Здесь мы воспользуемся более реалистичным уравнением состояния нейтронной жидкости и, кроме того, учём возможность прямого взаимодействия «скаларное поле –

магнитное поле» путём использования дилатонного скалярного поля.

Постановка задачи и уравнения

Будем рассматривать смешанную систему с нетривиальной топологией пространства-времени,

$$L = -\frac{c^4}{16\pi G}R - \frac{1}{2}\partial_\mu\varphi\partial^\mu\varphi - \frac{1}{4}e^{-2\alpha\varphi}F_{lm}F^{lm} + L_{fl}. \quad (1)$$

Здесь G есть константа тяготения Ньютона, F_{lm} – тензор электромагнитного поля, α – константа связи между скалярным и электромагнитным полем (дилатонное скалярное поле), L_{fl} – лагранжиан нейтронной жидкости.

Нашей целью будет исследовать вопрос, как присутствие нетривиальной топологии и дилатонного поля влияет на структуру магнитного поля нейтронной звезды. При этом мы используем следующие упрощающие предположения [6]:

- Магнитное поле моделируется в форме осесимметричного полоидального магнитного поля, создаваемого тороидальными электрическими токами. В общем случае присутствие такого поля в системе будет приводить к отклонению формы конфигурации от сферической симметрии. Однако для используемых здесь величин напряжённости магнитного поля порядка $10^{12} - 10^{15}$ Гс эти отклонения от сфери-

ческой формы малы, поскольку энергия магнитного поля много меньше, чем гравитационная энергия [7]. Это позволяет пренебречь в нулевом приближении деформациями конфигурации, связанными с магнитным полем и рассматривать такие деформации как эффект второго порядка малости.

• Мы не учтываем вращательные деформации и рассматриваем только статические равновесные конфигурации.

• Внутренняя часть звезды предполагается идеально проводящей средой без электрических зарядов и полей.

Исходя из этого, ниже мы выписываем фоновые уравнения для сферически-симметричного случая и выводим уравнение для магнитного поля.

Поскольку здесь мы не рассматриваем вращение звезды, можно выбрать следующую статическую сферически-симметричную метрику в полярных гауссовых координатах:

$$ds^2 = e^\nu(dx^0)^2 - dr^2 - R^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2), \quad (2)$$

где ν и R есть функции только радиальной координаты r , а $x^0 = ct$ есть временная координата. Используя этот линейный элемент, можно получить систему обыкновенных дифференциальных уравнений для метрических функций, жидкости и скалярного поля. Такие уравнения мы будем называть *фоновыми*.

Решая эти фоновые уравнения и ограничиваясь рассмотрением дипольного поля, можно вычислить распределение этого поля на таком сферически-симметричном фоне, задаваясь определённой напряжённостью поля

на границе звезды. В этом случае в уравнении Максвелла в качестве источника используется ток, который, однако, не может быть выбран произвольным образом, а должен удовлетворять условию интегрируемости [6,8].

Фоновые уравнения

В качестве источника вещества в гравитационных уравнениях Эйнштейна возьмём следующий тензор энергии-импульса (без учёта электромагнитного поля):

$$T_\nu^\mu = (\varepsilon + p)u^\mu u_\nu - \delta_\nu^\mu p - \partial_\nu\varphi\partial^\mu\varphi + \frac{1}{2}\delta_\nu^\mu\partial_i\varphi\partial^i\varphi, \quad (3)$$

где ε есть плотность энергии жидкости, u_ν – 4-скорость. Тогда уравнения Эйнштейна могут быть записаны в форме

$$\begin{aligned} & -\left[2 \frac{R''}{R} + \left(\frac{R'}{R}\right)^2\right] + \\ & + \frac{1}{R^2} = \frac{8\pi G}{c^4} T_t^t = \frac{8\pi G}{c^4} \left(\varepsilon - \frac{1}{2} \varphi'^2\right), \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} & -\frac{R'}{R} \left(\frac{R'}{R} + \nu'\right) + \frac{1}{R^2} = \\ & = \frac{8\pi G}{c^4} T_r^r = \frac{8\pi G}{c^4} \left[-p + \frac{1}{2} \varphi'^2\right], \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} & \frac{R''}{R} + \frac{1}{2} \frac{R'}{R} \nu' + \frac{1}{2} \nu'' + \frac{1}{4} \nu'^2 = \\ & = -\frac{8\pi G}{c^4} T_\Theta^\Theta = \frac{8\pi G}{c^4} \left[p + \frac{1}{2} \varphi'^2\right], \end{aligned} \quad (6)$$

где штрих обозначает производную по r .

Используя эти выражения, $\mu = r$ компонента закона сохранения полного ТЭИ $T_{\mu;\nu}^\nu = 0$ даёт

$$\frac{dp}{dr} + \frac{1}{2} (\varepsilon + p) \frac{d\nu}{dr} = 0. \quad (4)$$

Полевое уравнение на безмассовое скалярное поле, следующее из варьирования действия (1) по φ , может быть легко проинтегрировано в виде:

$$\varphi'^2 = \frac{D^2}{R^4} e^{-\nu}, \quad (5)$$

где D есть константа интегрирования. Отметим,

$$\frac{\partial^2 A_\Phi}{\partial r^2} + \frac{1}{2} \frac{\partial \nu}{\partial r} \frac{\partial A_\Phi}{\partial r} - 2\alpha \varphi' \frac{\partial A_\Phi}{\partial r} + \frac{1}{R^2} \frac{\partial^2 A_\Phi}{\partial \Theta^2} - \frac{1}{R^2} \cot \Theta \frac{\partial A_\Phi}{\partial \Theta} = -e^{2\alpha \varphi} \frac{j_\Phi}{c}. \quad (8)$$

Его решение ищется путём разделения переменных в виде $A_\Phi = a(r)f(\theta)$, $j_\Phi = j(r)f(\theta)$, что даёт следующее уравнение на функцию a :

$$a'' + \frac{1}{2} \nu' a' - 2\alpha \varphi' a' - \frac{\lambda}{R^2} a = -e^{2\alpha \varphi} \frac{j}{c}, \quad (9)$$

где $\lambda = l(l+1)$ есть константа разделения. В этой статье мы будем рассматривать физически наиболее интересный случай дипольного маг-

нитного поля, когда $l = 1$ и $\lambda = 2$. Тогда уравнение на функцию f

$\frac{d^2 f}{d\theta^2} - \cot \theta \frac{df}{d\theta} + \lambda f = 0$

имеет частное решение $f = -\sin^2 \theta$. Соответственно имеем $A_\Phi = -a(r)\sin^2 \theta$, $j_\Phi = -j(r)\sin^2 \theta$.

Решение уравнения (12) может быть найдено

после задания тока j . Как известно [6], ток j не

Уравнение для магнитного поля

Следуя [6], выберем осесимметричное полоидальное магнитное поле, создаваемое 4-током

$$j_\mu = (0, 0, 0, j_\Phi). \quad (6)$$

Для такого тока электромагнитный 4-потенциал A_μ имеет только ф-компоненту

$$A_\mu = (0, 0, 0, A_\Phi). \quad (7)$$

Учитывая ненулевые компоненты тензора электромагнитного поля $F_{r\Phi} = \partial A_\Phi / \partial r$ и $F_{\Theta\Phi} = \partial A_\Phi / \partial \Theta$, общие уравнения Максвелла

$$\frac{1}{\sqrt{-g}} \frac{\partial}{\partial x^\nu} (\sqrt{-g} e^{-2\alpha \varphi} F^{\mu\nu}) = -\frac{1}{c} j^\mu$$

для фоновой метрики (2) дают следующее эллиптическое уравнение на A_Φ :

может быть выбран произвольно, поскольку он должен удовлетворять условию интегрируемости. Исходя из этого условия может быть выведено следующее уравнение (его получение см. в [5,6]):

$$j' - \left[2\frac{R'}{R} - \frac{1}{2}\nu' \left(1 + \frac{\varepsilon'}{p'} \right) \right] j = 0. \quad (10)$$

Здесь и далее функции $R, \nu, \varepsilon, p, \varphi$ соответствуют фоновым решениям, получаемым из фоновых уравнений. Отметим, что все фоновые решения являются решениями нулевого порядка, а решения для магнитного поля (т.е. функции a, j) – первого порядка малости [5,6].

В итоге, рассматриваемая смешанная конфигурация математически описывается системой

$$\begin{aligned} \zeta = & \frac{a_1 + a_2\xi + a_3\xi^3}{1 + a_4\xi} f(a_5(\xi - a_6)) + (a_7 + a_8\xi)f(a_9(a_{10} - \xi)) \\ & + (a_{11} + a_{12}\xi)f(a_{13}(a_{14} - \xi)) + (a_{15} + a_{16}\xi)f(a_{17}(a_{18} - \xi)) \end{aligned} \quad (11)$$

с $\zeta = \lg(p/\text{дин см}^{-2})$, $\xi = \lg(\rho/\text{г см}^{-3})$, где ρ есть плотность нейтронного вещества, а $f(x) = [\exp(x) + 1]^{-1}$. Значения коэффициентов a_i могут быть найдены в [10].

Для выполнения численных расчётов удобно ввести безразмерные переменные. Без потери общности величина используемого здесь безмассового скалярного поля в центре конфигурации, т.е. при $r = 0$, может быть положенной равной нулю, в то время как его производная при $r = 0$ не равна нулю. В окрестности центра

$$\begin{aligned} x = & \frac{r}{L}, \quad \Sigma = \frac{R}{L}, \quad \phi(x) = \frac{\sqrt{8\pi G}}{c^2} \varphi(r), \\ \bar{a}(x) = & \frac{8\pi G \varphi_1}{c^4} a(r), \quad \bar{j}(x) = \frac{j(r)}{c\varphi_1}, \quad \text{где } L = \frac{c^2}{\sqrt{8\pi G} \varphi_1}. \end{aligned} \quad (13)$$

Тогда уравнения (4)-(8), (12) и (13) с учётом (14) перепишутся в безразмерном виде как

$$-\left[2\frac{\Sigma''}{\Sigma} + \left(\frac{\Sigma'}{\Sigma} \right)^2 \right] + \frac{1}{\Sigma^2} = B 10^{\xi - \xi_c} - \frac{1}{2} \phi'^2, \quad (17)$$

$$-\frac{\Sigma'}{\Sigma} \left(\frac{\Sigma'}{\Sigma} + \nu' \right) + \frac{1}{\Sigma^2} = -B \sigma 10^{\xi - \xi_c} + \frac{1}{2} \phi'^2, \quad (18)$$

$$\frac{\Sigma''}{\Sigma} + \frac{1}{2} \frac{\Sigma'}{\Sigma} \nu' + \frac{1}{2} \nu'' + \frac{1}{4} \nu'^2 = B \sigma 10^{\xi - \xi_c} + \frac{1}{2} \phi'^2, \quad (19)$$

уравнений (4)-(8), (12) и (13). Её численное решение представлено в следующем разделе.

Численные результаты

В этом разделе мы численно проинтегрируем полученные выше уравнения. Для этого необходимо также задаться некоторым УС для нейтронного вещества. Это может быть любое из УС, используемых в литературе для описания вещества при высоких плотностях и давлениях (см., например, работу [9]). Здесь мы воспользуемся хорошо известным УС SLy, которое может быть представлено следующей аналитической аппроксимацией [10]:

скалярное поле может быть разложено как

$$\varphi \approx \varphi_1 r + \frac{1}{6} \varphi_3 r^3, \quad (12)$$

где φ_1 есть производная в центре. Её квадрат соответствует «кинетической» энергии скалярного поля.

Теперь удобно ввести следующие безразмерные переменные, выраженные в терминах φ_1 :

$$\frac{d\xi}{dx} = -\frac{1}{2\ln 10} \frac{1}{d\xi/d\xi} (c^2 10^{\xi - \zeta} + 1) \frac{dv}{dx}, \quad (20)$$

$$\phi'^2 = \frac{e^{\nu_c - \nu}}{(\Sigma/\Sigma_c)^4}, \quad (21)$$

$$\bar{a}'' + \frac{1}{2} \nu' \bar{a}' - 2\bar{\alpha} \phi' \bar{a}' - \frac{2}{\Sigma^2} \bar{a} = -e^{2\bar{\alpha}\phi} \bar{j}, \quad (22)$$

$$\bar{j}' - \left[2\frac{\Sigma'}{\Sigma} - \frac{1}{2} \nu' \left(1 + \frac{c^2 10^{\xi - \zeta}}{d\xi/d\xi} \right) \right] \bar{j} = 0. \quad (23)$$

Здесь $B = \frac{8\pi G}{c^2} \rho_c L^2$ есть безразмерная вели-

чина; Σ_c и ν_c есть центральные значения соответствующих функций; $\rho_c \equiv 10^{\xi_c}$, $p_c \equiv 10^{\zeta_c}$ – центральные плотность и давление жидкости; $\sigma = p_c / (\rho_c c^2)$ – релятивистский фактор; константа интегрирования D из (8) выбирается как $D^2 = (c^4 / 8\pi G \varphi_1)^2 \Sigma_c^4 e^{\nu_c}$ для обеспечения $\Phi' =$

$$\Sigma \approx \Sigma_c + \frac{1}{2} \Sigma_2 x^2, \quad \nu \approx \nu_c + \frac{1}{2} \nu_2 x^2, \quad \bar{a} \approx \bar{a}_c + \frac{1}{2} \bar{a}_2 x^2, \quad \bar{J} \approx \bar{J}_c + \frac{1}{2} \bar{J}_2 x^2, \quad (14)$$

где коэффициенты разложения определяются из ур. (17)-(23) в следующем виде:

$$\begin{aligned} \Sigma_c &= \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{2} - B\sigma}}, \\ \Sigma_2 &= \frac{\Sigma_c}{2} [1 - B(1 + \sigma)], \\ \bar{a}_2 &= \frac{2}{\Sigma_c^2} \bar{a}_c - \bar{J}_c. \end{aligned}$$

В рассматриваемом здесь случае одногорловинной кротовой норы Σ_c есть размер горловины, а коэффициенты \bar{a}_c, \bar{J}_c определяются исходя из требования получения асимптотически затухающего магнитного поля с заданной величиной на поверхности жидкости.

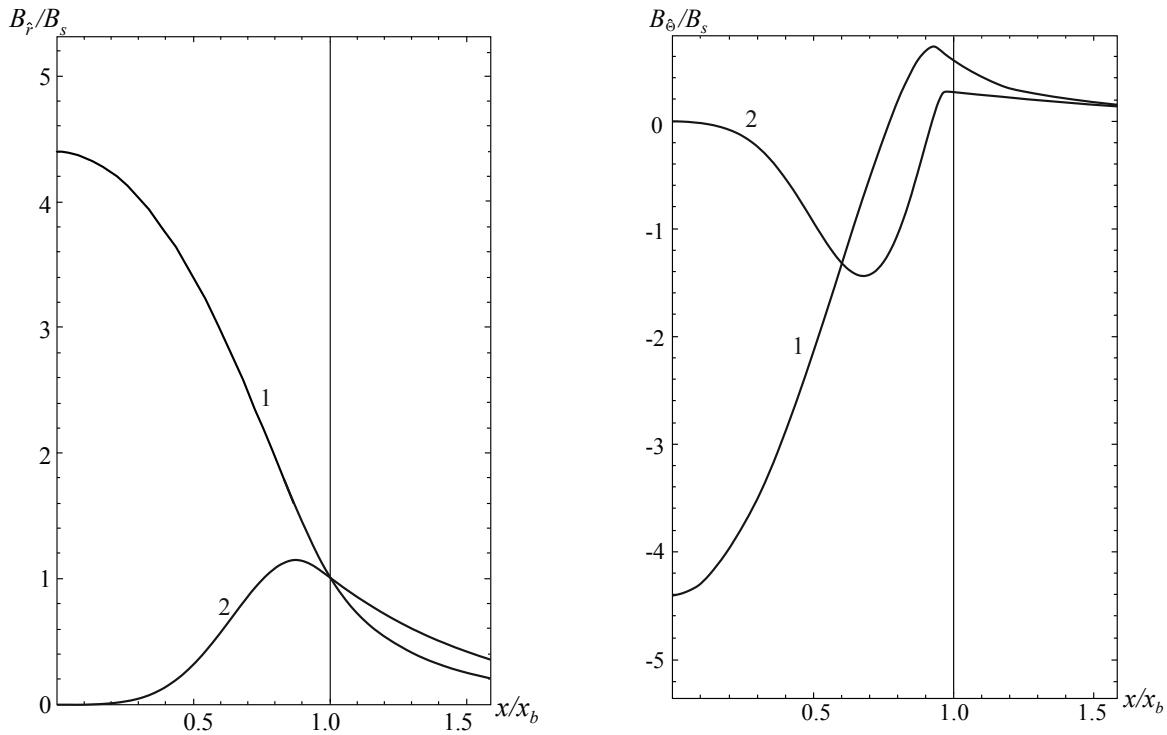
Наконец, для напряжённости магнитного поля можно получить следующие тетрадные компоненты (т.е. компоненты, измеряемые локально инерциальным наблюдателем):

$$\begin{aligned} B_{\hat{r}} &= -F_{\Theta\hat{\Phi}} = \frac{c^2}{\sqrt{8\pi GL}} \frac{2\cos\Theta}{\Sigma^2} \bar{a}, \\ B_{\hat{\Theta}} &= F_{\hat{r}\hat{\Phi}} = -\frac{c^2}{\sqrt{8\pi GL}} \frac{\sin\Theta}{\Sigma} \bar{a}'. \end{aligned} \quad (15)$$

Перейдем теперь к обсуждению результатов численных расчётов. Здесь мы будем рассматривать только конфигурации с одной горловиной. При этом мы опишем структуру магнитного поля для смешанной системы с массой $M \approx 1,74M_{\odot}$ и радиусом $\approx 7,8$ км. Такие ха-

рактеристики типичны для обычных нейтронных звёзд (наблюдательные ограничения см., например, в работе [11]). Кроме того, параметры смешанной конфигурации подбираются таким образом, чтобы величина поверхностного магнитного поля была $B_s \approx 10^{12}$ Гс, что является типичным значением для реалистичных нейтронных звёзд. Тогда с точки зрения удалённого наблюдателя такая система будет выглядеть похожей на обычную нейтронную звезду, но внутренняя структура магнитного поля будет уже другой, как это продемонстрировано на рис. 1 и 2 путём сравнения нашей смешанной системы с обычной нейтронной звездой, моделируемой тем же УС (14) и имеющей такую же массу.

На рис. 1 показаны значения компоненты $B_{\hat{r}}$ на оси симметрии ($\Theta = 0$) и значения компоненты $B_{\hat{\Theta}}$ в экваториальной плоскости ($\Theta = \pi/2$). Компонента $B_{\hat{r}}$, которая демонстрирует монотонное падение от центра к краю у нейтронной звезды, у смешанной конфигурации имеет максимум, смещённый от центра. С другой стороны, в центре смешанной конфигурации компонента $B_{\hat{\Theta}}$ равна нулю, в отличие от случая обычной нейтронной звезды, у которой имеется большое абсолютное значение в центре. Для смешанной конфигурации равенство нулю $B_{\hat{\Theta}}$ в центре есть следствие граничных условий (24), выбираемых так с целью получения асимптотически плоских решений. Кроме того, $B_{\hat{\Theta}}$ имеет минимум, смещённый от центра, в отличие от нейтронной звезды, всегда имеющей минимум в центре конфигурации.

Рисунок 1 – Тетрадные компоненты магнитного поля B_r и B_θ

(в единицах поверхностной напряжённости магнитного поля B_s на полюсе), рассчитанные на оси симметрии ($\Theta = 0$) и в экваториальной плоскости ($\Theta = \pi/2$) соответственно, показаны как функции относительного радиуса x/x_b , где x_b – граница жидкости. Цифрой 1 обозначены распределения поля для обычной нейтронной звезды, цифрой 2 – для смешанной системы. Тонкие вертикальные линии соответствуют границе жидкости.
Параметр $\bar{\alpha} = 3$.

Такое поведение компонент B_r и B_θ определяет структуру линий магнитного поля, представленных на рис. 2, где пространственные координаты даны в единицах радиуса жидкости R_* . Как видно из рисунка, имеются заметные качественные отличия в распределении силовых линий поля, состоящие в том, что если у обычной нейтронной звезды максимальное значение напряжённости поля всегда расположено в центре, то в смешанной системе максимум поля смешён от центра к краю звезды. К тому же часть силовых линий проходит через центр, т.е. они проникают через горловину КН.

Отметим, что ур. (12) и (13) инвариантны относительно преобразований $a, j \rightarrow ka, kj$, где k – любая константа. Соответственно компо-

ненты магнитного поля, задаваемые ур. (25), преобразуются как $B_r, B_\theta \rightarrow kB_r, kB_\theta$. Тогда, если одновременно заменить B_s на kB_s , графики, показанные на рис. 1 и 2, останутся неизменными при любой величине поля, а размерные значения (в гауссах) напряжённости магнитного поля получаются путём умножения этих графиков на требуемое поверхностное значение B_s . Конечно, это остаётся справедливым только в рамках используемого здесь первоначального приближения, когда можно пренебречь влиянием магнитного поля на фоновые конфигурации. В частности, полученные графики могут быть применены как к «классическим пульсарам» (для которых $B_s \sim 10^{12}$ Гс), так и к магнетарам (для которых $B_s \sim 10^{15}$ Гс).

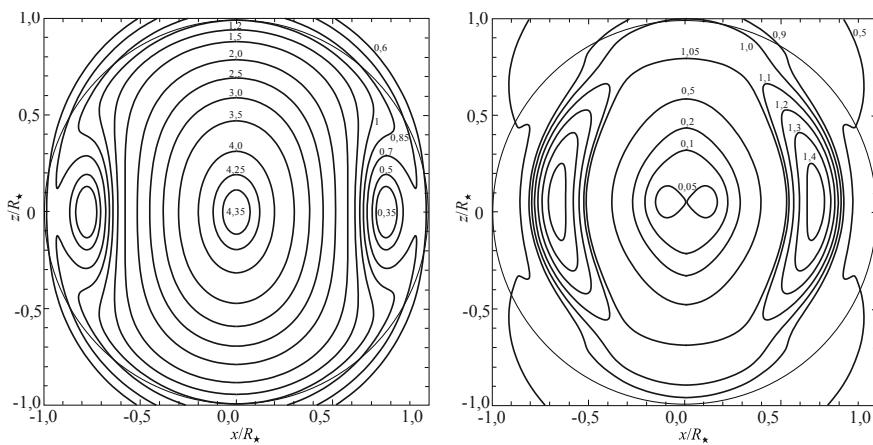


Рисунок 2 – Эквипотенциальные линии полной напряжённости магнитного поля B для нейтронной звезды (левый рисунок) и смешанной системы (правый рисунок).

Графики построены в меридиональной плоскости $\phi = \text{const}$.
в координатах $x = rs\sin\theta$ и $z = r\cos\theta$. Числа возле кривых соответствуют величине B
в единицах B_s на полюсе. Круги, показанные тонкими линиями,
обозначают границу нейтронной жидкости с радиусом R_* .

Заключение

Исследованы равновесные замагниченные смешанные конфигурации, состоящие из КН, заполненной нейтронной жидкостью, моделируемой реалистичным уравнением состояния (14). В отличие от обычных нейтронных звёзд, такие смешанные конфигурации обладают нетривиальной топологией пространства-времени, обеспечивающей присутствием экзотической материи в форме безмассового духового дилатонного скалярного поля, неминимально связанного с магнитным полем.

Нашей целью было исследовать влияние нетривиальной топологии и дилатонной связи на структуру магнитного поля, моделируемого здесь в виде осесимметричного полоидального магнитного поля, создаваемого тороидальным электрическим током. Для сравнения мы также рассмотрели обычную нейтронную звезду (с тривиальной топологией), описываемую тем же УС и аналогичным по форме магнитным полем, создаваемым электрическим током того же типа.

Для обоих типов конфигураций (обычной нейтронной звезды и смешанных систем) физические параметры подбирались таким образом, чтобы с точки зрения удалённого наблюдателя они выглядели бы похожими, т.е. обладали бы одинаковыми массами и напряжённостями поверхностного магнитного поля.

В рамках такого подхода показано, что хотя с точки зрения удалённого наблюдателя оба типа

рассмотренных объектов обладают одинаковыми массами и поверхностными напряжённостями магнитного поля, а также имеют похожие распределения внешнего магнитного поля, распределения внутреннего магнитного поля существенно отличаются. А именно, если у обычной нейтронной звезды компонента напряжённости поля B_ρ монотонно падает от центра к краю, то у смешанной конфигурации имеется максимум напряжённости, смещённый от центра. С другой стороны, компонента B_Θ , имеющая большое абсолютное значение в центре у нейтронной звезды, равна нулю в центре у смешанной конфигурации. В результате это приводит к тому, что имеются существенные качественные отличия в распределении силовых линий поля, состоящие в том, что если у обычной нейтронной звезды максимальное значение напряжённости поля всегда расположено в центре, то в смешанной системе максимум поля смещён от центра к краю звезды. При этом часть силовых линий проходит через центр, т.е. они проникают через горловину КН. Можно ожидать, что эти отличия будут оказывать влияние на внутреннюю структуру и эволюцию в целом компактных объектов, выглядящих для удалённого наблюдателя как нейтронные звёзды.

Благодарности. Авторы благодарны гранту №266 Министерства образования и науки Республики Казахстан за финансовую поддержку.

Литература

- 1 Amendola L. and Tsujikawa S. Dark energy: theory and observations. – Cambridge, England: Cambridge University Press, 2010. – 491 p.
- 2 Visser M. Lorentzian wormholes: From Einstein to Hawking. – New York: Woodbury, 1996. – 412 p.
- 3 Zhi-jian Tao and Xan Xue Boson star in a gravitation theory with dilaton // Phys. Rev. – 1992. – V.D45. – P.1878-1883.
- 4 Fiziev P., Yazadjiev S., Boyadzhiev T., Todorov M. Boson stars in massive dilatonic gravity // Phys. Rev. – 2000. – V. D61:124018. – 9 p.
- 5 Aringazin A., Dzhunushaliev V., Folomeev V., Kleihaus B. and Kunz J. Magnetic fields in mixed neutron-star-plus-wormhole systems // JCAP. – 2015. – V. 1504:005. – 22 p.
- 6 Konno K., Obata T., Kojima Y. Deformation of relativistic magnetized stars // Astron. Astrophys. – 1999. – V. 352. – P.211-216.
- 7 Sotani H., Kokkotas K.D., Stergioulas N. Torsional Oscillations of Relativistic Stars with Dipole Magnetic Fields // Mon. Not. R. Astron. Soc. – 2007. – V. 375. – P.261-277.
- 8 Bocquet M., Bonazzola S., Gourgoulhon E., Novak J. Rotating neutron star models with magnetic field // Astron. Astrophys. – 1995. – V. 301. – P.757-775.
- 9 Potekhin A.Y. The physics of neutron stars // Phys. Usp. -2010. – V. 53. – P.1235-1256.
- 10 Haensel P., Potekhin A.Y. Analytical representations of unified equations of state of neutron-star matter // Astron. Astrophys. – 2004. – V. 428. – P.191-197.
- 11 Ozel F., Baym G., Guver T. Astrophysical Measurement of the Equation of State of Neutron Star Matter // Phys. Rev. – 2010. – V. D82:101301. – 4 p.

References

- 1 L. Amendola and S. Tsujikawa, Dark energy: theory and observations, (England: Cambridge University Press, Cambridge, 2010, 491 p.)
- 2 M. Visser, Lorentzian wormholes: From Einstein to Hawking, (Woodbury, New York, 1996, 412 p.)
- 3 Zhi-jian Tao and Xan Xue, Phys. Rev. D45, 1878-1883, (1992).
- 4 P. Fiziev, S. Yazadjiev, T. Boyadzhiev, M. Todorov, Phys. Rev. D61, 124018(9 p), (2000).
- 5 A. Aringazin, V. Dzhunushaliev, V. Folomeev, B. Kleihaus and J. Kunz, JCAP, 1504, 005(22 p.), (2015).
- 6 K. Konno, T. Obata, Y. Kojima, Astron. Astrophys, 352, 211-216, (1999).
- 7 H. Sotani, K.D. Kokkotas, N. Stergioulas, Mon. Not. R. Astron. Soc., 375, 261-277, (2007).
- 8 M. Bocquet, S. Bonazzola, E. Gourgoulhon, J.Novak Astron. Astrophys., 301, 757-775, (1995).
- 9 A.Y. Potekhin, Phys. Usp., 53, 1235-1256, (2010).
- 10 P. Haensel and A.Y. Potekhin, Astron. Astrophys., 428, 191-197, (2004).
- 11 F. Ozel, G. Baym, T. Guver, Phys. Rev. D82, 101301(4 p.), (2010).

Әбілдаев Ә.Х., Шинбулатов С.К.*

Әл-Фараби ат. Қазақ ұлттық университеті,
Алматы қ., Қазақстан *e-mail: saken_199303@mail.ru

ЖҰҚА ПОЛИМЕР ҚАБЫРШАҚТАРДАН ӨТКЕН α-БӨЛШЕКТЕРДІҢ ЭНЕРГЕТИКАЛЫҚ СПЕКТРИН ЗЕРТТЕУ

Жұмыста жұқа полимер қабыршақтардан өткен Pu-238 изотопының α -бөлшектерінің энергетикалық спектрі бойынша тәжірибелік нәтижелер алынған. Зерттелініп отырған қабыршақтардан өткен α -бөлшектер үшін Ландau таралуы түрғызылған. Тәжірибеден алынған энергетикалық спектрді Ландau таралуымен салыстыра отырып, зерттеліп жатқан полимер қабыршақтардағы кристаллдардың үлесі тәжірибелік қателігінен артпайтыны анықталды, яғни қабыршақтардың ішіндегі монокристаллдардың үлесі аз екені белгілі болды. Ен алдымен плутоний изотопын альфа-спектрометрге салып, калибрлеп аламыз. Сонын плутоний 238 изотопы бетіне полимер қабыршақты жауып, компьютерде спектрлік анализді көруге арналған арнайы бағдарламалық орта көмегімен энергетикалық спектрін аламыз. Осылайша 1-қабыршақтың 4 аумағын үшін осы процессті қайталаймыз. Спектрлік анализ бағдарламалық ортасында канал немесе электронвольт өлшемімен көруге болады. Дәл осындай жолмен 2-қабыршақтың 3 аумағын альфа-спектрометрде P8-332 изотопының бетіне қабыршақты салу арқылы орындаімyz. Альфа спектрометриялық әдіс көмегімен зерттелініп отырған қабыршақтан шыққан α -бөлшектердің энергетикалық спектрін аламыз. Сонымен қатар қабыршақтың құрамын, яғни оның кристалды немесе аморфты екенін анықтаймыз және зерттейміз. Егер қабыршақ кристалды құрам болса, онда α -бөлшектің энергетикалық спектрі өркеш-өркеш болады. Ал егер аморфты болса энергетикалық спектрі біркелкі болады.

Түйін сөздер: альфа-бөлшек, энергетикалық спектр, Ландau таралуы.

Abildaev A.Kh., Shinbulatov S.K.*

Al-Farabi Kazakh National University,
Almaty, Kazakhstan *e-mail: saken_199303@mail.ru

The study of the energy spectrum of α -particles transmitted through thin polymer films

Experimental results were obtained in the work on the measurement of the energy spectra of α -particles Pu-238 passed through thin polymer films. Landau distributions were obtained for α -particles that passed through the films. Comparison of experimental results with theoretical calculations is carried out. We came to the conclusion that the films are not single crystals, crystalline inclusions constitute an insignificant fraction within experimental errors. In the work, the isotope of plutonium was used for calibration. The first stage is calibration, to adjust the readings of the output value, in our case to adjust the energy spectra. After calibration with the help of element P8-332, we obtain energy spectra of alpha particles. Covering the surface of the source with thin polymer films, we obtain analyzes on the computer. The work consists of several parts. In the first part we obtain the energy spectra of a thin polymer film under the number one. In exactly the same way, in the second part we obtain the energy spectra of alpha particles transmitted through thin polymer films № 2. The work was to determine the composition of polymer films and analyze the energy spectrum. Relying on the results of the study, we can say that the polymer films we are studying are not crystalline films, but rather single crystals, as stated above. In the experiment and in calculations, the difference between our spectra and the Landau distribution is shown. Between the Landau distribution and our experiment, the differences are insignificant and therefore the experimental graphs, that is, the energy spectra, are uniform.

Key words: alpha particle, energy spectrum, Landau distribution.

Абидаев А.Х., Шинбулатов С.К.*

Казахский национальный университет им. аль-Фараби,
г. Алматы, Казахстан, *e-mail: saken_199303@mail.ru

Исследование энергетического спектра α -частиц прошедших через тонкие полимерные пленки

В работе получены экспериментальные результаты по измерению энергетических спектров α -частиц Ru-238, прошедших через тонкие полимерные пленки. Построены распределения Ландау для α -частиц, прошедших через исследуемые пленки. Проведены сравнения экспериментальных результатов с теоретическими расчетами. Сделан вывод о том, что исследуемые пленки не являются монокристаллами, кристаллические включения составляют незначительную долю, находящиеся в пределах экспериментальных ошибок. Сначала изотоп плутония помещается в альфа-спектрометр для калибровки. Далее, накрывая изотопа плутония-238 полимерной пленкой, с помощью программы энергетического анализа на компьютере получаем энергетический спектр. Таким образом повторяем процесс для полимерной пленки №1 четырех её областей. В программе спектрального анализа измерения можно снимать в каналах или электронвольтах. Точно таким образом на альфа спектрометре выполняем анализ, накрывая изотоп П8-332 пленкой №2 для 3-х областей. Альфа спектрометрическим методом получаем энергетический спектр α -частиц, прошедших через изучаемые пленки. Также можем определить и изучить состав полимерных пленок, т.е. являются ли пленки кристаллическими или аморфными. Если пленка кристаллическая, то энергетический спектр α -частиц будет бугристый, иначе спектр будет равномерным.

Ключевые слова: α -частица, энергетический спектр, распределение Ландау.

Kіріспе

Альфа-спектрометрия арқылы альфа бөлшектің заттан өткеннен кейінгі энергетикалық спектрі зат туралы өте қызықтылығы мөрдөмлөліктерге береді, спектрдің түріне қарай заттың аморфты немесе кристалды екенін анықтауға болады. Аморфты деп кристал торының реттелген қашықтығы өте жақын араға таралатын түрін айтады.

Жалпы аморфты қабыршақ кристалдыға қарағанда, яғни реттілігі бар полимерге қарағанда көп уақытқа төзімді болып табылады.

Зерттеудің басты мақсаты ретінде гарыштық құрылғыларды жүқта қабыршақпен қаптау және нақты қандай полимермен қаптау тиімді, соңдай-ақ төзімділігі қандай екенін зерттеу. Ал альфа-спектрометриялық әдіс осы мақсатқа қол жеткізуге септігін тигізді. Жоғарыда атап өткендегі полимер қабыршақ аморфты болса, онда ол көптеген температуралық және өзге де сыртқы ортаның әсеріне төзімді болып келеді.

Қабыршақ туралы белгілі мағлұматтарды спектр берген мағлұматтармен салыстыру арқылы оның құрамын анықтауға болады.

Альфа-спектрометриялық зерттеу

Зерттеу жұмысында альфа-спектрометрге алдымен энергиялары әртүрлі альфа-бөлшектерді шыгаратын изотопты салып калибрлеп аламыз. Онда бірнеше энергетикалық спектр (пик) пайдада болады (сурет 1). Ал альфа-спектрометрдегі

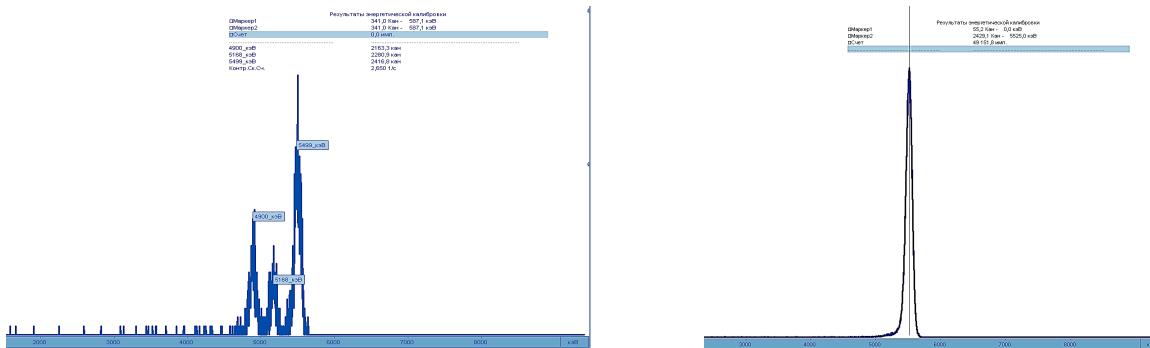
қысым 0,43 мм. сын. бағ.-дейін төмендетіледі, яғни вакуумдық ортаны құрайды.

Келесі кезекте (П8-332) Ru-238, $E_{\alpha}=5525$ кэВ альфа көзін салып энергетикалық спектрін аламыз (сурет 2). Осы изотоп бетінә жағылған пластинаның бетін полимер қабыршақпен жауып мотор арқылы камерадан ауаны сорып аламыз. Төменде көрсетілгендей (сурет 3) энергетикалық спектр пайда болды. Бұл жұмыста №1 қабыршақты (полимер) пайдаланып оның әртүрлі аумағынан өткен альфа-бөлшектердің энергетикалық спектрін алдық. 3-6 суреттерде №1 қабыршақтың әртүрлі 4 аумағынан өткен альфа-бөлшектердің спектрлері көрсетілген. 7,8,9-суреттерде №2 ұлпаның 3 аумағы көрсетілген.

Суреттерден көрініп түрғандай беті жағылған изотоптан алған спектрімізге қарағанда беті полимер қабыршақпен жағылған изотоптан алған спектрдің ең ықтимал мәні ΔE шамаға ығысып түсken. ΔE бір қабыршақтың әртүрлі аумағы үшін әртүрлі болып шықты. Бұл ауытқулар бір қабыршақтың қалыңдығы бет бойынша біркелкі емес екендігін көрсетеді. №1 қабыршақтың 4 аумағынан алынған спектрлерді статистикалық өндөуден өткізіп ΔE -нің орташа мәнін таптық. Дәл осындай жұмыстарды №2 қабыршақпен де жасадық.

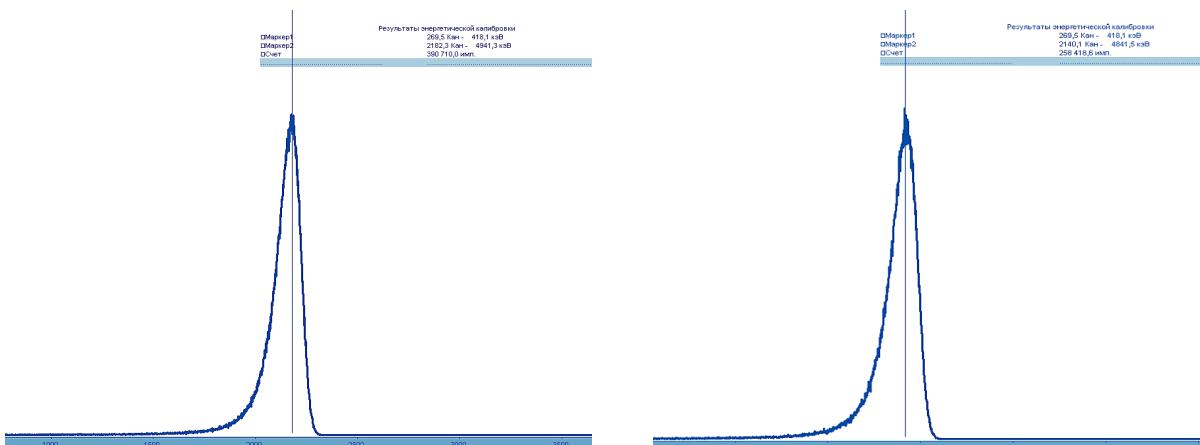
Төменде біз зерттеп шыққан екі қабыршақтың өз бойларынан өткен альфа-бөлшектердің энергиясын қанша мөлшерде жүтқанының орташа мәндері көрсетілген.

$$\begin{aligned}\langle \Delta E \rangle_{\text{№1}} &= (466 \pm 8) \cdot 10^3 \text{ эВ}, \\ \langle \Delta E \rangle_{\text{№2}} &= (415 \pm 9) \cdot 10^3 \text{ эВ}.\end{aligned}$$



Маркер 1: 341,0 Кан – 587,1 кэВ; Маркер 2: 341,0 Кан – 587,1 кэВ, Интеграл: 0,000000 1/c; 5499 кэВ – 2416,8 канал.

1-сурет – Альфа-спектрометрді калибрлеу кезіндегі энергетикалық спектр



Маркер 1: 269,5 Кан – 418,1 кэВ; Маркер 2: 2182,3 Кан – 4941,3 кэВ; Интеграл: 651,175 1/c; Трапеция: – 5 216,599 1/c.

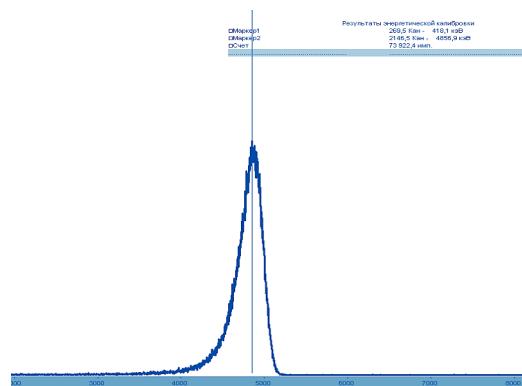
3-сурет – П8-332 элементі сәулесінің қабыршақтан өткендегі энергетикалық спектрі (1)

2-сурет – П8-332 элементінің энергетикалық спектрі

4-сурет – П8-332 элементі сәулесінің қабыршақтан өткендегі энергетикалық спектрі (2)

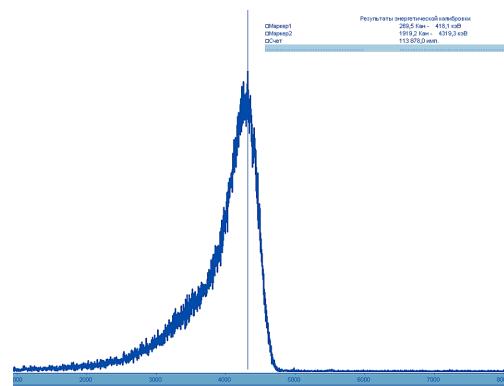
$$\begin{aligned}\langle \Delta E \rangle_{\text{№1 Лан}} &= (570 \pm 20) \cdot 10^3 \text{ эВ}, \\ \langle \Delta E \rangle_{\text{№2 Лан}} &= (620 \pm 20) \cdot 10^3 \text{ эВ}\end{aligned}$$

Біз зерттелген әрбір қабыршақтың массасын микроаналитикалық таразыда өлшеп, олардың беттік тығыздықтарын таптық. [1] жұмыста ұсынылған әдіс бойынша толықтырылған Ландau таралуын түрғызып, ол қабыршақтан өткен альфа-бөлшектің жоғалтқан энергиясын есептегенде



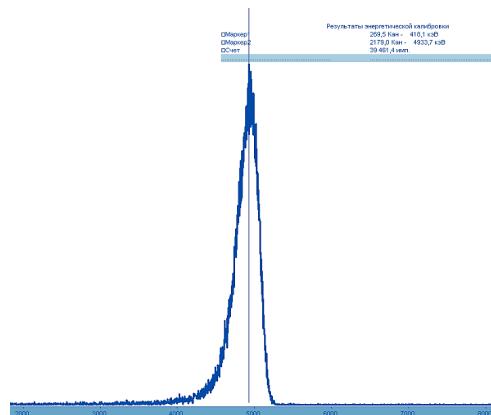
Маркер 1: 269,5 Кан – 418,1 кэВ; Маркер 2: 2146,5 Кан – 4856,9 кэВ; Интеграл: 472,326 1/c; Трапеция: – 4 066,191 1/c.

5-сурет – П8-332 элементі сәүлесінің қабыршақтан өткендеңі энергетикалық спектрі (3)



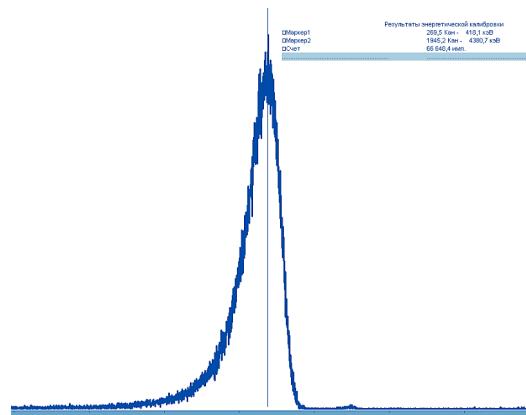
Маркер 1: 269,5 Кан – 418,1 кэВ; Маркер 2: 1919,2 Кан – 4319,3 кэВ; Интеграл: 593,241 1/c; Трапеция: – 1 382,176 1/c.

6-сурет – П8-332 элементі сәүлесінің қабыршақтан өткендеңі энергетикалық спектрі (4)



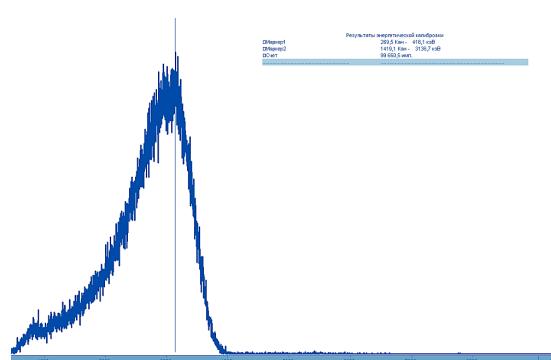
Маркер 1: 269,5 Кан – 418,1 кэВ; Маркер 2: 2179,0 Кан – 4933,7 кэВ; Интеграл: 441,446 1/c; Трапеция: – 3 997,236 1/c.

7-сурет – П8-332 элементі сәүлесінің 2-ші қабыршақтан өткендеңі энергетикалық спектрі (5)



Маркер 1: 269,5 Кан – 418,1 кэВ; Маркер 2: 1945,2 Кан – 4380,7 кэВ; Интеграл: 488,547 1/c; Трапеция: – 1 796,730 1/c.

8-сурет – П8-332 элементі сәүлесінің 2-ші қабыршақтан өткендеңі энергетикалық спектрі (6)



Маркер 1: 269,5 Кан – 418,1 кэВ; Маркер 2: 1419,1 Кан – 3136,7 кэВ; Интеграл: 485,099 1/c; Трапеция: -157,252 1/c.

9-сурет – П8-332 элементі сәүлесінің 2-ші қабыршақтан өткендеңі энергетикалық спектрі (7)

Корытынды

Зерттелініп отырган қабыршақтарды 2 түрінің де ішіндегі монокристалдардың үлесі жеткілікті мөлшерде аз екені анықталды. Қабыршақтар аморфты (изотропты) болып шықты.

Әдебиеттер

- 1 Әбілдаев Ә.Х., Ермаганбетова С.Д., Алимов Д. Альфа-бөлшектердің тәжірибеден алғынған энергетикалық спектрін қаралайым құраушыларға жіктеу // ҚазҰУ-нің хабаршысы, физика сериясы. – 2010. – №1 (32). – Б.85-89.
- 2 Әбілдаев Ә.Х., Ермаганбетова С.Д. Альфа-спектрометрдің көмегімен жұқа полимер ұлпалардың кристалдық денгейлерін анықтау, жіктеу // ҚазҰУ-нің хабаршысы, физика сериясы. – 2010. – №1 (32). – Б.80-84.
- 3 Ландау Л. О потерях энергии быстрыми частицами на ионизацию / В книге Ландау Л.Д. Собрание трудов. – М. Наука, 1969. – Том 1. – С. 482-490.

References

- 1 A.Kh. Abildaev, S.D. Ermaganbetova, D. Alimov, Al-Farabi Kaznu bulletin. Physics series, 1(32), 85-89, (2010) (in kaz.).
- 2 A.Kh. Abildaev, S.D. Ermaganbetova, D. Alimov, Al-Farabi Kaznu bulletin. Physics series, 1(32), 80-84, (2010) (in kaz.).
- 3 L. Landau, O poterjah jenergii bystrymi chasticami na ionizaciju, V knige Landau L.D. Sobranie trudov, T.1. M: Nauka, 1969, 482-490. (in russ.).

4-бөлім

БЕЙСЫЗЫҚ ФИЗИКА

ЖӘНЕ ЭЛЕКТРОНИКА

Раздел 4

НЕЛИНЕЙНАЯ ФИЗИКА

И ЭЛЕКТРОНИКА

Section 4

NONLINEAR PHYSICS

AND ELECTRONICS

МРНТИ 47.05.07

Иманбаева А.К.* , Токмырзаева Ж.Б.

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

**ОТНОШЕНИЕ СИГНАЛ-ШУМ
В БИСТАБИЛЬНЫХ СТОХАСТИЧЕСКИХ РЕЗОНАТОРАХ**

Самым важным параметром в любой системе передачи информации является отношение уровня сигнала к уровню шума (Signal-to-Noise Ratio или SNR). Уровень сигнала в этом отношении должен быть выше уровня шумов. Исследования последних лет показали, что в нелинейных динамических системах воздействие шума может привести к увеличению отношения сигнала/шум. Это явление называется стохастическим резонансом. Стохастический резонанс, изучение которого стало важной отраслью исследований шума, является довольно общим явлением, в котором увеличение количества входных шумов может оптимизировать передачу сигнала в системе. Точнее говоря, мы говорим о стохастическом резонансе, когда мера, отражающая качество передачи, показывает максимум при ненулевой амплитуде входного шума. В данной статье представлены результаты численного анализа стохастического резонанса для динамической нелинейной системы на примере осциллятора Дуффинга. Численное исследование проведено в среде MatLab.

Ключевые слова: сигнал/шум, стохастический резонанс, осциллятор Дуффинга.

Imanbayeva A.K.* , Tokmyrzaeva Zh.B.

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

The signal-to-noise ratio in bistable stochastic resonators

The most important parameter in any information transmission system is the signal-to-noise ratio (Signal-to-Noise Ratio or SNR). The signal level in this respect should be above the noise level. Recent studies have shown that in nonlinear dynamic systems, the effect of noise can lead to an increase in the signal-to-noise ratio. This phenomenon is called stochastic resonance. Stochastic resonance, whose study has grown to be a significant branch of noise research, is a rather general phenomenon wherein increasing the amount of input noise can optimise signal transfer in a system. To be more exact, we speak of stochastic resonance when the measure reflecting the quality of the transfer shows a maximum at non-zero input noise amplitude. In this paper we present the results of a numerical analysis of the stochastic resonance for a dynamical nonlinear system using the Duffing oscillator as an example. A numerical study was conducted in the MatLab.

Key words: signal to noise, stochastic resonance, Duffing oscillator.

Иманбаева А.К.* , Токмырзаева Ж.Б.

ЭТФЗИ, Әл-Фараби ат. Қазақ ұлттық университеті,
Алматы қ., Қазақстан *e-mail: akmara@physics.kz

Битұрақты стохасты резонаторларда сигнал-шыл қатынасы

Ақпаратты беру кез келген жүйеде ең негізгі параметрлердің бірі сигналдың деңгейіне шыл деңгейінің қатынасы (Signal-to-Noise Ratio немесе SNR) болып табылады. Бұл қатынаста сигнал деңгейі шыл деңгейінен жоғары болу керек. Бейсізық динамикалық жүйелерде шылдың әсері сигнал/шылдың қатынасын жоғарлатуға әкелу мүмкіндігі сонғы жылдардағы зерттеулерде көрсетілген. Бұл құбылыс стохастикалық резонанс деп аталады. Стохастикалық резонансты зерделеу шылды зерттеу кезінде маңызды салалардың бірі болып табылады. Бір жағынан, бұл құбылыс жетерліктең жалпы құбылыс болып табылады, кіріс шылдар саны өскен сайын

жүйедегі сигналды беруге онтайландыруға мүмкіндік беретін. Дәлірек айтсақ, кіріс шуылдың амплитудасы нөл емес кезінде сигнал беруінің сапалығын көрсететін мера максимум көрсетсе, біз стохастикалық резонанс туралы айтамыз. Бұл мақалада Дуффинг осциллятор мысалында динамикалық бейсзызық жүйелерде стохастикалық резонансты сандық талдау нәтижелері көлтірілген. Сандық зерттеулер MatLab ортасында жүргізілді.

Түйін сөздер: сигнал/шум, стохастикалық резонанс, Дуффинг осциллятор.

Введение

Одной из основных особенностей сложных самоорганизующихся систем является множество априорно доступных состояний [1]. Это придает их эволюции элемент неожиданности, отражаемый способностью выбирать между несколькими результатами и сопутствующей трудностью наблюдателя локализовать фактическое состояние в пространстве состояний. Это напоминает центральную проблему теории информации и коммуникации, а именно, как распознать конкретный сигнал, размытый шумом среди множества сигналов, испускаемых источником. В некоторых системах шум может оптимизировать передачу сигнала – то есть, добавление заданного количества шума на входе может увеличить отношение сигнал/шум на выходе. Это явление называется стохастический резонанс (СР) и является одним из самых интересных тем в современных исследованиях шума. СР наблюдается в бистабильных и моностабильных динамических системах, пороговых устройств, лазерах и т.д. [1-5]. СР был продемонстрирован экспериментально в самых разных условиях. Например, в [3] пересмотрены методы, используемые для демонстрации стохастического резонанса в моделях одиночных нейронов. Впервые упоминание о СР в литературе была статья Бензи и др. [4], в которой СР был предложен в качестве средства объяснения периодического повторения ледниковых периодов. Затем экспериментально было продемонстрировано наличие СР в бистабильном кольцевом лазере [5].

В настоящее время существует множество разнообразных моделей СР. Принимая во внимание прогресс, достигнутый как в теоретическом понимании, так и в практическом применении этого явления, в данной статье рассмотрены вопросы реализации СР в динамических нелинейных системах. Особое внимание уделено демонстрации явления СР с помощью осциллятора Дуффинга со случайнным псевдобелым шумом [6-7].

Улучшение отношения сигнал/шум стохастическим резонансом

В общем случае любая динамика, даже линейная, имеет периодический отклик на периодическое воздействие. Однако поведение отклика немонотонно. В нелинейной системе максимальная периодическая компонента наблюдается при конечной оптимальной интенсивности шума. График зависимости отклика системы от интенсивности шума напоминает резонансную кривую для линейного диссипативного осциллятора. При вариации интенсивности шума меняется средняя частота переключений. В результате подбором интенсивности шума можно управлять разностью между частотой воздействия и частотой переключений. При оптимальном уровне шума эти частоты оказываются близкими. Изменение уровня шума приводит к совпадению временных масштабов на низких частотах, меньших скорости релаксации. При малой интенсивности шума средние времена выхода достаточно велики и намного превышают период сигнала модуляции. При высоком уровне шума за время одного периода сигнала система с высокой степенью вероятности совершил многократные переключения. Варьируя интенсивность шума, можно обеспечить режим, когда среднее время переходов через барьер будет близко к периоду модулирующего сигнала. Переключения системы будут происходить в среднем с частотой внешней периодической силы. Таким образом, путем изменения уровня шума можно настроить стохастическую бистабильную систему в режим максимального усиления модулирующего сигнала и отношения сигнал/шум. Всё вышеописанное можно проиллюстрировать следующим образом.

Рассмотрим бистабильную систему на примере двойной потенциальной ямы (рис.1). Бистабильные системы – это системы, имеющие при одном и том же входе и более устойчивые к малым возмущениям состояния. При достаточном наружном воздействии такая система может перейти из одного состояния другое. Если

достаточное наружное воздействие периодическое, то система, так же, будет временами перебегать из одного в другое состояние (рис.2). Если наружное воздействие хаотично (шум), то система хаотически «блуждает», и спустя неопределённое время, средняя длина которого находится в зависимости от мощности шума, может проскочить из одного положения в другое. Динамика таких скачков будет хаотичной. При достаточной дозе шума «грустное лицо» сделается счастливым, при этом синхронизируются прыжки в глобально стабильное состояние (в статистически среднем).

Пусть частица с массой m и вязким трением γ движется в симметричном двойном потенциале $V(x)$ (рис. 1):

$$V(x) = \frac{1}{4} bx^4 - \frac{1}{2} ax^2. \quad (1)$$

Минимумы находятся на $\pm x_m$, где $x_m = (a/b)^{1/2}$. Они разделены потенциальным барьером с высотой $\Delta V = a^2/(4b)$. Барьер локализован на $x_b = 0$. При наличии периодического воздействия потенциал двойной ямы

$$V(x, t) = V(x) - A_0 x \cos(\Omega t) \quad (2)$$

наклонена назад и вперед, тем самым повышая и понижая последовательно потенциальные барьеры правой и левой лунок, соответственно, антисимметричным образом. В такой потенциальной яме частица подвержена флуктуационным силам, которые вызывают переходы между соседними потенциальными ямами со скоростью, определяемой известной скоростью Крамерса [8]:

$$r_k = \frac{\omega_0 \omega_b}{2\pi\gamma} \exp\left(\frac{\Delta V}{D}\right), \quad (3)$$

где $\omega_0^2 = V''\left(\frac{x_m}{m}\right)$ – квадрат угловой частоты потенциала в потенциальных минимумах при $\pm x_m$; $\omega_b^2 = \left|\frac{V'(x_b)}{m}\right|$ – квадрат угловой частоты в верхней части барьера, расположенная в точке x_b ; ΔV – высота потенциального барьера, разделяющего два минимума. Сила шума $D = k_B T$ связана с температурой T . Если мы применим слабое периодическое воздействие к частице, то потенциал двойной ямы асимметрично наклоняется вверх и вниз, периодически поднимая и

опуская потенциальный барьер, как показано на рис. 2.

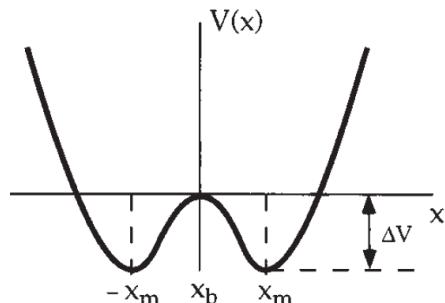


Рисунок 1 – Бистабильная система

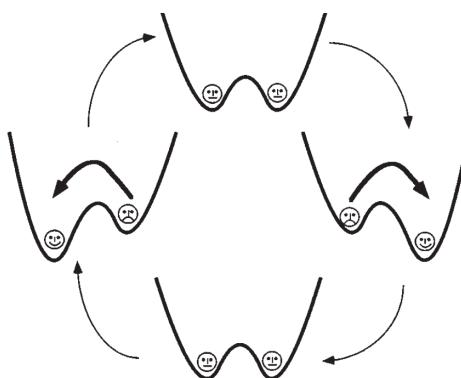


Рисунок 2 – Перескок под действием внешней силы

Несмотря на то, что периодическое воздействие извне слишком слабое, чтобы периодично вращать частицу из одной потенциальной ямы в другую, шумовой прыжок между потенциальными ямами может синхронизироваться со слабым периодическим воздействием. Такая статистическая синхронизация имеет место, когда среднее время ожидания $T_k(D) = 1/r_k$ между двумя индуцированными помехами междолинными переходами сравнимо с половиной периода периодического воздействия T_Ω . Это дает условие согласования временного масштаба для стохастического резонанса:

$$2T_k(D) = T_\Omega. \quad (4)$$

Т.е. стохастический резонанс в симметричном двулучевом потенциале проявляется в синхронизации активированных событий прыжков между потенциальными минимумами со слабым периодическим воздействием. В течение заданного периода действия T_Ω условие согласования

по времени может быть выполнено путем настройки уровня шума D_{max} на величину, определяемую уравнением (4).

Мы принимаем здесь следующее определение отношения сигнал/шум:

$$SNR = 2 \left[\lim_{\Delta\omega \rightarrow 0} \int_{\Omega - \Delta\omega}^{\Omega + \Delta\omega} S(\omega) d\omega \right] / S_N(\Omega). \quad (5)$$

Здесь

$$S(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-i\omega t} \langle \langle x(t + \tau) x(t) \rangle \rangle d\tau \quad (6)$$

спектральная плотность мощности. Внутренние скобки обозначают среднее значение ансамбля по реализациям шума, внешние – усреднение по начальной фазе входного сигнала. Качественно

$S(\omega)$ можно описать как суперпозицию спектральной плотности фоновой мощности $S_N(\omega)$ и структуру дельта-спайков, центрированных по $\omega = (2n + 1)\Omega$ ($n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$). Для малых амплитуд усиления $S_N(\omega)$ не сильно отклоняется от спектральной плотности мощности $S_N^0(\omega)$ невозмущенной системы. Для бистабильной системы с частотой релаксации $2r_K$ скачкообразный вклад в $S_N^0(\omega)$ запишется, как

$$S_N^0(\omega) = \frac{4r_K \langle x^2 \rangle_0}{4r_K^2 + \omega^2}. \quad (7)$$

При добавлении спектральной плотности мощности любой из компонент можно получить следующим образом:

$$S(\omega) = \left(\frac{\pi}{2} \right) \bar{x}(D)^2 [\delta(\omega - \Omega) + \delta(\omega + \Omega)] + S_N(\omega) \quad (8)$$

где $S_N(\omega) = S_N^0(\omega) + O(A_0^2)$.

Объединив уравнения (7) и (8), отношение SNR для симметричной бистабильной системы будет равен:

$$SNR = \pi \left(\frac{A_0 x_m}{D} \right)^2 r_K. \quad (9)$$

Коэффициент 2 в (5) был введен для удобства с учетом симметрии спектральной плотности мощности $S(\omega) = S(-\omega)$. Т.е. отношение сигнал/шум определяется как отношение спектральных плотностей мощности сигнала и шума на частоте сигнала. При гармоническом сигнале на входе такому определению в эксперименте отвечает отношение

высоты спектральной линии сигнала модуляции над шумовым основанием к высоте шумового основания в спектре выходного сигнала. Результаты представляются либо в линейном, либо в логарифмическом масштабах. Таким образом, стохастический резонанс характеризуется увеличением отношения выходного сигнала к SNR по мере увеличения уровня шума. SNR для спектральной плотности мощности, изображенной на рис. 3 (а) с частотой v , показано на рис. 3 (б). Интенсивность шума D_{SR} , при которой SNR принимает свой максимум, не совпадает со значением D_{SR} , которое максимизирует амплитуду отклика \bar{x} или эквивалентно силе дельта-всплеска в спектре мощности, заданном уравнением (8).

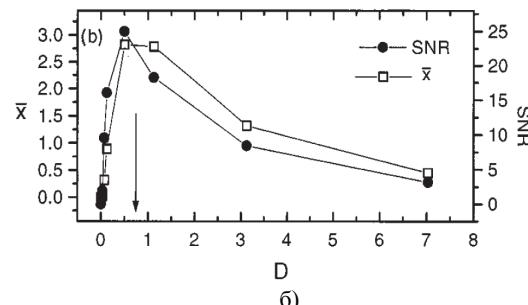
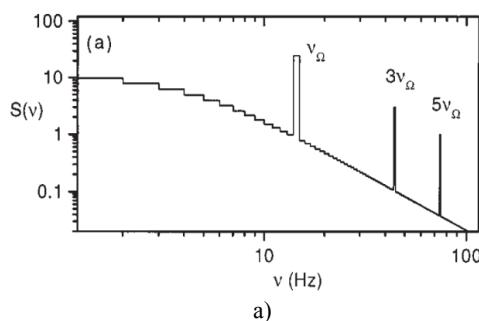


Рисунок 3 – Спектральная плотность мощности (а) и зависимость амплитуды \bar{x} и отношения сигнал/шум от интенсивности внешнего воздействия

Таким образом, наблюдаемый сигнал сопоставляется с интенсивностью шума на выходе системы, т.е. необходимо определить выходное отношение сигнал/шум.

Общей мерой, примером которой является вышеупомянутый пример симметричного бистабильного потенциала, является отношение сигнал/шум или SNR. По существу, SNR обеспечивает меру относительного вклада в общую мощность ответа от его компонентов сигнала и шума.

Эффект стохастического резонанса в осцилляторе Дюффинга

Двумерная модель осциллятора Дюффинга, управляемая слабым периодическим сигналом и шумами задается следующим образом [6]

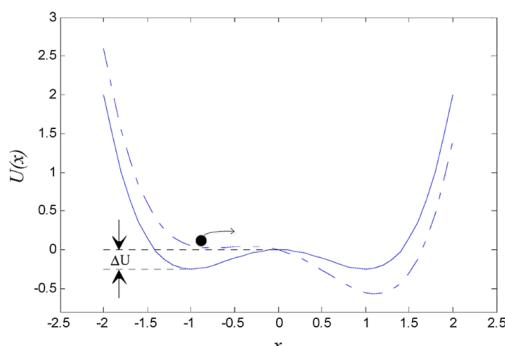
$$\ddot{x} + \gamma\dot{x} - \alpha x^3 + \beta x = A \sin(\omega_0 t) + F(t) \quad (10)$$

$$V(x) = U(x) - xA \sin(\omega_0 t) = -\alpha x^2 / 2 + \beta x^4 / 4 - xA \sin(\omega_0 t). \quad (11)$$

В итоге потенциальные ямы периодически поднимаются и опускаются. Броуновские частицы под воздействием шума могут приобретать энергию, достаточную для перескока из потенциальной ямы. Какая-то часть энергии шума передается сигналу, усиливая его. Скорость Крамерса определяем по формуле:

$$r_K = \frac{\alpha}{\sqrt{2\pi k}} \exp\left(-\frac{\alpha^2}{4\beta d}\right), \quad (12)$$

где d – интенсивность шума.



Сплошная линия – до воздействия, пунктирная – после воздействия силы извне.

Рисунок 4 – Потенциальная функция в осцилляторе Дюффинга

где γ – коэффициент демпфирования, $-\alpha x^3 + \beta x$ – сила в потенциальном поле с потенциалом $U(x) = -\alpha x^2 / 2 + \beta x^4 / 4$, α и β – положительные параметры системы, $s(t) = A \sin(\omega_0 t)$ – гармонический сигнал с амплитудой A , частотой ω_0 , $F(t)$ – гауссовский белый шум

Из рисунка 4 видно, что при отсутствии сигнала и шума, т.е. при $A = 0$ и $F(t) = 0$, потенциальная функция характеризует потенциальное поле с двумя устойчивыми $x_{m1,m2} = \pm\sqrt{\alpha/\beta}$ и одной неустойчивой $x_b = 0$ точками. Высота потенциального барьера $\Delta U = \alpha^2 / (4\beta)$. Если же есть периодический сигнал ($A \neq 0$), но нет шума ($F(t) = 0$), то потенциальная функция модифицируется:

Нами был вычислен в программе MatLab зависимость SNR от интенсивности шума d с использованием следующей процедуры:

1. для каждого значения интенсивности шума d , численно интегрировать, чтобы получить $x_i(t; d)$;
2. рассчитать частотный спектр из $x_i(t; d) \rightarrow |X_i(\omega; d)|$ и $\text{noise}_i(t; d) \rightarrow |N_i(\omega; d)|$;
3. для $i = 1, \dots, M$, средняя $|X_i(\omega; d)| \rightarrow |X(\omega; d)|$ и $|N_i(\omega; d)| \rightarrow |N(\omega; d)|$;
4. интеграция $|X(\omega; d)|$ and $|N(\omega; d)|$ в области $\Delta\omega$ вокруг ω_0 ;
5. вычислить SNR (дБ) в зависимости от d , $\text{SNR} = 10 \log(P_{\text{signal}}/P_{\text{noise}})$.

Результат представлен на рисунке 5. По мере того как интенсивность шума d увеличивается, SNR возрастает до максимального значения при $d \sim 0.7$ (рис.5а), а затем уменьшается по мере увеличения d . Так как в качестве шума нами взят случайный белый шум, то значение SNR может меняться, например, при $N=1\ 500$ (рис.5б) SNR максимума достигает при $d = 0.7$. При $N=2\ 000$ (рис.6) максимальное значение SNR достигается при значении $d = 0.5$, при этом, по сравнению с предыдущими результатами, видим уменьшение значения SNR.

Из рисунка 7 можно видеть, как увеличение интенсивности шума может влиять на выходной сигнал.

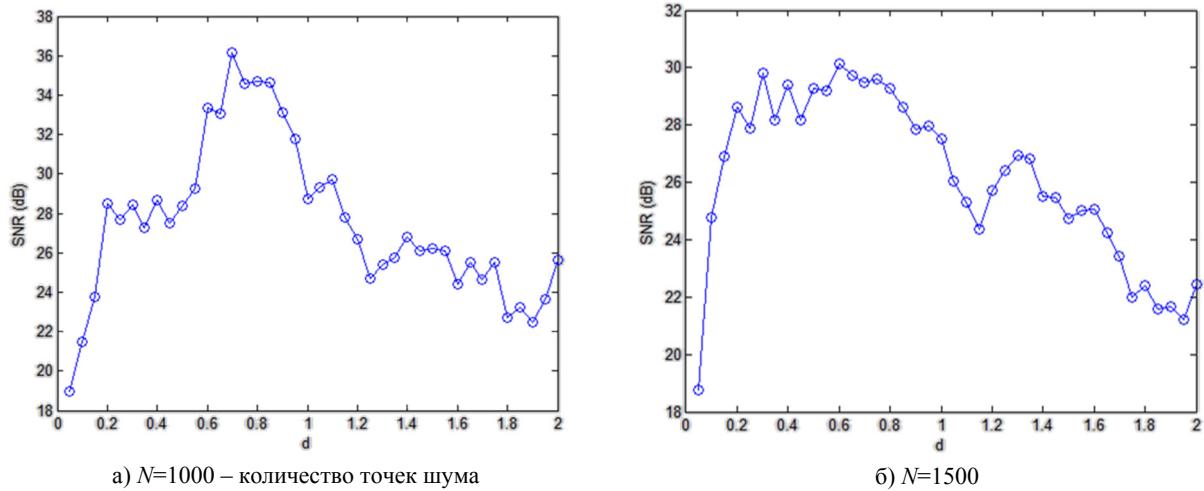


Рисунок 5 – Зависимость SNR от интенсивности шума d

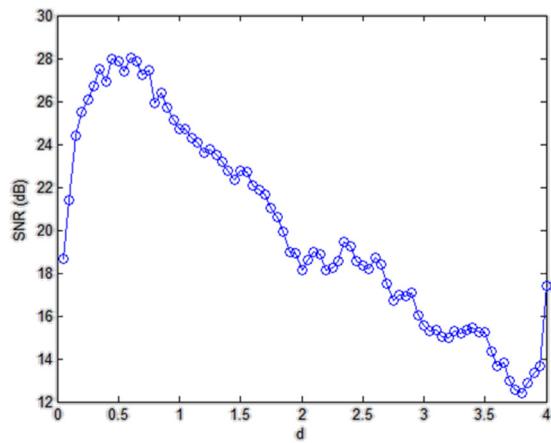


Рисунок 6 – Зависимость SNR
от интенсивности шума d при $N = 2\,000$

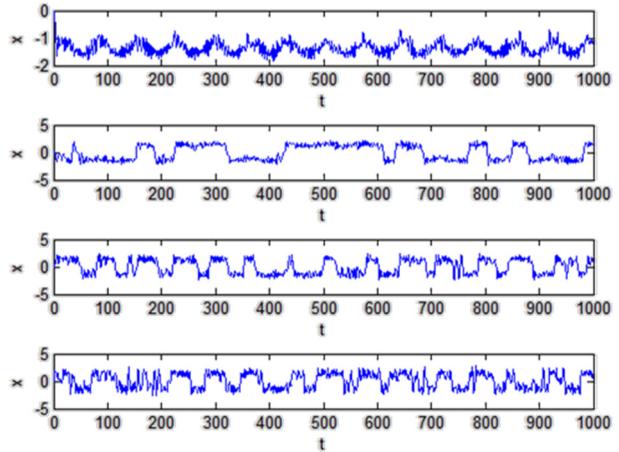


Рисунок 7 – Изменение вида сигнала
при $d = 0.1, 0.5, 1.5, 4$ соответственно

Далее нами были рассмотрены фазовые портреты осциллятора при вышеуказанных значениях интенсивности шума. Результаты представлены на рисунке 8. При $d = 0.1$ фазовая траектория медленно начинает по спирали стягиваться в одну точку, т.е. фазовая траектория стремится к предельному циклу (устойчивый цикл). При $d = 0.1, 1.5$ и 4 наблюдаем двойную спираль, что соответствует движению в двух потенциальных ямах.

Также данный вывод мы можем видеть в картинах потенциальных ям (рисунок 9). Видно,

что при малых значениях интенсивности шума $d < 0.5$ (рисунок 9), система осциллирует в одной яме большую часть времени. При $d = 0.5$ энергии шума достаточно лишь для того, чтобы перекинуть малую часть частиц во вторую потенциальную яму, т.е. интенсивности шума при таком его значении недостаточна для усиления слабого сигнала. Далее при увеличении d количество частиц примерно одинаково в обоих ямах, хотя только 50-60 частиц могут свободно передвигаться в них. При $d = 4$ (рис. 9г) больше частиц смогли преодолеть потенциальный барьер.

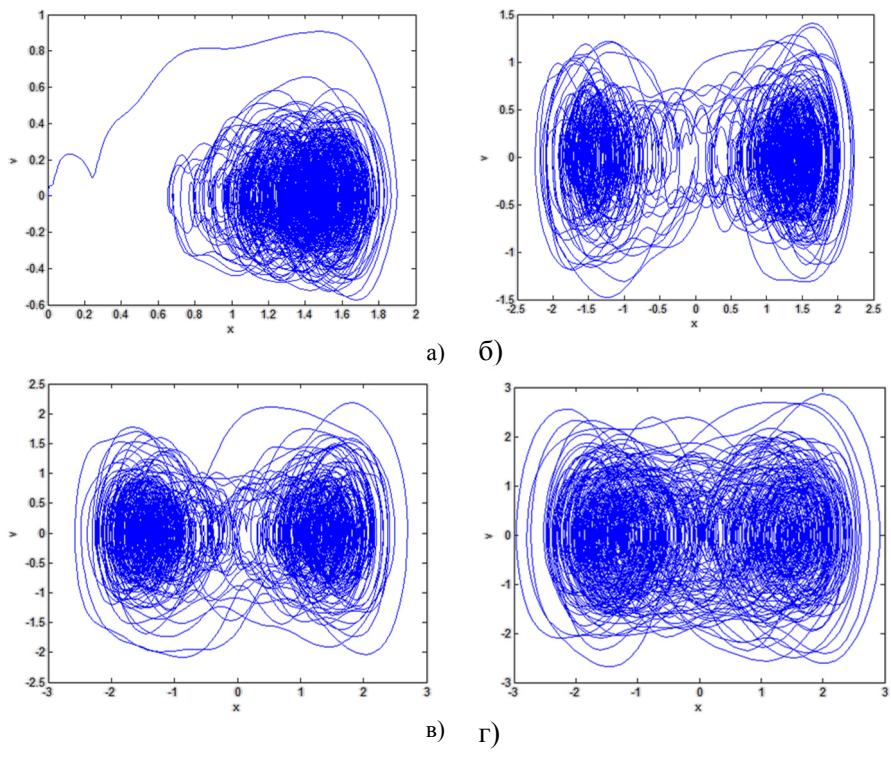


Рисунок 8 – Фазовые портреты системы Дуффинга при различных значениях d

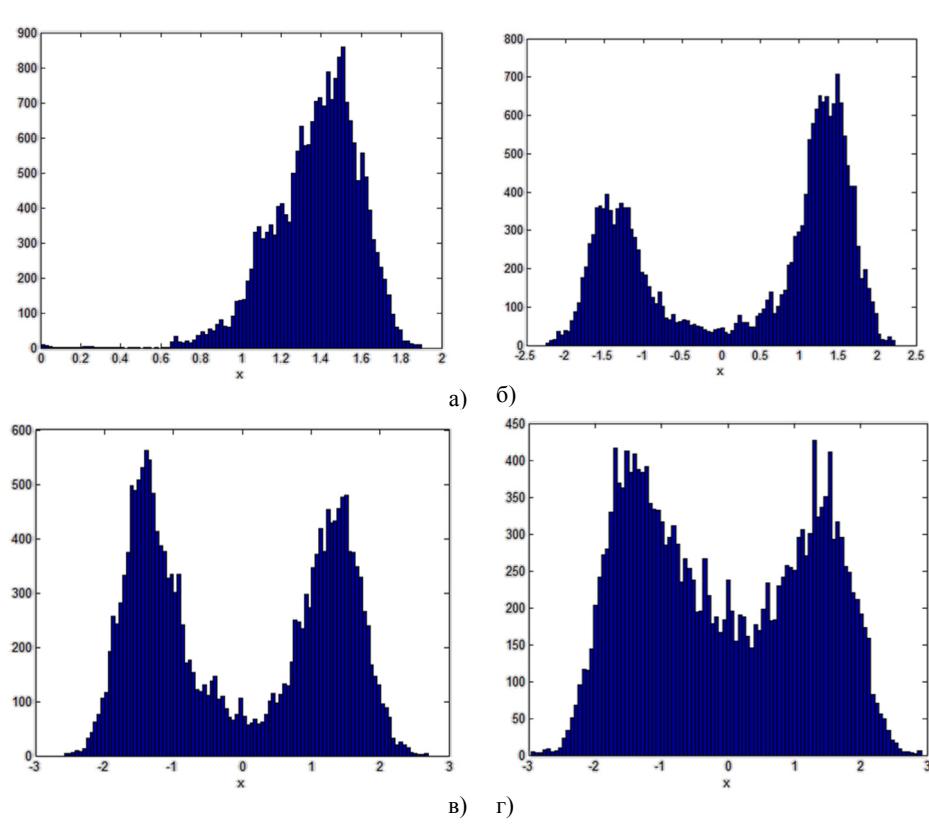


Рисунок 9 – Распределение частиц в потенциальных ямах

Заключение

Таким образом, мы пришли к выводу, что при малых значениях интенсивности шума ($d < 0,5$) система большую часть времени колеблется вокруг одной устойчивой точки. При $d \sim 0,5$ система колеблется между потенциаль-

ными ямами. При увеличении интенсивности шума ($d > 0,5$), особенно, при $d = 4$, значение интенсивности шума хорошо подходит для усиления слабого сигнала и при котором наблюдается стохастический резонанс.

Данная работа частично была поддержана КН МОН РК в рамках гранта 3837/ГФ4.

Литература

- 1 Nicolis G., and Nicolis C. Stochastic Resonance, Self-Organization and Information Dynamics in Multistable Systems // Entropy. – 2016. – Vol.18(5). – P.172-185.
- 2 Yang J.H., Sanjuán M.A.F., Liu H.G., Litak G., Li X. Stochastic P-bifurcation and stochastic resonance in a noisy bistable fractional-order system // Communications in Nonlinear Science and Numerical Simulation. – 2016. – Vol. 41. – P. 104-117.
- 3 McDonnell M.D., Iannella N., To M.-S., Tuckwell H.C., Jost J., Gutkin B.S. & Ward L.M. A review of methods for identifying stochastic resonance in simulations of single neuron models // Network: Computation in Neural Systems. – 2015. – Vol.26(2). – P.35-71.
- 4 Benzi R., Sutera A., and Vulpiani A. The mechanism of stochastic resonance // J. Phys. A: Mathematical and General. – 1981. – Vol. 14(11). – P.L453–L457.
- 5 Wiesenfeld K., McNamara B. and Roy R. Observation of stochastic resonance in a ring laser // Phys.Rev. Lett. – 1988. – Vol. 60. – P.2626–2629.
- 6 Leng Y.G., Lai Z.H., Fan S.B., Gao Y.J. Large parameter stochastic resonance of two-dimensional Duffing oscillator and its application on weak signal detection // Acta Phys. Sin. - 2012. – Vol.61. – P. 230502.
- 7 Токмырзаева Ж.Б., Иманбаева А.К., Сыздыкова Р.Н. Численное исследование эффекта стохастического резонанса в нелинейных динамических системах // Proc. of the 10th conf. «Chaos and structures in nonlinear systems. Theory and experiment», Almaty, June 16-18, 2017. – P.328-332.
- 8 Gammaconi L., Hañnggi P., Jung P., Marchesoni F. Stochastic resonance // Reviews of Modern Physics. – 1998. – Vol. 70, No. 1. – P.223-287.

References

- 1 G. Nicolis, and C. Nicolis, Entropy, 18(5), 172-185, (2016).
- 2 J.H. Yang, M.A.F. Sanjuán, H.G. Liu, G. Litak, X. Li, Communications in Nonlinear Science and Numerical Simulation, 41, 104-117, (2016).
- 3 M.D. McDonnell, Iannella N., M.-S. To, H.C. Tuckwell, J. Jost, B.S. Gutkin & L.M. Ward, Network: Computation in Neural Systems, 26(2), 35-71, (2015).
- 4 R. Benzi, A. Sutera, and A. Vulpiani, J. Phys. A: Mathematical and General, 14(11), L453–L457, (1981).
- 5 K. Wiesenfeld, B. McNamara and R. Roy, Phys.Rev. Lett., 60, 2626–2629, (1988).
- 6 Y.G. Leng, Z.H. Lai, S.B. Fan, Y.J. Gao, Acta Phys. Sin., 61, 230502, (2012).
- 7 Zh.B. Tokmyrzayeva, A.K. Imanbayeva, R.N. Syzdykova, Proc. of the 10th conf. “Chaos and structures in nonlinear systems. Theory and experiment”, Almaty, June 16-18, 2017, 328-332, (2017). (in russ.).
- 8 L. Gammaconi, P. Hañnggi, P. Jung, F. Marchesoni, Reviews of Modern Physics, 70(1), 223-287, (1998).

Medetov B.*, Koishigarin A., Yskak A., Niazaliev K., Naurzbayeva A.

IETP, Al-Farabi Kazakh National University,
Almaty, Kazakhstan *e-mail: bm02@mail.ru

A COMPARATIVE ANALYSIS OF OPENMP AND CUDA PERFORMANCE AS EXEMPLIFIED BY THE COMPUTATION OF FOURIER TRANSFORM

A comparative analysis of the performance of the two technologies of parallel computing, OpenMP and nVidia CUDA have been carried out as exemplified by the computation of Fourier transform. It was obtained that the execution time for the Fourier transform on multi-core central processor depends on the number of cores nonlinearly. In addition, the form of this dependence changes because of the number of threads: for the threads whose number is lower than that of hard cores the dependence is powerlike whereas for the threads whose number is higher than the hard cores number the dependence is exponential. The maximum efficiency of computation with the use of OpenMP can be achieved when the number of threads used in the program is twice the number of hard cores. The comparison conducted for this case showed that for a small number of frames OpenMP is more efficient in terms of execution time, otherwise, CUDA offers an advantage.

Key words: parallel computing, Fourier transform, NVIDIA CUDA, OpenMP, digital processing.

Медетов Б.* , Қойшигарин А., Ұлсық А., Ниазалиев К., Наурызбаева А.

ЭТФЗИ, әл-Фараби ат. Қазақ ұлттық университеті,
Алматы қ., Қазақстан *e-mail: bm02@mail.ru

Фурье түрлендіруін есептеу мысалында OpenMP мен CUDA өнімділіктерін салыстырмалы талдау

Жұмыста кең тараған екі параллель есептеу технологияларының спектральды талдауга негізделген салыстырмалы зерттеуі жүргізілді. Тәжірибелік әдіспен екі технологияның да есептеу өнімділігі бағаланды. Зерттеу барысында, көпядролы орталық процессорде Фурье түрлендіруінің орындалу уақытының ядролар санына тәуелділігі бейсізық заңға бағынатындығы анықталды. Осыған қоса, аталған тәуелділіктің формасы ағындардың санына байланысты өзгереді: ағындар саны процессордың физикалық ядролар санын аз болса тәуелділік дәрежелік түрге ие болса, ағындар саны процессордың физикалық ядролар санынан көп болса, тәуелділік экспоненциалды болады. OpenMP технологиясын қолдану арқылы ең үлкен өнімділікті ағындар саны процессордың физикалық ядролар санынан екі есе артық болғанда қол жеткізуге болады. Жұмыстағы салыстыру нәтижесінде фреймдердің аз санында OpenMP технологиясы тиімдірек болса, фреймдер саны өскен сайын CUDA технологиясының тапсырманы орындау уақыты азырақ болды.

Түйін сөздер: параллель есептеу, Фурье түрлендіруі, NVIDIA CUDA, OpenMP, цифрлы өндегу.

Медетов Б.* , Қойшигарин А., Ұлсық А., Ниазалиев К., Наурызбаева А.

НИИЭТФ, Казахский национальный университет им. аль-Фараби,
г. Алматы, Казахстан *e-mail: bm02@mail.ru

Сравнительный анализ производительности OpenMP и CUDA на примере вычисления Фурье преобразования

Сравнительный анализ производительности двух технологий параллельных вычислений – OpenMP и nVidia CUDA – был проведен на примере вычисления преобразования Фурье. Было получено, что время выполнения преобразования Фурье на многоядерном центральном

процессоре зависит от количества ядер нелинейно. Кроме того, форма этой зависимости изменяется из-за количества потоков: для потоков, число которых меньше, чем количества физических ядер, зависимость является степенной, тогда как для потоков, число которых больше, чем количество физических ядер, зависимость является экспоненциальной. Максимальная эффективность вычислений с использованием OpenMP может быть достигнута, когда количество потоков, используемых в программе, в два раза больше количества физических ядер. Данное сравнение показало, что в условиях проведенных экспериментов для небольшого количества фреймов наибольший выигрыш по времени дает OpenMP, а в противном случае превосходство получает уже CUDA.

Ключевые слова: параллельное вычисление, преобразование Фурье, NVIDIA CUDA, OpenMP, цифровая обработка.

Introduction

With advancement of science and technology the researchers encounter increasingly complex problems which require an enormous number of computations to be solved. At present the best available solution to provide the required computation capacity is parallel computing. There are several options, the most common of them being OpenMP for parallel computing on a multi-core central processor and nVidia CUDA on the basis of a graphic processor. With such diversity the question is which technology is the most appropriate for solving a specific problem? This issue has been discussed and studied quite a while.

Thus, a comparison [1] was made of the open parallel computing systems on different hardware platforms. In another study [2] parallel computing was applied to the neural network modelling and performance comparison of central and graphic processors made. In the work [3] OpenACC, OpenMP and CUDA technologies are compared for the computation of various tasks such as matrix multiplication, Mandelbrot set calculation etc. A comparison of three parallel computing technologies OpenMP, nVidia CUDA and StarPU was made by the example of matrix multiplication [4]. In the research [5] an experiment was conducted to evaluate a cluster of two graphic processors. Calculations were performed using a “hybrid” method: two technologies of parallel computing were used simultaneously.

In our research we investigated certain problems of parallel audio signal processing. Our primary focus was on comparative analysis of OpenMP and CUDA performance in the computation of Fourier transform.

The complete audio signal processing cycle consists usually of the following main phases:

1. Data preparation
2. Parameter computation (vectorization);
3. Codebook compilation

At the first phase of audio signal processing silence and very noisy lengths are removed, the signal is segmented into quasi-stationary lengths and so on.

At the second phase certain parameters of an audio signal are calculated, e. g. base frequency, cepstral coefficients, formants and others. Many of these parameters are identified with the help of the fast Fourier transform (FFT). At the last phase, i. e. during codebook compilation, such methods as Gaussian mixtures, hidden Markov models and others are often used [6].

To assess the execution time for each phase we used a program which performs all three phases of the audio signal processing. It was found that Fourier transform at the second phase takes 70-75% of the total execution time. Therefore, a faster signal spectrum computation could significantly accelerate audio signal processing as a whole. Thereby, it is possible to shorten the processing time of phone calls and other audio signals in telecommunication centers, call-centers in various organizations etc. Therefore, a faster signal spectrum computation is quite a topical problem. With this purpose in mind we performed a comparative performance analysis of two parallel computing technologies, OpenMP и nVidia CUDA.

OpenMP technology (Open Multiprocessing) is an applied programming interface (API) for the parallel programming with the use of shared memory. C, C++ and Fortran programming languages as well as Solaris, AIX, HP-UX, Linux, Max OS X, Windows operating systems are supported. OpenMP is developed with the participation of big IT companies, such as AMD, Intel, IBM, Cray and others [7].

CUDA (Compute Unified Device Architecture) is the hardware-software platform for parallel computing using nVidia graphic processor resources for non-graphic computations [8]. CUDA development started in 2006, C, C++ and Fortran programming languages as well as Windows 8,

Windows XP, Windows Vista, Linux, Mac OS X operating systems are supported.

Experiment

An experiment was conducted on the measurement of Fourier transform execution time on a multi-core processor (OpenMP) and a graphic processor (CUDA). The experiments were carried out on the hardware-software platform with the following characteristics:

1. Processor: Intel Xeon E5-2620, CPU clock 2GHz (2.5 GHz with Turbo Boost technology), number of cores/threads – 6/12;
2. Graphic processor: NVIDIA Tesla C2075;
3. Operating system: Windows 8, 64 bit, RAM: DDR3, 16Gb;

Experimental results with OpenMP

Below is a fragment of the code written in C++ programming language and designed for the experimental evaluation of Fourier transform execution time with the application of OpenMP technology:

```
for (int p = 12; p >= 1; p --)
{
    clock_t t_beg, t_end;
    int idxFr = 0;
    float Z_Cnt = 50.0;
    for(int FrNum = 500; FrNum <= 200000;
    FrNum += ((FrNum < 5000) ? 500 : 5000))
    {
        t_beg = clock();
        for(int i = 0; i < Z_Cnt; i++)
        {
            #pragma omp parallel for num_threads(p)
            for(idxFr = 0; idxFr < FrNum; idxFr++)
            {
                CalcFourier(data_in, data_out, idxFr);
            }
        }
        t_end = clock();
        cout << "Cores: " << p << " FrCnt = " <<
        FrNum << " Time: " << (float)(t_end-
        t_beg)/(Z_Cnt) << endl;
    };
}
```

This fragment consists of four *for()* cycles. In the first, i. e. the outermost, cycle the number of threads is specified through *p* variable. In the second cycle the number of segments (frames) is changed and in

the third one the number of repeated experimental measurements of the code execution time is specified. The experiment was conducted 50 times and finally the average computation time of Fourier transform was determined. Fourier transform itself is calculated using *CalcFourier(data_in, data_out, idxFr)* function. Parallelizing is performed with the application of *#pragma omp parallel for num_threads(p)* directive. The last line of the code displays the number of threads, the number of frames and corresponding Fourier transform execution time for every iteration of the outermost cycle.

Table 1 – The dependence of Fourier transform execution time on the number of core/threads

Number of core/threads	Execution time (ms)
1	3792
2	1989
3	1399
4	1050
5	843.9
6	705.1
7	883
8	817.4
9	750.3
10	695.8
11	634.9
12	589.7

Illustrated in Fig 1 is the experimental relationship between Fourier transform execution time and the number of threads in the case of 100,000 (one hundred thousand) frames.

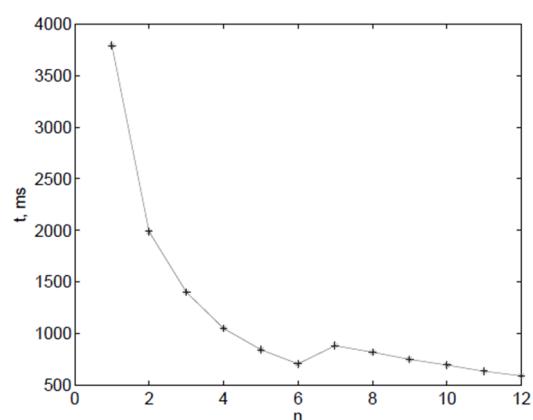


Figure 1 – The dependence of Fourier transform execution time (t) on the number of core/threads (n) (OpenMP). Number of frames 100,000

It is seen that at $n=7$ there is a jump on the curve of the execution time dependence on the number of threads. Taking this into consideration we examined the two segments separately in order to obtain the analytical dependence of execution time on the number of threads. The first segment corresponds to $0 < n \leq 6$ and the second one to $6 < n \leq 12$. It can be seen that in each of the segments the execution time decreases monotonically. In that context, the following two functions were selected for modelling this dependence:

$$T_1(n) = a * n^b \text{ и } T_2(n) = a * \exp(b * n). \quad (1)$$

Where a and b are several constant coefficients, n is the number of threads. Then, based on experimental data with the use of the least square method a and b coefficients in the formula (1) were defined and computational error estimated. $T_1(n)$ function can be represented logarithmically as:

$$\log(T_1(n)) = \log(a) + b * \log(n). \quad (2)$$

If the following notation is introduced: $y = \log(T_1(n))$, $x = \log(n)$, $A = \log(a)$, then on a logarithmic scale $T_1(n)$ function will represent linear function of the next form:

$$y = A + b * x. \quad (3)$$

By introducing the following notation: $y = \log(T_2(n))$, $A = \log(a)$, $x=n$, for $T_2(n)$ function we can derive corresponding straight-line equation of the form (3).

A and b coefficients in the equation (3) were defined from experimental data using the least square method as follows:

$$b = \frac{\sum[(x_i - \bar{x})y_i]}{\sum(x_i - \bar{x})^2}, \quad (4)$$

$$A = \bar{y} - b * \bar{x}, \quad (5)$$

where \bar{x} и \bar{y} are mean values of x and y respectively that are calculated using the following formulas:

$$\bar{x} = \frac{1}{N} \sum x_i, \quad (6)$$

where N is the total number of points, in this case $N=6$.

Mean square root errors of determination of A and b are calculated as:

$$S_b = \sqrt{\frac{\sum(y_i - b * x_i - A)^2}{(n-2) \sum(x_i - \bar{x})^2}} \quad (7)$$

$$S_A = \sqrt{\left(\frac{\sum(y_i - b * x_i - A)^2}{(n-2)}\right) \left(\frac{1}{n} + \frac{\bar{x}^2}{\sum(x_i - \bar{x})^2}\right)}. \quad (8)$$

Relative error of A and b coefficients determination is calculated from the formulas:

$$\varepsilon_A = \frac{S_A * t_\alpha}{A} * 100\%, \quad (9)$$

$$\varepsilon_b = \frac{S_b * t_\beta}{b} * 100\%, \quad (10)$$

where t_α and t_β are Student's coefficients, for the number of measurements 6: $t_\alpha = t_\beta = 2,45$.

The table 2 lists error values calculated from the formulas (9) and (10) for each segment and each function type.

Table 2 – Relative errors of A and b parameter calculation

Segment	Function	ε_A	ε_b
1	$T_1(n)$	0,37	2,58
	$T_2(n)$	4,49	29,88
2	$T_1(n)$	2,14	10,47
	$T_2(n)$	0,32	2,96

It follows from the table 2 that the first segment is very well approximated by $T_1(n)$ function and the second segment, on the contrary, by $T_2(n)$ function. Thereby, execution time dependence on the number of threads is piecewise nonlinear. For the threads whose number is lower than that of hard cores this dependence is powerlike whereas for the threads whose number is higher than the number of hard cores the dependence is exponential.

Fig 2 illustrates $T_1(n)$ and $T_2(n)$ function graphs for the first segment (at $0 < n \leq 6$). Based on experimental evidence these functions are of the following form:

$$T_1(n) = 3821 * n^{-0.94}, \quad (11)$$

$$T_2(n) = 4227 * e^{-0.32*n}. \quad (12)$$

Fig 3 illustrates $T_1(n)$ and $T_2(n)$ function graphs for the second segment (at $6 < n \leq 12$). Based on experimental evidence these functions are of the following form:

$$T_1(n) = 3895 * n^{-0.75}, \quad (13)$$

$$T_2(n) = 1565 * e^{-0.08*n}. \quad (14)$$

Thereby, general function of Fourier transform execution time dependence on the number of threads

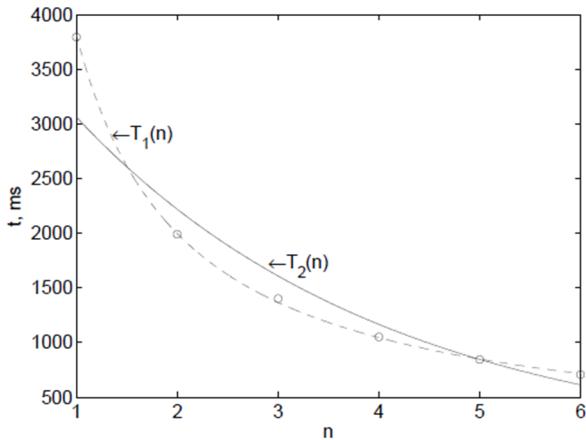


Figure 2 – Computation time (t) dependence on the number of threads (n) on the central processor (solid line – exponential function, dash line – power function)

Experimental results with CUDA

The experiment was conducted using the following code:

```

clock_t t1,t2;
cufftHandle plan;
cufftComplex *dev_out;
float *dev_in;
int n[1] = {NX};
float Exp_Cnt = 50.0;
for (int FrCnt = 500; FrCnt <= 500000; FrCnt
+= ((FrCnt < 5000) ? 500 : 5000))
{
    t1 = clock();
    for(int m = 0; m < Exp_Cnt; m++)
    {
        cudaMalloc((void**)&dev_out, (NX/2+1) *
FrCnt * sizeof(cufftComplex));
        cudaMalloc((void**)&dev_in, FrCnt * NX *
sizeof(float));
        cudaMemcpy(dev_in, host_in, FrCnt * NX *
sizeof(float), cudaMemcpyHostToDevice);
        cufftPlanMany(&plan, 1, n,
NULL, 1, 0, //advanced data layout, NULL
shuts it off
        CUFFT_R2C, FrCnt);
        cufftExecR2C(plan, dev_in, dev_out);
        cudaMemcpy(host_out, dev_out, (NX/2+1) *
FrCnt * sizeof(cufftComplex),
cudaMemcpyDeviceToHost);
        cufftDestroy(plan);
        cudaFree(dev_out);
        cudaFree(dev_in);
    };
    t2 = clock();
    cout << "FrCnt = " << FrCnt << " time = " <<
(t2 - t1)/Exp_Cnt << endl;
}

```

on a multi-core processor using OpenMP technology is of the following form:

$$T(n) = \begin{cases} 3821 * n^{-0.94}, & \text{at } 0 < n \leq 7 \\ 1565 * e^{-0.08*n}, & \text{at } 6 < n \leq 12 \end{cases} \quad (15)$$

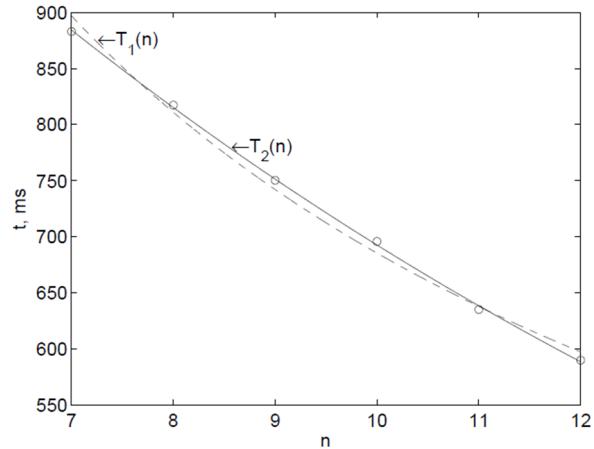


Figure 3 – Computation time (t) dependence on the number of cores/threads (n) on the central processor (solid line – exponential function, dash line – power function)

NULL, 1, 0, //advanced data layout, NULL shuts it off

```

        CUFFT_R2C, FrCnt);
        cufftExecR2C(plan, dev_in, dev_out);
        cudaMemcpy(host_out, dev_out, (NX/2+1) *
FrCnt * sizeof(cufftComplex),
cudaMemcpyDeviceToHost);
        cufftDestroy(plan);
        cudaFree(dev_out);
        cudaFree(dev_in);
    };
    t2 = clock();
    cout << "FrCnt = " << FrCnt << " time = " <<
(t2 - t1)/Exp_Cnt << endl;
}

```

CUDA has a built-in function “cufft” which enables fast Fourier transform in parallel mode. In this function *cufftPlanMany(...)* transformation plan is created and then implemented with *cufftExecR2C(...)* command. Similar to OpenMP technology in this experiment the measurement is performed 50 times and the mean transformation time is calculated.

Fig. 4 displays transformation time dependence on the number of frames.

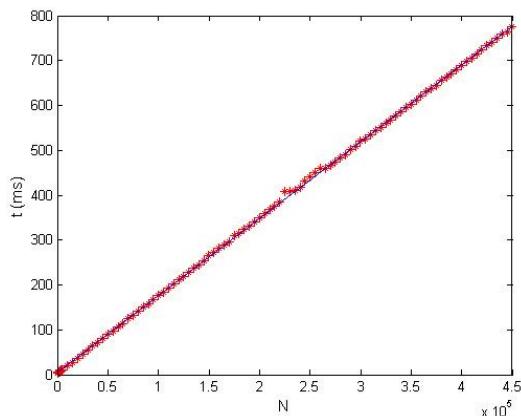


Figure 4 – Fourier transform execution time (t) dependence on the number of frames (N) using CUDA technology

Comparison of experimental results

We made a comparative analysis of Fourier transform execution time dependence on the number of frames. This dependence for OpenMP is linear as is the case for CUDA. Fig. 5 displays these dependences in one chart.

The chart indicates that for a large number of frames Fourier transform execution time with the use of CUDA technology is much shorter than with OpenMP. However, for a relatively small number of frames the execution time with OpenMP proves to be shorter than with CUDA as shown on Fig. 6.

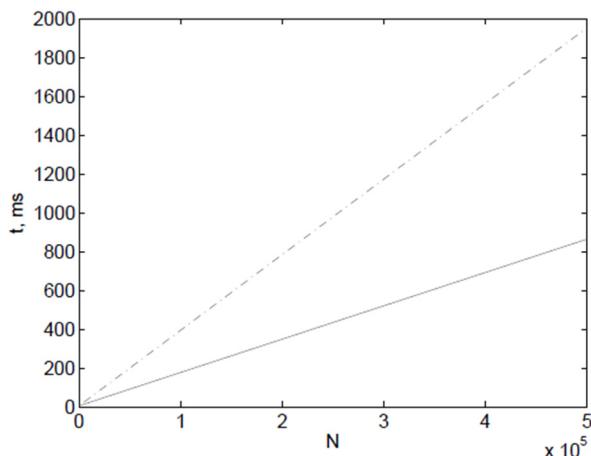


Figure 5 – Execution time (t) dependence on the number of frames (N). Dash line – OpenMP, solid line – CUDA

From the Fig. 6 it follows that, if the number of frames does not exceed 300 the OpenMP technology is more efficient for computation of Fourier transform, otherwise, i. e. with a large number of frames, CUDA is a better option.

Conclusion

As was shown in our experimental research the execution time for the Fourier transform on multi-core central processor depends on the number of cores nonlinearly. In addition, the dependence is not continuous, it changes because of the number of threads. The general form of function corresponding to this dependence follows the formula (15). It is possible that this form of dependence also applies to any other similar tasks and not only to the computation of Fourier transform.

The maximum efficiency of computation with the use of OpenMP can be achieved when the number of threads used in the program is twice the number of hard cores (see table 1).

Therefore, in our experiment we made a comparison between OpenMP and CUDA for the case in which the number of threads was 12 on a multi-core processor. The comparison showed that under the conditions of the experiments for a small number of frames OpenMP is more efficient in terms of execution time, otherwise, CUDA offers an advantage.

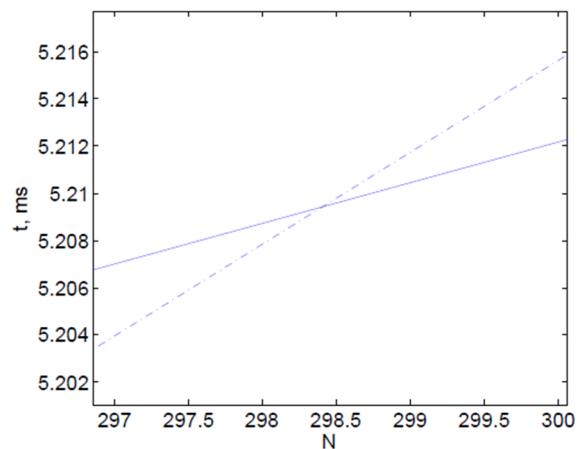


Figure 6 – The initial section of Fourier transform execution time (t) dependence graph on the number of frames (N). Dash line – OpenMP, solid line – CUDA

References

- 1 Chu S.L., Hsiao C.C. The Comparisons of OpenCL and OpenMP Computing Paradigm, International // Journal of Applied Mathematics & Information Sciences, Apr. – 2014. – P.333-340.
- 2 Dinkelbach H.Ü., Vitay J., Beuth F. and Hamker Fred H. Comparison of GPU-and CPU-implementations of mean-firing rate neural networks on parallel hardware // Computation in Neural Systems. – 2012. – Vol.23(4). – P.212-236.
- 3 Ledur C.L., Zeve C.M.D., C.S. dos Anjos J. Comparative Analysis of OpenACC, OpenMP and CUDA using Sequential and Parallel Algorithms // 11th Workshop on Parallel and Distributed Processing (WSPPD), 2013.
- 4 Khankin K.M. Efficiency comparison of OpenMP, nVidia CUDA and StarPU technologies by the example of matrix multiplication // Messenger of SUSU. Computer technology, management, electronics series. – 2013. – Vol.13, № 1. – P.34-41.
- 5 Yang C.-T., Huang C.-L., Lin C.-F. Hybrid CUDA, OpenMP, and MPI parallel programming on multi-core GPU clusters // Computer Physics Communications. – 2011. – Vol.182. – P.266–269.
- 6 Rabiner L.R., Schafer R.W. Digital processing of speech signals. – Prentice-Hall, 1978.
- 7 OpenMP Application Program Interface. Version 3.1 July 2011. – <http://www.openmp.org/mp-documents/OpenMP3.1.pdf>
- 8 What is CUDA. – <http://developer.nvidia.com/what-cuda>
- 9 Hastie, Tibshirani and Friedman: The Elements of Statistical Learning (2nd edition). – Springer-Verlag, 2009. – 763 p.

References

- 1 S.L. Chu, and C.C. Hsiao, Journal of Applied Mathematics & Information Sciences, Apr., 340, (2014).
- 2 H.Ü. Dinkelbach, J. Vitay, F. Beuth and Hamker Fred H., Computation in Neural Systems, 23(4), 212-236, (2012).
- 3 Cleverson Lopes Ledur, Carlos M. D. Zeve, Julio C. S. dos Anjos, 11th Workshop on Parallel and Distributed Processing (WSPPD), 2013.
- 4 K.M. Khankin, Messenger of SUSU, Computer technology, management, electronics series, 13(1), 34-41, (2013).
- 5 Yang C.-T., Huang C.-L., Lin C.-F. Hybrid, Computer Physics Communications, 182, 266–269, (2011).
- 6 L.R. Rabiner and R.W. “Schafer Digital processing of speech signals”, (Prentice-Hall, 1978).
- 7 OpenMP Application Program Interface. Version 3.1 July 2011. <http://www.openmp.org/mp-documents/OpenMP3.1.pdf>
- 8 What is CUDA. – <http://developer.nvidia.com/what-cuda>
- 9 Hastie, Tibshirani and Friedman, “The Elements of Statistical Learning” (2nd edition). (Springer-Verlag, 2009, 763 p.)

Temiraliiev A.T.¹, Lebedev I.A.¹, Danlybaeva A.K.^{2*}

¹Institute of Physics and Technology, Almaty, Kazakhstan

²Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan

* e-mail: danlybaevaa@gmail.com

NONLINEAR EQUATION OF QUARK-GLUON CASCADE

On the basis of experimental data on the structural functions of hadrons using the method of Poincare sections we introduce the nonlinear equation of quark-gluon cascade via recurrence relation taking into account merge processes of quarks and gluons. Introduced a discrete map is based on the hypothesis of self-similarity of the evolution of the quark-gluon structure of hadron and the evolution operator are the distribution of quarks and gluons. It is speculated that stochastic quantum fluctuations in strongly correlated quark-gluon system describes the so-called deterministic chaotic dynamics. Carried out fractal analysis of emerging structures (attractors), which stability is determined by Lyapunov exponents. The formation of stable structures in nonlinear quark-gluon evolution, apparently, is connected with the mechanism of hadronization.

Key words: quark, gluon, chromodynamics, nonlinear quantum evolution, stochasticity, fractal, self-similarity.

Теміралиев А.Т.¹, Лебедев И.А.¹, Данлыбаева А.К.^{2*}

¹Физика-техникалық институты, Алматы қ., Қазақстан

²Әл-Фараби ат. Қазақ ұлттық университеті, Алматы қ., Қазақстан

* e-mail: danlybaevaa@gmail.com

Кварк-глюонды каскадтың бейсізық теңдеуі

Адронның құрылымдық функциясы бойынша тәжірибелік мәліметтерден кварк-глюонды сәйкестендіру процесін ескеріп, рекуррентті қатынас арқылы Пуанкаре қимасы әдісін қолдана отырып кварк-глюонды каскадтың сыйықты емес теңдеуін енгіземіз. Енгізілген дискретті көрініс адрон квар-глюонды құрылымының өз-өзіне үқсас эволюция гипотезасына негізделген және ле эволюция операторы кварктар мен глюондардың үлестірілуі болып табылады. Құшті қатынастағы кварк-глюонды жүйеде квантты стохастикалық флюктуация дәтерминді хаосты динамикамен сипатталады деп болжай жүргізіледі. Пайды болатын құрылымдарға (аттракторларға) фракталды талдау жүргізілді, яғни оның орнықтылығы Ляпунов көрсеткіштерімен анықталады. Сыйықты емес кварк-глюонды эволюцияда орнықты құрылымның қалыптасуы адрондау механизмімен байланысты болуы мүмкін.

Түйін сөздер: кварк, хромодинамика, сыйықты емес квантты эволюция, стохастикалық, фрактал, өзіүқсастық.

Темиралиев А.Т.¹, Лебедев И.А.¹, Данлыбаева А.К.^{2*}

¹Физико-технический факультет, г. Алматы, Казахстан

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

* e-mail: danlybaevaa@gmail.com

Нелинейное уравнение кварк-глюонного каскада

Исходя из экспериментальных данных по структурным функциям адрона, используя метод сечений Пуанкаре мы вводим нелинейное уравнение кварк-глюонного каскада через рекуррентные соотношения с учётом процессов кварк-глюонных слияний. Введённое дискретное отображение основано на гипотезе само-подобия эволюции кварк-глюонной структуры адрона и оператором эволюции являются распределения кварков и глюонов. Предполагается, что квантовые стохастические флюктуации в сильно коррелированной кварк-глюонной системе описываются так называемой детерминированной хаотической динамикой. Проведён

фрактальный анализ возникающих структур (аттракторов), устойчивость которых определяется показателями Ляпунова. Формирование устойчивых структур в нелинейной кварк-глюонной эволюции, по-видимому, связано механизмом адронизации.

Ключевые слова: кварк, хромодинамика, нелинейная квантовая эволюция, стохастичность, фрактал, само-подобие.

Introduction

Consideration of the contribution to the quark-gluon distribution of bremsstrahlung of gluons leads to a violation of Bjorken's scaling and is determined by known linear evolution equations: Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi (DGLAP) [1-3], Balitsky-Fadin-Kuraev-Lipatov (BFKL) [4-5] and Gribov-Levin-Ryskin-Mueller-Qiu (GLR-MQ) [6-7]. Proposed many ways to the modeling of evolution equations with non-perturbative nonlinearities, considering the gluon recombination. In addition to the gluon splitting functions, the nonlinear gluon recombination processes become important. The action Yang-Mills (Y-M) [8] already contains cubic and quartic nonlinear interaction terms in the field strength tensor:

$$S_{Y-M} = -\frac{1}{4} \int d^4x F_{\mu\nu}^a(x) F_a^{\mu\nu}(x) \quad (1)$$

As is known, problems arise in the mathematical method of describing quantum chromodynamics at large distances, when perturbation theory for the decomposition in $\alpha_s(Q^2)$ is not applicable. Opportunities for the formation of regular structures associated with the effective competition of different types of interactions: mergers and splittings of quarks and gluons. Under the influence of the quantum fluctuations of the amplitudes of the processes there are structures which have some scale with complex self-organization. Consideration of the contribution to the quark-gluon distribution of gluons bremsstrahlung leads to a violation of Bjorken's scaling and it is determined by known linear evolution equations. There are different approaches to accounting for mergers with non-perturbative nonlinearities at the gluon recombination.

In quantum physics the processes are probabilistic in nature. According to the Feynman integrals [9]: the amplitude of the transition probabilities from one state to another is the sum of the amplitudes of all possible trajectories and is written as a functional integral:

$$\psi = \int e^{\frac{iS(x)}{\hbar}} Dx(t) \quad (2)$$

where \hbar is the Planck constant, the action $S(x)$ is an operator of quantum evolution. $\int Dx(t)$ is a conditional entry functional integration over all trajectories $x(t)$. Rapid oscillations in the imaginary exponent is reduced and there are only trajectories with minimal action. According to the ideas of R. Feynman, in the quantum world it is possible to speak about well-defined trajectories, only the particle does not move along the one selected trajectory, and the infinite totality. Particle can move along any trajectory and amplitude of this trajectory in response will be included with a certain weight. There are different approaches to accounting for mergers with non-perturbative nonlinearities at the gluon recombination.

Nonlinear quark-gluon cascade

Considering the evolution as a discrete quantum process we use the mathematical apparatus of mappings within the framework of nonlinear dynamics theory. In the spirit of Feynman's path integrals we propose [10-11] a nonlinear stochastic equation in the form of the evolution of nucleon structure function $F_2(x, Q^2)$, which represents the evolution nonlinear operator showing the distribution in the momentum representation:

$$\frac{\partial \vec{x}}{\partial t} = R \cdot F(\vec{x}, t) \quad (3)$$

Using the method of Poincare sections (choosing the share of momentum as a one-dimensional section of the phase space of partons momentum distribution) we have an evolution equation

$$x_{t+1} = R \cdot \hat{F}(x_t) \quad (4)$$

Here Bjorken's/Feynman's variable x_t is the momentum fraction at discrete time index ($t=0,1,2\dots$) and R is the control parameter that characterizes the degree of coupling embossed

parton with the totality of the remaining partons in the nucleon at the certain energy \sqrt{S} and determines the character of observing regimes. To switch to continuous time allows the build, known as the Poincare section. In the framework of our quality approach we use the renormalization-group approach to the evolution equation, allowing to recreate a physical picture of the critical behavior. So for the quark-gluon cascade, we enter an iterative map in which a number of the quarks and gluons in $(t+1)$ -th generation are proportional to the number of them in t -th generation. The number of partons are changing, but remains on total momenta. Thus, the probability to find a parton with a fraction of momentum x at time $t+1$ is defined by the impulse distribution of partons in the time t . Positive terms of hadron structure function meet the increasing of the quarks (q) and gluons (g) number at cascade: $q \rightarrow q + g$ and $g \rightarrow g + g$ and negative terms is the reduction, i.e. quark-antiquark, quark-gluon and gluon-gluon recombination. Using the method of Poincare sections (choosing the share of momentum as a one-dimensional section of the phase space of partons momentum distribution) and considering that the evolution operator is determined by hadron structure functions (F_2), we use a one-dimensional map.

Numerical solution of the nonlinear equation

Numerical solution of the nonlinear equation has shown the existence of an evolution termination in the field of small values of parameter. Small perturbations do not change the Q-G condition ($R \ll 1$). The increase in R leads at first only to the excitation stable state. With further increase of the parameter occur repeated bifurcation (splitting) of period-doubling calculations of the quarks phase trajectories have shown the presence of the chaotic dynamics at $R \gg 0$ as a consequence of bifurcations. The scale of successive splittings of elements of limit cycles after each bifurcation is determined by

$$\alpha = \lim [x_m - x_0] / [x_{m+1} - x_0] \approx 2.5, \quad (5)$$

where x_m is the element of a limit cycle nearest to the element cycle x_0 . In a state of dynamic chaos two close orbits in phase space diverge exponentially with time with Lyapunov's coefficient in the exponent

$$\lambda = \frac{1}{T} \ln |\mu|, \quad (6)$$

which in a computer simulation, is calculated using parallel running of two close initial conditions and examines their divergence. By computer simulation the studies of the formation of stable structures in quark-gluon cascade, including recombination processes. The nature of stability of fixed points (cycles) and the type of bifurcations of mappings are determined by their multipliers. In turn, multipliers are the own numbers of the Jacobian matrix perturbations. The maximum value x_{t+1} is found from $\frac{dx_{t+1}}{dx_t} = 0$. The Jacobian is

$$J = \left| \frac{dx_{t+1}}{dx_t} \right| \quad (7)$$

and the map is stable at a point x_0 if $J(x_0) < 1$. When the coupling constant $\alpha_s(Q^2)$ is small, the evolution is incoherent, if the relationship is strong enough that can occur spontaneous synchronization quark-gluon movements. Dynamic quark-gluon systems are highly sensitive to the initial conditions. The calculation of the Lyapunov exponent for stationary periodic and chaotic processes is represented in Fig.1. In Fig.2 the lack of influence of small perturbations at small values of the control parameter R , the transition to the stationary mode at $R=0.7$, the bifurcation of the fixed point attractor at $R=0.8$ and the transition Q-G system into a chaotic regime at $R=1$.

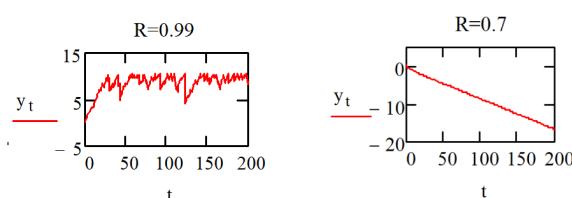
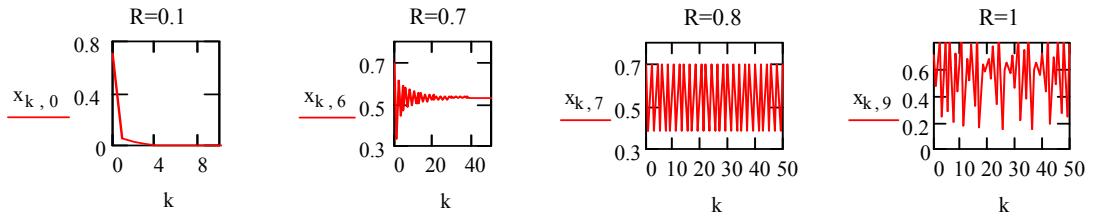
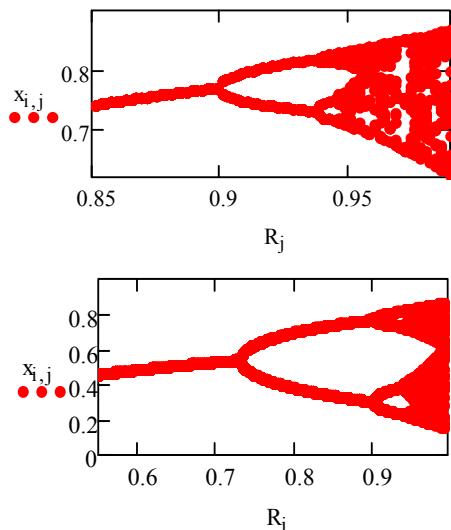


Figure 1 – Calculations of trajectories to compute the Lyapunov exponent $y_t = \ln(d/\epsilon)$

**Figure 2 – Q-G evolution at different values of R**

Fractal analysis

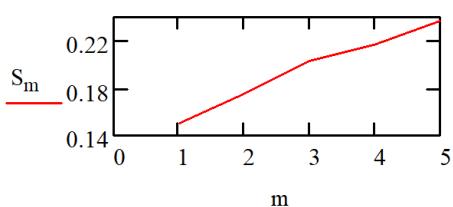
The structure of the bifurcation diagrams in Fig.3 display of SF self-similar and thus, the chaotic system has inherent properties of fractals.

**Figure 3 – Self-similarity of the bifurcation diagrams**

Fractal analysis of structure functions S_m carried out the averaging over all k values, as defined as

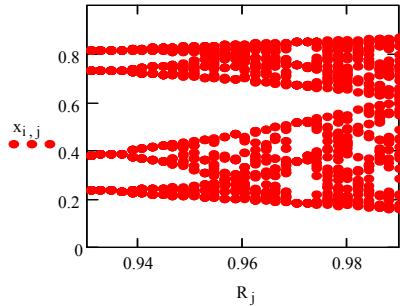
$$S_m := \frac{1}{K - 2^m} \cdot \sum_{k=0}^{K-2^m} |X_{k+2^m} - X_k| \quad (6)$$

and is shown in Fig.4.

**Figure 4 – Fractal analysis of the structural features of signal S_m**

Isolated "Windows"

The presence of "voids" in the bifurcation diagram indicates the presence of "hadron-like phase", which is clearly seen in Fig.5

**Figure 5 – The presence of "voids" in the bifurcation diagram**

The controlling parameter is the energy of the collisions, the change of which leads to splitting of the phase trajectories. The exponential growth of the average multiplicity with increasing collision energy is in good agreement with the experimental data. The dependence of the control parameter R of the collision energy \sqrt{S} (GeV), parameterized in the form:

$$R_n = R_\infty - \frac{a}{(S^{3/2})_n} \quad (8)$$

For each value of $R \in [0.2; R_\infty]$ there is only one stable limit 2^n -cycle on the unit interval $[0;1]$ and position of each element of the cycle can be calculated with a given accuracy. For energy $(\sqrt{S})_n$ in this event can be calculated the value of R_n and the corresponding 2^n cycle. The distribution of secondary particles in the momentum phase space is the images of distribution of elements of 2^n limit cycles to the unit interval. The rate of convergence of the control parameter is similar to

the Feigenbaum parameter for the multifractal of the known logistic mapping:

$$\delta = \frac{R_{n+1} - R_n}{R_{n+2} - R_{n+1}} \approx 4.6$$

In Fig. 6 shows the reconstructed attractor.

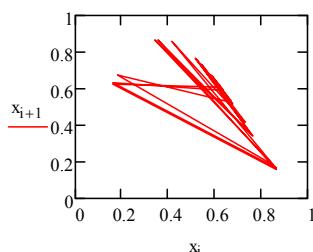


Figure 6 – Reconstruction of the attractor

Conclusion

There are nonperturbative effects associated with initial transverse momenta of partons inside the hadron and there are always fatal even quantum zero fluctuations. It is possible that a steady structure formation in nonlinear quark-gluon evolution is a mechanism of hadronization. Arising in the quark-gluon cascade the strange attractor with a fractal self-similar structure display a new nonlinear phenomenon in the hadron physics is deterministic chaotic dynamics. Self-similarity is related to the so-called power-law dependence on parameters. Dynamic quark-gluon systems are highly sensitive to the initial conditions.

References

- 1 Gribov V.N., Lipatov L.N. Deep inelastic ep scattering in perturbation theory // Sov. J. Nucl. Phys. – 1972. – Vol. 15. – P. 438.
- 2 Dokshitser YU.L. Vychisleniye strukturnykh funktsiy gluboko neuprugogo rasseyaniya v e+e- annigilyatsii po teorii vozmushcheniy KKHD // ZHETF. – 1977. – T.73. – P.1216. (in russ.)
- 3 Altarelli G., Parisi G. Asymptotic freedom in parton language / Nucl. Phys. B. – 1977. – Vol.126. – P.298.
- 4 Kuraev E.A. and Fadin V.S. On radiative corrections to the cross section for single – photon annihilation of an e+ e- pair at high energy // J. Nucl. Phys. – 1985. – Vol. 41. – P.3.
- 5 Lipatov L.N. Svoystvo integriruyemosti v kvantovoy khromodinamike pri bol'shom chisle tsvetov // UFN. – 2004. – T.174, №4. – P. 337-352. (in russ.)
- 6 Mueller AH and Qiu J. Gluon Recombination and Shadowing at Small Values of x // Nucl. Phys B. – 1986. – Vol.268. – P.427.
- 7 Mayuri Devee and J. K. Sarma. Analytical Approach for the Solution of the Nonlinear GLR-MQ Equation // Proc Indian Natn. Sci. Acad. – 2015. – Vol. 81 No. – P. 16-21.
- 8 Yang C.N. The Future of Physics Revisited // Int.J.Mod.Phys.A – 2015. – Vol.30.
- 9 Feynman R., A.Khibbs Kvantovaya mekhanika i integraly po trayektoriyam. – M.: Mir, 1968. (in russ.)
- 10 Temiraliiev A.T. Chaotic dynamics in quark-gluon cascade // arXiv:1106.4624. – 2011.
- 11 Temiraliiev A.T., Danlybayeva A.K Formirovaniye struktur v nelineynoy kvark-glyuonnoy evolyutsii // Izvestiya NAN RK seriya fiz-mat. – 2014. – №2. (in russ.)
- 12 Rasool, M.H., Ahmad, M.A. and Ahmad, S. Slow Particle Production in Nucleus-Nucleus Collisions at Relativistic Energies // Journal of Modern Physics. – 2016. – Vol.7. – P.51-64.

References

- 1 V.N. Gribov and L.N. Lipatov, Sov. J. Nucl. Phys, 15, 438, (1972).
- 2 YU.L. Dokshitser Vychisleniye strukturnykh funktsiy gluboko neuprugogo rasseyaniya v e+e- annigilyatsii po teorii vozmushcheniy KKHD, ZHETF, 73, 1216, (1977). (in russ.)
- 3 G. Altarelli and G.Parisi, Nucl. Phys. B, 126, 298, (1977).
- 4 E.A. Kuraev and V.S. Fadin, J. Nucl. Phys., 41, 3, (1985).
- 5 L.N. Lipatov, UFN, 174(4), 337-352, (2004). (in russ.)
- 6 A.H. Mueller and J. Qiu, Nucl. Phys B, 268, 427, (1986).
- 7 M. Devee and J.K. Sarma, Proc Indian Natn. Sci. Acad., 81, 16-21, (2015).
- 8 C.N. Yang, Int. J. Mod. Phys. A, 30, (2015).
- 9 R. Feynman and A. Khibbs Kvantovaya mekhanika i integraly po trayektoriyam. – M.: Mir, 1968. (in russ.)
- 10 A.T. Temiraliiev, arXiv:1106.4624, (2011).
- 11 A.T. Temiraliiev, A.K. Danlybayeva, Izvestiya NAN RK seriya fiz-mat. №2, (2014), (in russ.)
- 12 M.H. Rasool, M.A. Ahmad, and S. Ahmad, Journal of Modern Physics, 7, 51-64, (2016).

МРНТИ 29.03.77

**Иманбаева А.К.^{1*}, Темирбаев А.А.¹, Карибаев Б.А.¹, Сыздыкова Р.Н.²,
Толегенова А.¹, Намазбаев Т.А.¹, Косов Д.Н.¹**

¹НИИ экспериментальной и теоретической физики КазНУ им. аль-Фараби, г.Алматы, Казахстан

²Алматинский университет энергетики и связи, г. Алматы, Казахстан

*e-mail: akmaral@physics.kz

ПРОГРАММНЫЕ ПРОДУКТЫ ДЛЯ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ФРАКТАЛЬНЫХ АНТЕНН

Проектирование радиоэлектронной аппаратуры СВЧ диапазона имеет свою специфику, которая определяется главным образом её способностью получать высокие радиотехнические характеристики. Для моделирования СВЧ-устройств существует множество программных продуктов, которые предлагают различные подходы компьютерного решения электродинамических задач. Современные системы автоматизированного проектирования (САПР) СВЧ позволяют вести разработку на различных стадиях разработки принципиальной схемы устройства и, заканчивая моделированием поведения системы, с использованием широкого набора средств моделирования. В данной статье представлен обзор программ электродинамического анализа и проектирования СВЧ устройств, в том числе фрактальных антенн. Для нашей задачи наиболее оптимальным является система High Frequency System Simulator (HFSS) компании Ansoft Corporation. HFSS является передовой в отрасли САПР ВЧ/СВЧ и высокоскоростных цифровых электронных устройств. Проведён анализ по использованию данных программ различными исследователями. Также представлены собственные результаты компьютерного моделирования фрактальных антенн трех различных типов.

Ключевые слова: компьютерные программы, фрактальные антенны, моделирование, FEKO, Microwave Office, HFSS, Microwave Studio.

Imanbayeva A.K.^{1*}, Temirbayev A.A.¹, Karibayev B.A.¹, Syzdykova R.N.²,
Tulegenova A.¹, Namazbayev T.A.¹, Kossov D.N.¹

¹IETP, Al-Farabi Kazakh national university, Almaty, Kazakhstan

²Almaty University of Power Engineering and Telecommunications, Almaty, Kazakhstan

*e-mail: akmaral@physics.kz

Software products for high-frequency simulation of fractal antennas

The design of microwave electronic equipment has its own specifics, which is mainly determined by its ability to receive high radio technical characteristics. In the market, there are many software products for simulation of microwave devices. They offer a variety of approaches for computer solution of electrodynamics problems. Modern computer-aided design (CAD) systems of UHF allow developing at various stages of the device concept design and, to the simulation of system behavior, using a wide range of modeling tools. This article provides an overview of the electrodynamics analysis software and design of microwave devices, including fractal antennas. Ansoft Corporation company system High Frequency System Simulator (HFSS) of is the most optimal system for our task. HFSS is the most advanced in the industry of RF & microwave and high-speed digital electronic devices. We conducted an analysis on the use of these programs by various researchers. Also presents its own results of computer simulation of fractal antennas of three different types.

Key words: computer programs, the fractal antenna simulation FEKO, Microwave Office, HFSS, Microwave Studio.

Иманбаева А.К.^{1*}, Темірбаев Ә.Ә.¹, Қерібаев Б.А.¹, Сыздықова Р.Н.²,
Төлегенова А.¹, Намазбаев Т.А.¹, Косов Д.Н.¹

¹ЭТФЗИ, әл-Фараби ат. Қазақ ұлттық университеті, Алматы қ., Қазақстан

²Алматы энергетика және байланыс университеті, Алматы қ., Қазақстан

*e-mail: akmaral@physics.kz

Фракталдық антенналарды жоғары жиілікті модельдеуге арналған программалық өнімдер

АЖЖ диапазонды радиоэлектрондық аппаратураны жобалаудың ерекшеліктері көп, ең алдымен, оның жоғары радиотехникалық сипаттамаларын алуға мүмкіндік беретімен анықталады. АЖЖ құралдарды модельдеуге арналған бірнеше программалық өнімдер бар, олардың барлығы компьютерлік бағдарламалар арқылы электродинамикалық есептерді шығаруға өзгеше тәсілдерді ұсыныда. Модельдеу тәсілдерінің кең жиынтығын қолдануға арқылы АЖЖ автоматты жобалау заманауи жүйелері радиокұралдардың принциптік схемасын өндеде бастапқы қадамынан бастап, жүйенің тәртібін модельдеуге дейін жұмысын қарастыруға мүмкіндік береді. Бұл мақалада электродинамикалық талдау және АЖЖ құралдарды, соның ішінде фракталдық антенналарды, модельдеу үшін бағдарламаларға шолу жасалған. Біздің есебіне сай, ең тиімдісі болып Ansoft Corporation мекемесінің High Frequency System Simulator (HFSS) жүйесі табылды. HFSS ЖЖ/АЖЖ және жоғары жиілікті сандық электрондық құралдарды жобалау жүйелерінде алдыңғы қатардағы бағдарлама. Осылай бағдарламаларды әртүрлі зерттеушілермен қолдануын саралау өткізілді. Сонымен қатар, үш өзгеше фракталдық антенналардың компьютерлік модельдеудің нәтижелері көлтірілген.

Түйін сөздер: компьютерлік бағдарлама, фракталдық антенна, модельдеу, FEKO, Microwave Office, HFSS, Microwave Studio.

Введение

В настоящее время для антенн, используемых в беспроводных средствах связи (GSM/UMTS/WiFi) накладываются определенные условия. Основной проблемой обычных классических антенн является то, что они работают только на одной или двух частотах, ограничивая количество полос, которое оборудование способно поддерживать. Другой проблемой является размер антенны. Из-за очень строгого пространства, например, в сотовых телефонах, установка более одной антенны очень сложно. Для того чтобы разрешить эти проблемы, различные исследователи изучают и предлагают использование так называемых фракタルных антенн, которые более компактны и способны работать в различных диапазонах. Фрактальные антенны – это антенны, которые сконструированы на основе различных геометрических фигур, обладающих свойством самоподобия, то есть составленные из частей, каждая из которых подобна всей фигуре целиком. Благодаря своему свойству самоподобия фрактальные структуры многодиапазонны и широкополосны [1], поэтому их весьма эффективно использовать в антенных решениях. В литературе есть немало исследований, в которых известные фрактальные кривые и множества используются в основе антенных устройств [2-5].

Первенство в теоретических исследованиях возможности применения фрактальных форм для формирования многополосных по частоте антенн приписывают ученыму Технологического университета Каталонии К.Пуенте. Коэн запатентовал свое открытие и стал основателем фирмы, занимающейся разработкой и проектированием фрактальных антенн. В настоящее время компания Fractal Antenna Systems, Inc. («Фрактал»), разрабатывает, производит и лицензирует самые компактные и мощные антенны в мире. Эти антенны используются в самых сложных коммерческих, военных и правительственные приложениях.

В настоящее время разработка фрактальных антенн активно ведется по трем направлениям:

- фрактальные антенные решетки,
- широкополосные и многочастотные фрактальные излучатели,
- апертурные фрактальные антенны.

Фрактальная антenna решетка – это решетка, состоящая из самоподобных подрешеток с фрактальными границами, которые покрывают плоскость (или часть плоскости) без перекрывания и промежутков. К таким антеннам относятся решетка Пеано-Госпера, тердрон, 6-тердрон, псевдопушкини.

Многообразие видов фрактальных кривых открывает дополнительные конструктивные и электродинамические возможности в проек-

тировании антенн. Но для создания реальных антенных устройств, использующих свойства фракталов необходимо провести их теоретическое исследование и моделирование. Основным содержанием настоящей статьи является обзор программных продуктов с целью выявления наиболее эффективных решений для проведения расчёта, проектирования, электромагнитного моделирования фрактальных антенн и анализ последних работ по компьютерному моделированию антенн с фрактальной структурой.

На первом шаге исследования были отобраны системы моделирования для электродинамического анализа антенных устройств и проведена их классификация.

Классификация компьютерных программ для электродинамического анализа СВЧ устройств

В настоящее время существуют множество различных компьютерных программ проектирования и расчета свойств СВЧ-устройств, в том числе антенн. Их называют специализированными EDA-программами для электромагнитных (EM)-расчетов.

Их условно можно разделить на две группы:

1. программы электродинамического моделирования объемных структур (FEKO, Microwave Office, HFSS, Microwave Studio);

2. программы моделирования тонких проволочных структур (NEC2, NEC4, MININEC).

В основе работы данных программ лежит численное решение уравнений Максвелла в интегральной или дифференциальной форме. Уравнения Максвелла можно решать следующими численными методами: методом моментов (MoM), методом конечных элементов (FEM) и методом конечного интегрирования (FIT). Основополагающий метод решения влияет на эффективность и точность, с которыми могут быть смоделированы антенные устройства.

В программах первой группы используются все три численных метода. Второй группы – только метод MoM. Приведем общую информацию и сводный анализ перечисленных методов, применяемых в данных программах, и представим его в таблице 1. В [6] показано, что наиболее успешное EM-моделирование для антенн малых размеров подходят программы, базирующиеся на FEM и FIT методах. Поэтому подробный анализ проведён только тех программ, которые используют эти методы.

На втором шаге наших исследований был проведен более подробный обзор программных продуктов, относящихся к первому типу. При этом были рассмотрены как их основные функции, назначение, так и результаты моделирования компактных антенн на основе классических фрактальных объектов, приведенных в литературе.

Таблица 1 – Общая информация о программных средах электродинамического анализа СВЧ устройств

Название программы	Назначение	Используемые методы	Производитель и адрес
FEKO	Для численного электромагнитного моделирования, основанная на современных вычислительных технологиях (SEM).	Метод моментов. Метод конечных элементов. Методы физической оптики. Методы геометрической оптики. Методы универсальной теории дифракции. Метод конечных разностей во временной области.	Altair Engineering, Inc. http://www.altair.com/
Microwave Office	Программное решение для разработки всех видов радиочастотных и СВЧ устройств, начиная от сложных СВЧ сборок и кончая интегральными СВЧ микросхемами.	Метод граничного баланса. Одночастотный и многочастотный метод гармонического баланса. Ряды Вольтерра. Высокоскоростной метод линейного анализа. Высокоскоростной метод шумового анализа.	AWR (Applied Wave Research) Corporation http://www.awrcorp.com
HFSS	Для расчета S-параметров, создания SPICE-моделей и трехмерного моделирования электромагнитного поля	Метод конечных элементов.	ANSYS Inc, http://www.ansys.com/

Продолжение таблицы 1

Название программы	Назначение	Используемые методы	Производитель и адрес
Microwave Studio	Для численного моделирования высокочастотных устройств и анализа проблем целостности сигналов и электромагнитной совместимости во временной и частотных областях	Метод понижения порядка моделей (MOR). Метод конечных интегралов (FIM). Метод аппроксимации для идеальных граничных условий (PBA). Метод тонких сеток (TST). Метод подсеток (MSS).	Computer Simulation Technology https://www.cst.com/
Numerical Electromagnetic Code 2 NEC2	Для моделирования антенных конструкций, особенно обычных конструкций, таких как для телевидения и радио, на коротких волнах	Метод моментов (MoM) Итерационный метод для расчета токов	Lawrence Livermore National Laboratory http://www.nec2.org/
Numerical Electromagnetic Code 4 NEC4	Для моделирования очень маленьких антенн на сотовые телефоны и WiFi маршрутизаторы	Метод моментов (MoM)	http://llnslc.com
MiniNumerical Electromagnetic Code MININEC	Независимая реализация концепции в NEC. Программа анализа антенны для Windows, Macintosh	Метод моментов (MoM)	http://www.blackcatsystems.com/software/mininec-antenna-analysis-modeling-software.html

Программа электродинамического анализа FEKO

Название программы FEKO происходит от немецкой фразы «FEldberechnung bei Korpern mit beliebiger Oberfläche» (Расчет поля с учетом тел произвольных форм). Программа FEKO предназначена для решения широкого круга задач, связанных с проектированием СВЧ устройств и антенн, рассеянием электромагнитных волн на сложных объектах, распространением радиоволн в городских условиях и т.д. [7]. Преимуществом FEKO является то, что он позволяет моделировать антенны с многослойными магнитно-диэлектрическими подложками.

Далее коротко рассмотрим результаты моделирования фрактальных антенн, полученных с помощью данной программы различными исследователями.

В работе [2] с целью создания многодиапазонной антенны рассмотрена антenna на основе салфетки Серпинского. Выполнено его моделирование антены в пакете электродинамического анализа FEKO. Получены 2-х и 3-мерные диаграммы направленности (ДН) для разных частот. Представленные результаты показывают

увеличение неравномерности ДН по мере увеличения рабочей частоты.

В работе [3] представлены результаты проектирования фрактальной антенны на основе снежинки Коха в FEKO. Антenna была оптимизирована для работы на нескольких частотах 1,24 ГГц для применения GPS, 1,42 для применений L-диапазона и 2,92 ГГц для приложений S-диапазона.

Система High Frequency System Simulator (HFSS)

High Frequency System Simulator (HFSS) – продукт компании Ansoft Corporation. Иногда в литературе к аббревиатуре HFSS добавляют название фирмы Ansoft. Ansoft HFSS базируется на FEM-методе, с тетраэдральным разбиением моделируемой структуры, также используется аддитивное генерирование и деление ячеек. Для первоначального разбиения на тетраэдры используются стандартные методы программы, имеющиеся в библиотеке. Так можно представить информацию о поле, с выделенными областями с высокой напряженностью или большими градиентами. Затем разбиение на ячейки

уплотняется только там, где поле претерпевает значительные изменения, так вычисления становятся менее затратными. В работе [4] с помощью Ansoft HFSS смоделирована фрактальная антenna на основе кривой Коха для достижения многополосных свойств. Представлена антenna, способная работать с шестью полосами частот с приемлемой потерей возврата. Предложена следующая конструкция фрактальной щелевой антенны, показанная на рисунке 1.

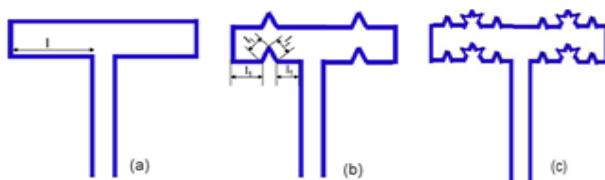


Рисунок 1 – Модель фрактальной антенны на основе кривой Коха нулевой (а), первой (б) и второй (с) итераций

Получены частотные характеристики для исследуемой антенны. Показано, что антenna имеет обратные потери меньше, чем -10 дБ в шести полосах: 2,37 ГГц, 4,00 ГГц, 5,57 ГГц, 6,11 ГГц, 7,27 ГГц и 8,95 ГГц, обратные потери -22,28дБ, -18,43 дБ, -14,85 дБ, -25,05 дБ, -18,43 дБ и -11,88 дБ, соответственно.

В следующей работе [5] предложена фрактальная модель антенны на основе 2-й и 3-й итераций квадрата Серпинского (рисунок 2).

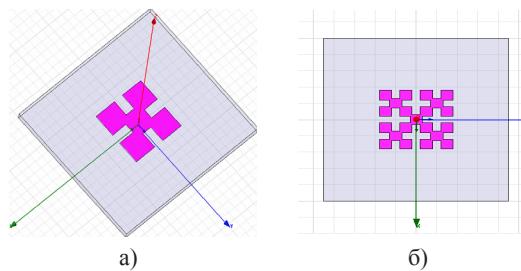


Рисунок 2 – Компьютерная модель фрактальной антенны на основе квадрата Серпинского (2-ая а) и 3-я б) итерации)

Также в [1, 8] численным моделированием в HFSS исследованы электромагнитные характеристики фрактальных антенн Серпинского 8-ой итерации, Коха 4-ой итерации и антены на основе двумерного нерегулярной фрактальной структуры (псевдослучайный фрактальный кластер с топологической размерностью, равной 2, и задаваемой фрактальной размерностью). По-

казано, что фрактальные антены Серпинского и Коха являются многодиапазонными, для обеих антенн наблюдается эффект усечения, связанный с конечным числом фрактальных итераций. Он проявляется в заметном искажении диаграмм направленности и распределений поля на высоких частотах.

Система Microwave Studio (CST MWS)

CST Microwave Studio (CST MWS) предназначена для моделирования 3D EM высокочастотных составляющих. В данной программе используются все три численных метода EM моделирования.

Современная версия пакета включает следующие функции моделирования:

- вычислители общего назначения во временной и в частотной областях для моделирования низкочастотных и высокочастотных задач;
- полноволновой вычислитель с использованием интегральных уравнений.

В работе [8] предложена широкополосная фрактальная антenna, имеющая форму гексагональной. Авторами рассмотрены три первые итерации (рисунок 3). Моделирование проведено в Microwave Studio.

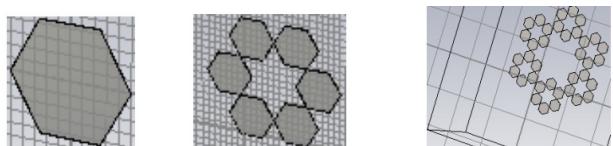


Рисунок 3 – Первые три итерации фрактала гексагональной формы

Показано, что антены демонстрируют хорошие обратные потери, и многополосные частоты подходят для IEEE Bluetooth / WLAN (2.4-2.484 ГГц), WiMAX (3.4-3.69 ГГц) и WIFI (5.1-5.825 ГГц) приложений беспроводной связи. Сделан вывод о том, 2-ая итерация шестиугольных фрактальных антенн обладает свойством многодиапазонности, т.е. с увеличением числа итераций увеличивается число резонансных частот.

Вывод. Таким образом, на рынке существуют немало компьютерных программ специального назначения для моделирования устройств в СВЧ диапазоне. Все эти программы по-своему уникальны и помогают в решении многих задач моделирования. Выбор программ пользователями зависит от большого числа критериев, которые

можно разделить на две группы: базовые возможности и средства их расширения. Нами для электромагнитного анализа фрактальных антенн была выбрана программа HFSS, которая адаптирована именно на моделирование устройств малых размеров, которыми являются фрактальные антенны. Так, 3-м шагом наших работ, было проведение компьютерного моделирования антенн на основе различных геометрических объектах.

Численное исследование фрактальных антенн

Мы изучали 3 вида антенн на основе фрактала Коха (2 итерации), изотропного фрактала Минковского (3 итерации) и анизотропного фрактала Жанабаева [9] (3 итерации). Длины всех 3-х

антенн составляют 14,5 см с учетом расстояния между излучателями. Моделирование проведено в программе HFSS 13.0 в диапазоне частот, равным 0,1 – 2,7 ГГц. Были рассчитаны частотные характеристики, т.е. зависимости входных коэффициентов отражения S_{11} от частоты. Из рисунков 9-5 видно, что с увеличением номера предфракталов резонансные частоты смещаются влево, в сторону области низких частот. За счет этого у антенн появляются новые резонансы в выбранном диапазоне, уменьшаются значения обратных потерь резонансных частот по сравнению с предыдущими, кроме третьей итерации для антенн с анизотропной структурой. Здесь коэффициент отражения S_{11} для первого резонанса равен $-12,83\text{dB}$ (для второй итерации $S_{11} = -13,18\text{ dB}$), но у второго резонанса той же итерации значение S_{11} меньше, чем у предыдущей.

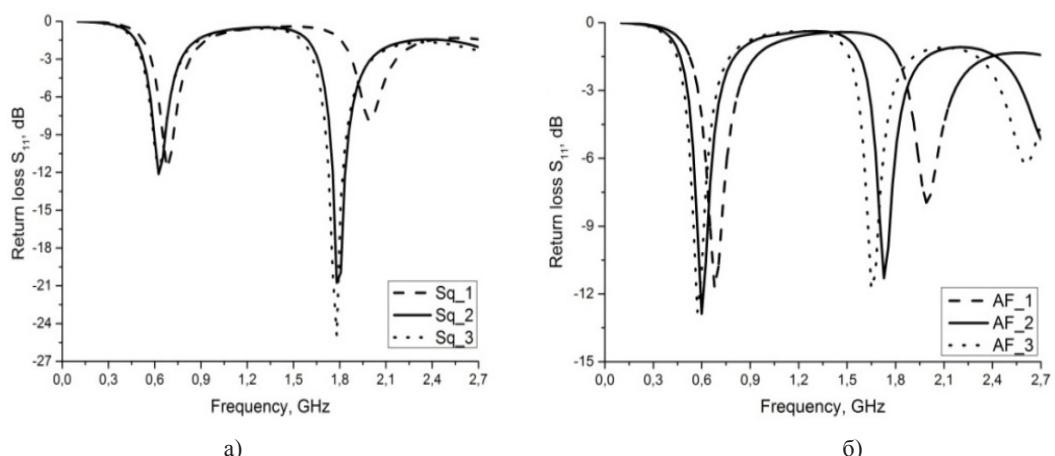


Рисунок 4 – Частотные зависимости входных коэффициентов отражения фрактальной антенны Коха (а) и антенны Жанабаева (б)

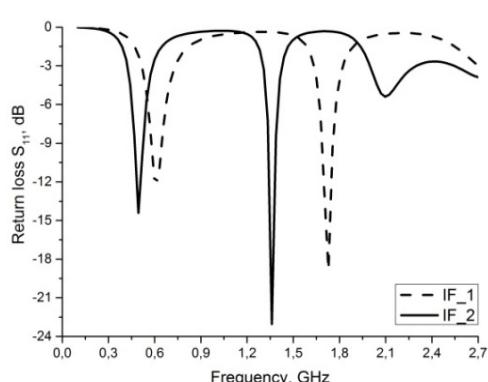


Рисунок 5 – Частотная зависимость коэффициентов отражения антенны Минковского

Заключение

В данном обзоре представлены основные известные и часто используемые программные комплексы для проведения компьютерного моделирования и расчётов СВЧ устройств, в том числе и антенн.

Все указанные продукты отвечают следующим условиям:

- позволяют осуществлять имитационное моделирование антенных устройств;
- поддерживают в той или иной степени интеграцию визуального и имитационного моделирования;

– широко распространены и пользуются популярностью.

Но наиболее адаптированной для компактных фрактальных антенн по своим возможностям является HFSS. В данной программе нами была проведена серия расчетных исследований электрически малых антенн, различающиеся своей геометрией от традиционных. Показано,

что среди рассматриваемых моделей при одинаковых длинах антенн самое низкое отражение (больше поглощений для приемной антенны) наблюдается у изотропного фрактала Минковского.

Настоящая работа выполнена при финансовой поддержке Комитета науки МОН РК. Грант № 3837/ГФ4.

Литература

- 1 Колесов В.В., Крупенин С.В., Потапов А.А. Разработка фрактальных антенн для сверхширокополосных систем связи // Докл. 8-й Межд. конф. «Цифровая обработка сигналов и ее применение». – М.: Изд. РНТО РЭС им. А.С. Попова, 2006. – Т. 1. – С 217-219.
- 2 Савочкин А.А., Нудьга А.А. Исследование многодиапазонных фрактальных антенн // Вестник СевНТУ. Серия: информатика, электроника, связь. – 2011. – Вып. 114. – С. 142-148.
- 3 Dandgavhal S., Kadu M.B., Labade R.P. Design of Microstrip Patch Antenna with Koch Snowflake Geometry for Multiband Applications // International Journal of Advanced Research in Electrical, Electronics and Instrumentation Engineering. – 2015. – Vol. 4, Issue 7. – P. 6578-6584.
- 4 Suman L. Design and Simulation of Koch Fractal folded-slot Antenna for Next Generation Mobile Networks // I.J. Adv. Res. in Comp. Sc. & Soft. Eng. – 2013. – V. 3, Is. 8. – P. 237-251.
- 5 Andreeva A. Modeling of fractal antennas // Master Thesis. – Lappeenranta University of Technology, 2014. – 56 p.
- 6 Ванденбуш Г., Васильченко А., Схольц И. качественная оценка вычислительных методов электродинамики на примере программных продуктов для высокочастотного моделирования микрополосковых антенн // Технологии в электронной промышленности. – 2008. – № 3. – С. 52-56.
- 7 Гуляев Ю.В., Никитов С.А., Потапов А.А., Давыдов А.Г. О проектировании фрактальных радиосистем // Радиоэлектроника. – 2005. – Т.50, №9. – С. 1070-1076.
- 8 Amanpreet K., Nitin S., Ubai J.S. A Hexagonal multiband fractal antenna using for wireless applications // Inter. J. of Electr. and Computer Science Eng. – 2012. – V.1, N. 4. – P. 2107.
- 9 Темирбаев А.А., Намазбаев Т.А., Иманбаева А.К., Мархабаев М.А., Капурнова С.А. Исследование электродинамических свойств анизотропной фрактальной антенны // Труды Межд. научно-техн. конф. ПИТ 2016. – Самара, 2016. – С. 953-957.

References

- 1 V.V. Kolesov, S.V. Krupenin, A.A. Potapov, Dokl. 8-y Mezhd. konf. «Tsifrovaya obrabotka signalov i yeye primeneniye». – M.: Izd. RNTO RES im.A.S. Popova, 1, S 217-219, (2006). (in russ).
- 2 A.A. Savochkin, A.A. Nud'ga, Vesnik SevNTU. Seriya: informatika, elektronika, svyaz', 114, 142-148, (2011). (in russ).
- 3 S. Dandgavhal, M.B. Kadu, R.P. Labade, International Journal of Advanced Research in Electrical, Electronics and Instrumentation Engineering, 4(7), 6578-6584, (2015).
- 4 L. Suman, I.J. Adv. Res. in Comp. Sc. & Soft. Eng., 3(8), 237-251, (2013).
- 5 A. Andreeva, Master Thesis, Lappeenranta University of Technology, 56 p., (2014).
- 6 G. Vandebosh, A. Vasil'chenko, I. Skhol'ts, Tekhnologii v elektronnoy promyshlennosti, 3, 52-56, (2008). (in russ).
- 7 Y.U.V. Gulyayev, S.A. Nikitov, A.A. Potapov, A.G. Davydov, Radioelektronika, 50(9), 1070-1076, (2005). (in russ).
- 8 K. Amanpreet, S. Nitin, J.S. Ubai, Inter. J. of Electr. and Computer Science Eng., 1(4), 2107Б (2012).
- 9 A.A. Temirbayev, T.A. Namazbayev, A.K. Imanbayeva, M.A. Markhabayev, S.A. Kapurnova, Trudy Mezhd. nauchno-tehn. konf. PIT 2016, Samara, 201, 53-957. (in russ).

МРНТИ 29.31.29

Шакиров А.Л.

Казахский национальный университет им. аль-Фараби,
г. Алматы, Казахстан e-mail: iskander-bek56@mail.ru

УНИВЕРСАЛЬНАЯ ОПТИЧЕСКАЯ ФОТОПРИСТАВКА

Цель исследования – разработка универсального оптического устройства для увеличения возможностей современных компактных цифровых фото и видеокамер. Устройство позволит существенно повысить масштаб получаемого изображения, будет обладать высокими техническими и потребительскими характеристиками. Фотоприставка включает передний сменный объектив, задний сменный объектив, сменный окуляр, системы изменения расстояний между ними. Фотоприставка может служить также инструментом для визуального наблюдения за объектами. Был разработан и сконструирован рабочий макет, который предназначен для работы в микроскопном, телескопном и фотоснайперском режимах. В этих режимах были получены изображения как движущихся, так и статичных изображений хорошего качества. На макете была отработана методика работы. Методика работы включала мысленный эксперимент, физико-техническое моделирование, конструирование и натурные съемки. Устройство может быть использовано в научных, а также в бытовых целях. В том случае, если производители цифровой фототехники заинтересуются нашей работой, мы готовы к любой форме сотрудничества.

Ключевые слова: объектив, окуляр, микроскоп, телескоп, фотоснайпер.

Shakirov A.L.

Al-Farabi Kazakh national university, Almaty, Kazakhstan,
e-mail: iskander-bek56@mail.ru

Universal optical camera adapter

The aim of the study is to develop a universal optical device to increase the capabilities of modern compact digital cameras and camcorders. The device, possessing high technical and consumer characteristics, will allow substantially improving the scale of the obtained images. Camera adapter includes front interchangeable lens, rear interchangeable lens, interchangeable eyepiece, the system for changing the distances between these. The camera adaptor may also serve as an instrument of visual examination of objects. A working dummy compatible with microscope, telescope and designed to operate as fotosniper was developed. These capabilities allowed obtaining high quality images of both moving and static objects. The methods of work were tested using the dummy. The method of work included mental experiment, physicotechnical modeling, designing and outdoor shooting. The device can be used for scientific as well as for domestic purposes. In case the manufacturers of digital photo equipment get interested in our work we are eager to cooperate in any form.

Key words: lens, eyepiece, microscope, telescope, fotosniper.

Шакиров А.Л.

Әл-Фараби ат. Қазақ ұлттық университеті, Алматы қ., Қазақстан,
e-mail: iskander-bek56@mail.ru

Әмбебап оптикалық фотоқосымша

Зерттеудің мақсаты – қазіргі заманғы шағын сандық, фото және бейнекамералардың үлғайту мүмкіндіктерін арттыру мақсатында әмбебап оптикалық құрылғыны әзірлеу. Құрылғы алынатын бейнелердің ауқымын арттыруға айтарлықтай мүмкіндік береді, сонымен қатар жоғары

техникалық және тұтынушылық сипаттамаларға ие. Фотоқосымша алдыңғы ауысымды объектив, артқы ауысымды объектив, ауысымды окуляр және олардың арасындағы арақашықтықты өзгерту жүйесінен тұрады. Сондай-ақ фотоқосымша нысанды көзбен бақылау құралы ретінде де қызмет атқарады. Олардың жұмысы микроскоптық, телескоптық және фотоснайперлік режимдерге арналған макет ретінде әзірленді және жасап шығарылды. Осы режимдерде алынған қозғалатын сурет ретінде, сондай-ақ статикалық, суреттердің де сапасы жақсы. Осындай оптикалық аспаптар үй жағдайында қолдан жасалуы мүмкін. Жұмыстың әдістемесі ойлау экспериментін, физико-техникалық модельдеу, құрастыруға және табиги кескіндер алуға негізделген. Құрылғының, сондай-ақ, тұрмыстық мақсатта пайдаланылуы мүмкін. Осыған байланысты, егер сандық фототехника өндірушілері біздің жұмысымызға қызығушылық танытып жатса, біз серіктестіктің кез келген түріне дайынбыз.

Түйін сөздер: объектив, окуляр, микроскоп, телескоп, фотоснайпер.

Введение

Цель исследования – создание универсального оптического устройства для улучшения технических характеристик цифровой фототехники, которое позволит получать увеличенные изображения объектов.

В источнике [1] предлагается схема зрительной трубы с составным объективом, состоящем из двух короткофокусных объективов. Приводится теоретическая модель зрительной трубы, которая сравнивается с классической схемой. Предложенная модель имеет ряд существенных преимуществ – можно рассматривать прямое изображение, менять увеличение в широких пределах, рассматривать близкорасположенные предметы и существенно уменьшить ее габариты. В экспериментальной части приводятся фотографии действующих макетов зрительных труб с составными объективами.

В источниках [2] и [3] предлагается модель микроскопа с тремя ступенями увеличения, в которой устраниены недостатки, присущие традиционной модели микроскопа – такие, как перевернутость изображений, невозможность плавного изменения степени увеличения, сложность конструкции. При реализации предложенной схемы появляются возможности формирования прямого изображения, плавного изменения рабочего отрезка вплоть до бесконечности и соответствующего изменения увеличения. В результате увеличиваются сфера применения и удобство использования, уменьшаются габариты и упрощается конструкция микроскопа. Приведены фотографии действующих макетов, изложена методика работы. Микроскоп может найти применение в научных исследованиях, в офтальмологии и микрохирургии.

Данное исследование является продолжением приведенных выше работ. Была разработана теоретическая схема фотоприставки, которая

включает передний сменный объектив, задний сменный объектив, сменный окуляр, системы изменения расстояний между ними. Был сконструирован рабочий макет фотоприставки, который был испробован на разных объектах и подтвердил все положительные качества теоретической модели. Устройство может быть использовано в научных и бытовых целях. Кроме того, подобные схемы могут использоваться в лабораторном практикуме. Устройство продемонстрировало свои высокие технические качества, невысокую себестоимость и может быть представлено вниманию специалистов – оптиков в целях дальнейшего совершенствования.

Оптическая схема

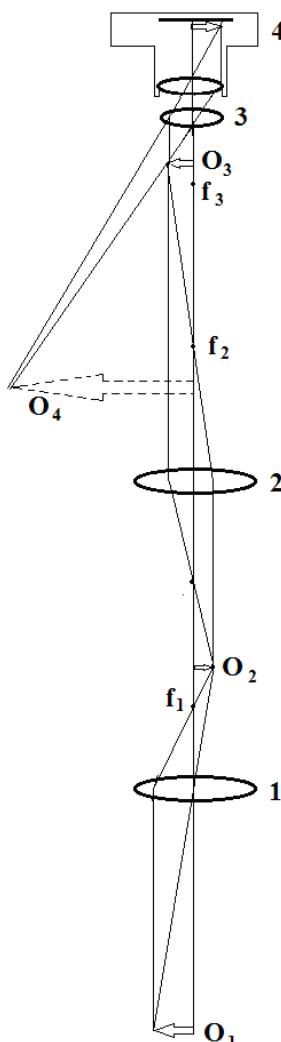
Приведем оптическую схему фотоприставки (рис.1). Здесь 1 – передний объектив, который образует O_2 – изображение объекта O_1 . Задний объектив 2 формирует O_3 – изображение O_2 . Окуляр 3 формирует мнимое изображение объекта. Цифровой фотоаппарат 4 служит для фиксации изображения объекта на матрице и его сохранения в цифровом виде.

Для лучшего понимания работы оптической системы приведем уравнение тонкой линзы применительно к переднему объективу.

$$\frac{1}{f_1} = \frac{1}{L_1} + \frac{1}{L_2} \quad (1)$$

Примем L_1 равным расстоянию от объекта O_1 до переднего объектива 1, а расстояние L_2 равным расстоянию от переднего объектива 1 до изображения объекта O_2 . Из уравнения (1) следует, что при обращении L_2 к бесконечности $f_1 = L_1$, и фотоприставку можно использовать в качестве телескопа. При $L_1 = L_2$ расстояние от объекта до переднего объектива 1 равно удвоенному

фокусному, размер изображения равен размеру объекта, и в этом случае фотоприставку можно использовать в качестве микроскопа. При большем удалении переднего объектива появляется дополнительная возможность увеличения масштаба в микроскопном режиме. Таким образом, появляется возможность управления размером рабочего отрезка вплоть до бесконечности. В случае снятия переднего объектива мы имеем схему традиционного микроскопа с фотографической приставкой, которая также может быть использована.



1 – передний объектив; 2 – задний объектив; 3 – окуляр;
 f_1 – фокус переднего объектива; f_2 – фокус заднего
объектива; f_3 – фокус окуляра; O_1 – объект;
 O_2 – изображение объекта, даваемое передним объективом;
 O_3 – изображение объекта, даваемое задним объективом;
 O_4 – мнимое изображение объекта, даваемое окуляром;
4 – цифровой фотоаппарат, на матрицу которого
проецируется действительное изображение объекта.

Рисунок 1 – Оптическая схема фотоприставки.

Блок – схема устройства

Для изготовления рабочего макета фотоприставки была разработана ее блок – схема, приведенная на рисунке 2.



Рисунок 2 – Блок – схема фотоприставки

Необходимо обеспечить возможность значительного перемещения переднего объектива относительно заднего, а также перемещение заднего объектива относительно окуляра. Для этого должны быть осуществлены две системы фокусировки. Наборы сменных объективов и окуляров должны служить для увеличения возможностей фотоприставки в разных режимах работы. В качестве переднего сменного объектива может использоваться объектив с трансфокатором. Желательно, чтобы в наборе окуляров имелись окуляры с индексом «К» (компенсационные) или «Ф» (фотографические), на оправе. Фотоаппарат или видеокамера должны крепиться сразу за окуляром и иметь систему крепления с возможностью регулировки. Целесообразно применять цифровые фотокамеры с оптическим и цифровым зумами типа Nikon серии Coolpix 950, 990, 4500, S10, некоторые модели Minolta, Sony, либо другие, желательно с неподвижной при зуммировании передней линзой объектива. В режимах большой степени увеличения или приближения необходимо обеспечить устойчивость фотоприставки во избежание смазывания. Для этого необходимы микроскопная станина со съемным предметным столиком и осветителем для съемок в отраженном и проходящем свете для фотографирования мелких объектов при работе в режиме микросъемки. При работе в телескопном режиме необходим штатив. Для дальнейшего увеличения масштаба изображения и для удобства использования необходим монитор. Все соединения узлов должны иметь унифицированные крепления для удобства их оперативной смены. После снятия цифровой фо-

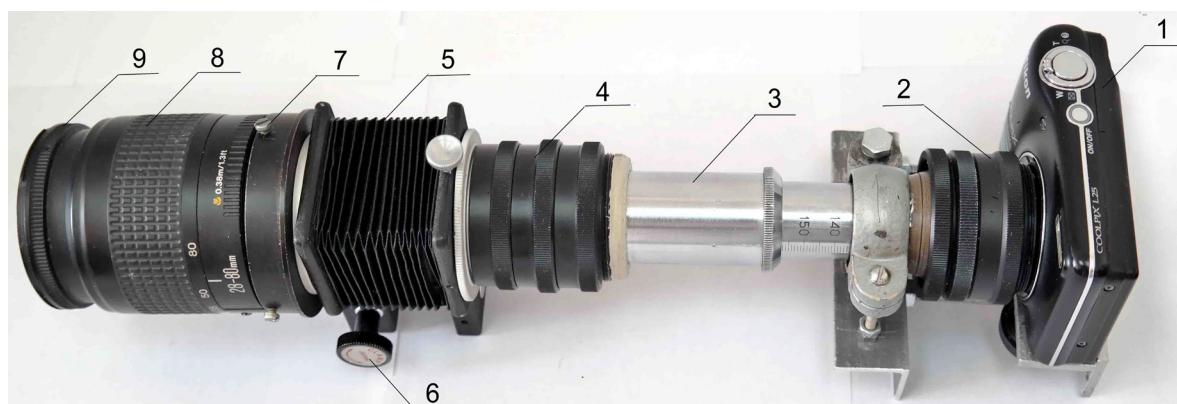
тотехники устройство должно служить в качестве инструмента для визуального наблюдения за объектами.

Описание макета

Для проверки практической возможности создания и работоспособности теоретической модели был изготовлен и испытан рабочий макет фотоприставки. На рисунке 3 дано его изображение.

Рассмотрим устройство макета, изображеного на рисунке 3. Здесь 1 – цифровой фотоаппарат NIKON COOLPIX L25. Видно, что объектив фотоаппарата примыкает практически вплотную к окуляру. Для правильной установки фотоаппарата служит система крепления, предусматривающая возможность его пере-

мещения с последующей фиксацией по трем координатам. Во избежание попадания постороннего света место примыкания объектива к окуляру прикрыто блендою 2. Посредством телескопической фокусировки 3 задний объектив соединен с окуляром. Телескопическая фокусировка состоит из двух тубусов – внутреннего и наружного, которые имеют возможность перемещаться относительно друг друга и фиксироваться при помощи силы трения. Передний зум – объектив соединен с задним объективом, расположеннымным внутри удлинительных колец 4 посредством фотографического меха 5. Мех может изменять свою длину и фиксироваться при помощи барашков 6. На фотографии приведен вариант с объективом CANON с адаптером 7, на котором имеются оправки зуммирования 8 и фокусировки 9.



1 – цифровой фотоаппарат; 2 – бленда; 3 – телескопическая фокусировка; 4 – удлинительные кольца; 5 – мех; 6 – барашек меха; 7 – объектив с трансфокатором; 8 – оправка зуммирования; 9 – оправка фокусировки.

Рисунок 3 – Фотография фотоприставки

Методика работы с фотоприставкой

При работе устройства в режиме телескопа используются большие увеличения, это представляет определенные трудности при поимке объекта съемки в поле зрения. Рекомендуется сначала использовать минимальные зумы фототехники, а после поимки объекта увеличивать зум до необходимого масштаба. При съемке Луны рекомендуется производить несколько пробных снимков с различной экспозицией. При съемке небесных объектов желательно использовать автоспуск для уменьшения вибраций.

Данное устройство позволяет производить макросъемку на значительно более далеком расстоянии от объекта, чем позволяет цифровой

фотоаппарат. При таком режиме необходимо задействовать систему фокусировки в виде меха. При съемке с близких и средних расстояний поле зрения и глубина резкости очень малы, поэтому трудно поймать объект съемки. Сначала используются минимальные зумы, а после поимки объекта зум увеличивается и производится окончательная подстройка резкости. Цифровая фототехника имеет систему автофокусировки, которая сама производит окончательную наводку на резкость. При съемке фотоизображений желательно использовать автоспуск для уменьшения вибраций.

При работе в режиме микросъемки исследуемый препарат на предметном стекле помещают на рабочий столик микроскопа и включают ос-

ветитель на просвет. После наводки на резкость корректируют положение объекта, выбирая наиболее интересные детали, и добиваются желаемого увеличения при помощи зума фототехники. В данном случае также желательно пользоваться автоспуском. При съемке непрозрачных объектов они освещаются осветителем на отражение.

Во всех режимах предусмотрены следующие возможности изменения масштаба изображения:

1. Изменением расстояния между передним и задним объективами.
2. Изменением расстояния между задним объективом и окуляром.
3. Сменой объективов и окуляров с различными кратностями.
4. Изменением фокусного расстояния переднего зум – объектива.
5. Использованием собственной системы фокусировки переднего объектива.
6. Зуммированием фотоаппарата.
7. Применением монитора или телевизора.

Это обеспечивает большую гибкость и удобство обращения с фотоприставкой.

Режим визуального наблюдения может широко использоваться в научных целях после снятия фотоаппарата. Например, биологи могут производить наблюдения за поведением групповых насекомых – пчел, ос, муравьев, а также птиц, животных, пресмыкающихся и др. с удаленного расстояния. Химики смогут производить наблюдения за экспериментами с безопасного расстояния, тогда, когда имеется опасность возгорания, взрыва или выделения ядовитых веществ. Специалисты – ядерщики смогут производить наблюдения за экспериментами с радиоактивными веществами. В общем случае фото-

приставка позволяет производить наблюдения и съемку тогда, когда нежелательно тревожить объект наблюдения, который к тому же может представлять опасность.

Фотоприставка была испытана в микроскопном, телескопном и фотоснайперном режимах. В этих режимах были получены изображения как движущихся, так и статичных изображений хорошего качества.

Заключение

В результате проделанной работы была разработана физическая модель фотоприставки, был сконструирован рабочий макет устройства, на котором были опробованы основные свойства теоретической модели. После отработки методики работы с макетом в различных режимах была получена коллекция качественных фотоизображений. Предложенная фотоприставка продемонстрировала свои высокие потребительские качества, высокую степень технологичности, низкую себестоимость. После дополнительных доработок устройство может быть рекомендовано к промышленному производству на оптико-механический заводах. Поскольку фотоприставка фактически заменяет собой несколько приборов, она может стать атрибутом практически любой научно-исследовательской экспедиции, например, археологической или геологической. Энтузиасты могут попробовать свои силы в конструировании подобных фотоприставок. Пути повышения качества изображений прослеживаются в повышении качества как создаваемых оптических систем, так и качества цифровых фотоаппаратов – их разрешения, быстродействия, цветопередачи и др.

Литература

- 1 Шакиров А.Л. Модель зрительной трубы со составным объективом // Вестник КазНУ, серия физическая. – 2014. – №2(49). – С. 77-82.
- 2 Шакиров А.Л. Модель оптического микроскопа со составным объективом // Вестник КазНУ, серия физическая. – 2015. – №3(57). – С. 80-87.
- 3 Шакиров А.Л., Дьячков В.В. Оптический микроскоп с тремя ступенями увеличения // 9-ая Междунар. конф. «Современные достижения физики и фунд-мант.физ.образование». Сборник трудов, 12-14 октября, 2016. – С. 203-204.

References

- 1 A.L. Shakirov, Vestnik KazNY, seriya fizicheskaya, №2(49), 77-82, (2014) (in russ.).
- 2 A.L. Shakirov, Vestnik KazNY, seriya fizicheskaya, №3(54), 80-87, (2015) (in russ.).
- 3 A.L. Shakirov, V.V. Dyachkov, 9-ya Mejdunarodnaya konferenciya «Sovremennye dostijeniya fiziki I fundamentalnoe fizicheskoe obrazovanie» Sbornik tezisov I dokladov, 12-14 oktyabrya, 2016, 203-204. (in russ.).

МРНТИ 29.31.29

Шакиров А.Л.

Казахский национальный университет им. аль-Фараби,
г. Алматы, Казахстан
e-mail: iskander-bek56@mail.ru

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЦИФРОВОЙ ФОТОТЕХНИКИ В ОПТИЧЕСКОМ СПЕКТРАЛЬНОМ АНАЛИЗЕ

Цель исследования – повышение возможностей имеющихся и перспективных приборов оптического спектрального анализа. Разрабатывались схемы спектрографических установок для получения оптических спектров при помощи цифровых фотоаппаратов. Были сконструирована установка на основе стилоскопа СЛ11-А с цифровым фотоаппаратом. Также были изготовлены рабочие макеты спектрографов с использованием цифровых фотоаппаратов. Вторая установка представляет собой классическую схему призменного спектрографа на базе цифрового фотоаппарата SAMSUNG WB 500. Вместо призмы можно было использовать сменную дифракционную решетку. Третья установка состоит из двух частей – собственно спектроскопической части, состоящей из микрометрической щели, объектива, призмы Амичи, съемного концентриатора и зеркального цифрового фотоаппарата SONY марки SLT A55V. Методика работы включала физико – техническое моделирование и конструирование. Снимались спектры света, проходящего сквозь различные светофильтры. Получение цифровых спектров необходимо для дальнейшей автоматизации измерений. Установки могут найти применение в областях спектрографии, астрономии, криминалистики и других. Также они могут применяться в демонстрационном эксперименте и в любительском конструировании.

Ключевые слова: спектроскоп, спектрограф, цифровой фотоаппарат, спектр.

Shakirov A.L.

Al-Farabi Kazakh national university, Almaty, Kazakhstan,
e-mail: iskander-bek56@mail.ru

Use of digital photo devices in optical spectral analysis

The aim of the study is to increase the potential of available and prospective devices for optical spectral analysis. Mounting layouts for obtaining optical spectra using digital cameras were developed. An installation on the basis of steeloscope SL11-A with a digital camera was designed as well as working dummies of spectrographs using digital cameras. The second installation is a classical scheme of a prism spectrograph on the basis of digital camera SAMSUNG WB 500. A replaceable diffraction grating may be used instead of the prism. The third unit consists of two parts – the spectroscopic part consisting of micrometric slit lens, Amici prism, removable concentrator and reflex digital camera SONY SLT A55V. The methods of work included physical – technical modeling and design. Spectra of light passing through various filters. Digital spectra obtaining is required for further automation of the measurements. Such installations may be applied in the field of spectrography, forensics, astronomy, etc. These may also be used in demonstration experiment and amateur construction.

Key words: spectroscope, digital camera, spectrograph, spectrum.

Шакиров А.Л.

Әл-Фараби ат. Қазақ ұлттық университеті, Алматы қ., Қазақстан,
e-mail: iskander-bek56@mail.ru

Оптикалық спектрлік талдауда сандық фототехникины пайдалану

Зерттеудің мақсаты – қолда бар және мүмкіндігі зор аспаптардың оптикалық спектрлік талдау мүмкіндіктерін арттыру. Спектрографиялық қондырыларды алу үшін оптикалық спектрлер көмегімен сандық фотоаппараттың сызбасы әзірленді. Құрылғы СЛ11-А сандық фотоаппарат стилоскопы негізінде құрастырылды. Сонымен қатар, сандық фотоаппаратты пайдалана отырып спектрографтың жұмыс макеттері дайындалды. Екінші құрылғы SAMSUNG WB 500 сандық фотоаппарат негізінде призмалық спектрографтың классикалық сызбасына негізделген. Призманың орнына ауыспалы дифракциялық тор пайдаланылуы мүмкін. Үшінші қондырылғы екі бөліктен тұрады: микрометрлік саңылаудан тұратын спектроскоптың негізгі бөлігі, линза, Амичи призмасы, SLT A55V маркалы SONY сандық фотоаппаратының айналық және құрастырмалы хабы. Жұмыс істеу әдістемесі физика-техникалық модельдеу және дизайнына негізделген. Әртүрлі жарық сүзгілері арқылы өтетін жарық спектрлері түсірілді. Келешектегі автоматтандырылған өлшеулер үшін сандық спектрлерін алу қажет болады. Қондырылғы спектрография, астрономия, криминалистика және басқа да салаларда қолдау таба алады. Сонымен қатар, олар тәжірибе көрсетуде және әуескөйлік құрастыруларда қолданылуы мүмкін.

Түйін сөздер: спектроскоп, спектрограф, сандық фотоаппарат, спектр.

Введение

Как известно, спектрограф – это спектральный прибор, приёмник которого регистрирует одновременно весь спектр, развёрнутый в фокальной плоскости. Раньше проявка фотопластинок, закрепление, сушка и дальнейший анализ линий был очень трудоемок и не отвечал запросам практики, особенно в тех случаях, когда требовался экспресс – анализ. Затем делались попытки автоматизации и машинной обработки спектров путем анализа линий, оставленных на фотопластинке, однако, этот путь был справедливо признан тупиковым, относящимся к так называемым «ложным проблемам». С развитием технологий появились фотодиодные линейки, способные фиксировать картину световых линий спектра. С появлением ПЗС – матриц появилась реальная возможность автоматизации спектрографических измерений. Современные спектрографические приборы отличаются высокой степенью совершенства, но очень дороги. В то же время цифровая фото – видеотехника переживает период бурного развития и совершенствования. Возможности цифровой фототехники не идут ни в какое сравнение с возможностями пленочной фототехники, особенно черно-белой. Помимо оперативности получения снимков, существенные преимущества дает лёгкость дальнейшей цифровой обработки изображения. В данной работе предлагается в спектроскопах использовать цифровой фотоаппарат непосредственно за окуляром, что превращает их в спектрографы. Было также замечено, что оптические

схемы спектрографов после диспергирующего элемента представляют собой, по существу, фотоаппараты, включающие объективы и фотоматрицы. Была поставлена задача – разработать ряд спектрографических установок для получения фотоизображений оптических спектров различных источников с использованием цифровых фотоаппаратов.

Известен [1] стилоскоп СЛ-11А, который применяется для экспрессных анализов, к точности которых не предъявляются высоких требований. Продолжительность анализа одного образца по всем элементам – 2 ~ 3 минуты. Прибор используется на складах при контроле материалов, на шихтовых дворах, в пунктах сортировки металлического лома и экспресс – лабораториях литейных цехов. Анализ на стилоскопе не сопровождается повреждением образца, это позволяет проверять готовые детали на сборке, в инструментальных и производственных цехах металлообрабатывающих заводов. Прибор находит также широкое применение в научно – исследовательских и учебных лабораториях.

Описание установки №1

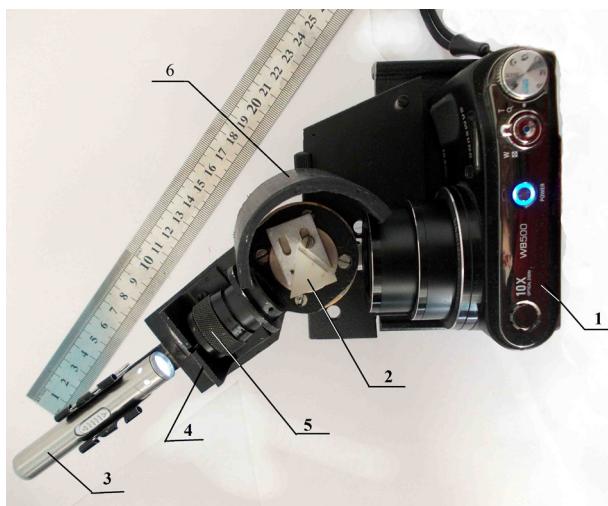
Первая установка была выполнена на основе стилоскопа СЛ-11А путем установки цифрового фотоаппарата напротив окуляра посредством координатника с тремя степенями свободы.

Возможны два варианта установки фотоаппарата – через окуляр и со снятым окуляром. В обоих случаях осуществлялось получение спектров. Таким образом, спектроскоп был пре-

вращен фактически в цифровой спектрограф. Появилась возможность не только визуально наблюдать спектр и делать полукачественный анализ сплавов металлов, но и фиксировать результат наблюдения в цифровом виде. Это позволит в дальнейшем автоматизировать процесс измерения, повысит точность анализа, позволит составлять цифровой паспорт металлического сплава. В случае использования прибора в научных целях позволит помещать результаты экспериментов в наглядном виде в отчет.



Рисунок 1 – Фотография установки №1.



1 – цифровой фотоаппарат; 2 – простая трехгранная призма; 3 – освещитель; 4 – оптическая щель; 5 – объектив; 6 – бленда.

Рисунок 2 – Вид сверху второй установки с призмой

Описание установки №2

На второй установке (рис. 2) реализована схема классического спектрографа с использованием цифрового фотоаппарата.

Здесь 1 – цифровой фотоаппарат Samsung WB500 [2], он имеет 10 – кратный оптический зум и 5 – кратный цифровой. Этот фотоаппарат делает снимки в формате JPEG. Данный формат используется для любительской съемки, процессор фотоаппарата производит обработку изображения, получаемого с матрицы, и сжимает его. При этом неизбежно изменяется цвет, поэтому вторая установка пригодна в основном только для демонстрационного эксперимента. Съемная призма 2 установлена на поворотном столике, осветитель 3 в виде светодиодного фонарика закреплен на зажиме с возможностью регулировки. Свет от осветителя проходит через оптическую щель 4 и падает на объектив 5, который имеет возможность перемещения по многозаходной резьбе, бленда 6 препятствует попаданию постороннего света. Элементы 3-5 собраны на платформе, которая имеет возможность вращаться на подшипниках вокруг вертикальной оси с возможностью фиксации при помощи барашка.

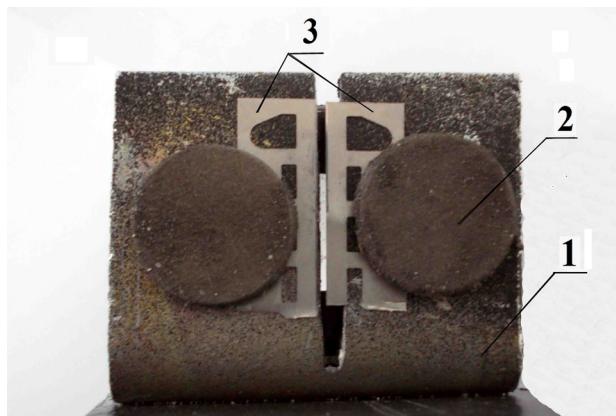


1 – цифровой фотоаппарат; 2 – дифракционная решетка; 3 – объектив; 4 – оптическая щель; 5 – освещитель.

Рисунок 3 – Вид сверху второй установки с дифракционной решеткой

На рисунке 3 в качестве диспергирующего элемента вместо призмы используется дифракционная решетка. Предусмотрена возможность быстрой смены дифракционной решетки на при-

зму. Особо следует остановиться на конструкции самодельной оптической щели, смонтированной на второй установке. На рисунке 4 рамка с прорезью выполнена из стальной (ферромагнитной) пластины. Бритвенные лезвия 3 прижимаются к рамке постоянными магнитами. Лезвия извлечены из одноразовых бритвенных станков, в качестве магнитов используются магниты из футляра сотового телефона. Такая система предусматривает возможность регулировки ширины щели, ее вертикальности и обеспечивает надежное удержание лезвий. Она отличается компактностью, простотой и может быть рекомендована к исполнению при конструировании самодельных спектральных приборов.



1 – стальная рамка с прорезью; 2 – постоянный магнит; 3 – бритвенные лезвия.

Рисунок 4 – Фотография оптической щели

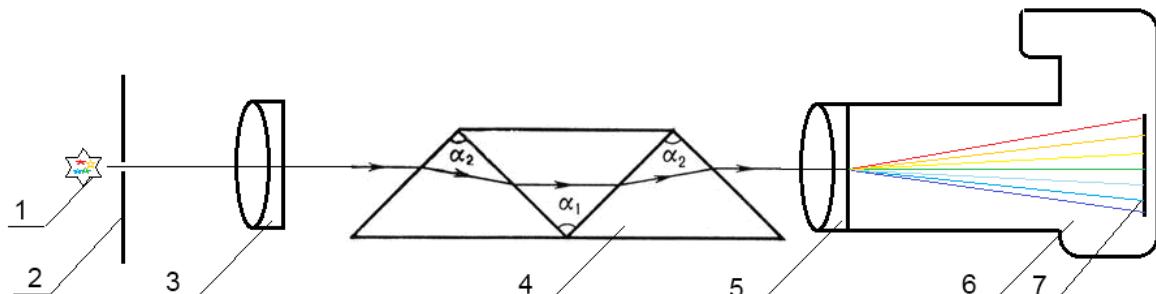
Описание установки №3

Для достижения наилучшего результата снимки спектров следует производить в несжатом фотографическом формате RAW, который является цифровым аналогом негатива для плёночной фотографии. Кроме того, этот формат обладает большими возможностями, очень гибок и легок в обработке фоторедакторами типа LIGHTROOM4. В этом плане представляют интерес такие опции данного редактора, как: наложение снимков, анализ цветных гистограмм, работа с цветовыми слоями и др.

На рисунке 5 приведена оптическая схема третьей установки, выполненная с использованием зеркального фотоаппарата SONY SLT A55V [3]. Этот фотоаппарат имеет крупную матрицу с большим разрешением и поддерживает формат RAW.

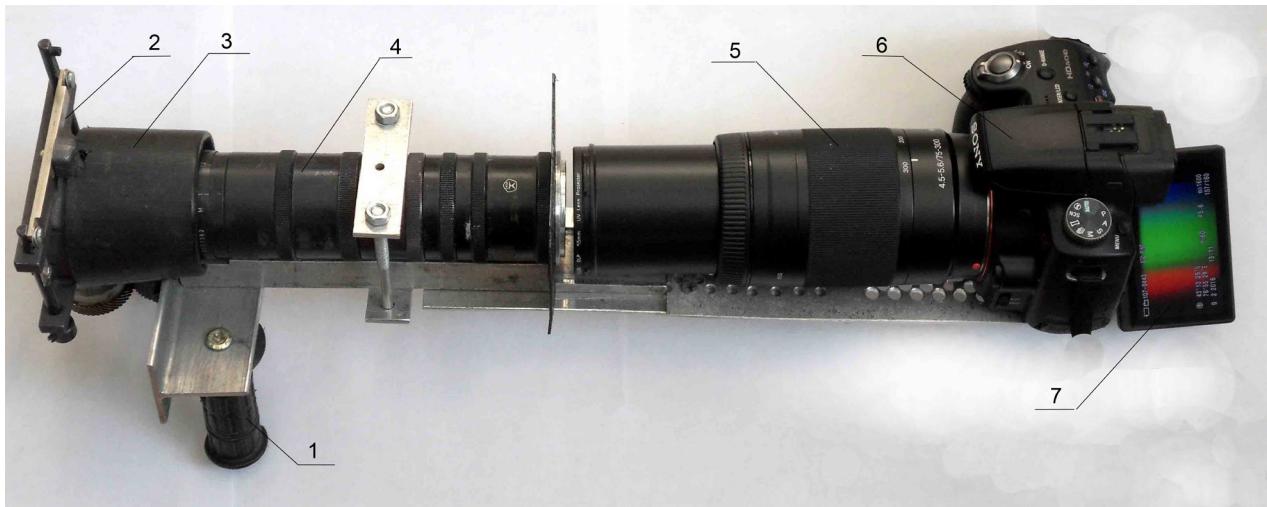
В конструкции используется трёхкомпонентная призма Амичи. Стрелками показан ход световых лучей. В соответствии с этой схемой была сконструирована третья установка, фотография которой приведена на рис. 6.

Здесь рукоятка 1 служит для удержания спектрографа в руках, микрометрическая щель 2 имеет возможность регулировки по ширине и высоте. Передний объектив «Юпитер-8» укрыт блендо́й 3. Призма Амичи не видна, так как закреплена внутри корпуса 4. В составе цифрового зеркального фотоаппарата 6 с экраном 7 используется длиннофокусный объектив 5 с трансфокатором. Для увеличения степени освещенности микрометрической щели перед ней может присоединяться концентратор в виде объектива.



1 – источник; 2 – микрометрическая щель; 3 – объектив; 4 – призма Амичи; 5 – объектив фотоаппарата;; 6 – цифровой фотоаппарат; 7 – матрица.

Рисунок 5 – Схема спектрографа



1 – рукоятка; 2 – микрометрическая щель; 3 – объектив под блендоид; 4 – призма Амичи, расположенная внутри корпуса; 5 – длиннофокусный объектив; 6 – цифровой зеркальный фотоаппарат; 7 – откидной экран.

Рисунок 6 – Фотография третьей установки

Установки испытывались в тестовом режиме, на них снимались спектры различных объектов – лазерные линии, спектр атомов натрия, спектр солнечного света с фраунгоферовыми линиями поглощения, спектры полос пропускания цветных светофильтров и др.

Заключение

В результате проделанной работы были разработаны физические модели установок, служащих для создания, демонстрации и сохранения спектров в цифровом виде. Были созданы

3 спектрографические установки, разработаны методики получения и наблюдения спектров. Предложенные установки продемонстрировали хорошие потребительские качества, высокую степень технологичности, низкую себестоимость и после дополнительных доработок могут быть рекомендованы к мелкооптовому производству. Установки могут найти применение в научных целях, например, в области астрономии, криминалистики и других. Также они могут применяться в быту, в демонстрационном эксперименте и в физическом практикуме по оптике.

Литература

- 1 <http://paspro.ru/stiloskop-sl-11-a> Описание стилоскопа СЛ-11 А стационарный.
- 2 <http://www.eldorado.ru/cat/detail/71038004> Описание Цифрового фотоаппарата SAMSUNG WB500
- 3 <http://radojuva.com/2014/03/sony-alpha-slt-a5v/> Фотоаппарат Sony Alpha SLT A55V с объективом Sony DT 3.5-5.6/18-55 SAM

References

- 1 <http://paspro.ru/stiloskop-sl-11-a> Description of styloscope SL-11 A stationary. (in russ.)
- 2 <http://www.eldorado.ru/cat/detail/71038004> Description of the Digital Camera SAMSUNG WB500 (in russ.)
- 3 <http://radojuva.com/2014/03/sony-alpha-slt-a5v/> Sony Alpha SLT A55V camera with Sony DT 3.5-5.6 / 18-55 SAM lens. (in russ.)

5-бөлім

ЖОҒАРЫ ОҚУ ОРНЫНДА

ФИЗИКАНЫ ОҚЫТУ ӘДІСТЕМЕСІ

Раздел 5

МЕТОДИКА ПРЕПОДАВАНИЯ

ФИЗИКИ В ВЫСШЕЙ ШКОЛЕ

Section 5

METHODS OF TEACHING HIGH

SCHOOL PHYSICS

МРНТИ 14.35.09

***Молдабекова М.С., Асембаева М.К., Федоренко О.В.**

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

*e-mail: mairamold@mail.ru

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ВЕРОЯТНОСТНОГО ОПИСАНИЯ ЭНТРОПИИ ПРИ ИЗУЧЕНИИ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ФИЗИКИ

Рассмотрена проблема объяснения студентам вероятностного описания энтропии при изучении второго закона термодинамики. Наше обсуждение ограничивается описанием равновесных свойств, которые могут быть вычислены как наиболее вероятные величины. Подчеркивается, что вклад в производство энтропии дают только необратимые процессы. Показывается, что энтропия является случайной переменной, среднее значение которой имеет макроскопический физический смысл. Обращается внимание на то, что система в равновесном состоянии флуктуирует около некоторого среднего состояния. Отмечается, что между макроскопическим поведением системы и флуктуациями имеется четкое разграничение. Показано, что методы статистической механики дают не только описание среднего поведения и способ вычисления вероятностей флуктуаций любой величины около ее среднего значения. Обращается внимание на то, что закон возрастания энтропии Больцмана интерпретируется как тенденция к возрастанию разупорядоченности. Этот метод позволяет определить наиболее вероятное макросостояние системы или наиболее вероятное распределение подсистем в системе.

Ключевые слова: энтропия, необратимые процессы, вероятное макросостояние системы.

Moldabekova M.S., Asembayeva M.K., Fedorenko O.V.

Al Farabi Kazakh national university, Almaty, Kazakhstan,

*e-mail: mairamold@mail.ru

Some questions of the probabilistic description of entropy in the study of molecular physics

The explanation problem of the probabilistic description of entropy in the study of the second law of thermodynamics to students is considered. Our discussion is limited by the description of the equilibrium properties that can be calculated as the most probable values. It is emphasized that only irreversible processes contribute to the production of entropy. It is shown that entropy is a random variable whose mean value has a macroscopic physical meaning. Attention is drawn to the fact that the system fluctuates near an average state in the equilibrium condition. It is noted that there is a clear distinction between the macroscopic behavior of the system and the fluctuations. It is shown that the methods of statistical mechanics give not only a description of the average behavior and a method for calculating the fluctuations probability of any magnitude near its mean value. Attention is drawn to the fact that the Boltzmann law of entropy increment is interpreted as a tendency to the disorder increase. This method allows us to determine the most likely macrostate of the system or the most probable distribution of subsystems in the system.

Key words: entropy, irreversible processes, probable macrostate of the system.

Молдабекова М.С., Асембаева М.К., Федоренко О.В.
 Әл-Фараби ат. Қазақ ұлттық университеті, Алматы қ., Қазақстан,
 e-mail: mairamold@mail.ru

Молекуалық физиканы оқытуда энтропия ықтималдығын сипаттаудың кейбір мәселелері

Термодинамиканың екінші заңын оқытуда студенттерге энтропияның ықтималдық сипаттамасын түсіндіру мәселесі қарастырылған. Біздің талқылауымыз, ең ықтимал мәндерді есептеуге болатын тепе-тен қасиеттерді сипаттаумен шектеледі. Ол энтропия өндірісінің үлесінде қайтымсыз процестер ғана болатынын көрсетеді. Энтропия ол, орташа мәні макроскоптық физикалық, мазмұнға ие кездейсоқ, айнымалы ретінде көрсетілген. Бұл жүйе тепе-тендік күйде кейбір орташа күйлер айналасында өзгеріп отырғанына назар аудартады. Ол жүйенің макроскоптық күйінің арасындағы және нақты айырмашылық ауытқуы бар екені көрсетілді. Статистикалық механика әдістері, ол орташа күйлерді сипаттауды ғана емес ондағы ауытқулардың ықтималдығын есептеу тәсілдерінде кез келген орташа мәннің шамасында тербелетіндігі көрсетілген. Больцман энтропиясының есү заны, ол ретсіздіктің бұзылуын ұлғайту үрдісі ретінде түсіндіріледі, бұл шын мәнінде назар аударуды қажет етеді. Бұл әдіс ең ықтимал макрожүйелер немесе ең ықтимал тараулуды, яғни, жүйе ішіндегі жүйелерде анықтауға мүмкіндік береді.

Түйін сөздер: энтропия, қайтымсыз процестер, жүйенің ықтималдылық, макрокүйі.

Введение

Содержание профессиональных учебных программ высшего образования предусматривает изучение цикла базовых дисциплин, в который входит молекулярная физика. В современной технологии обучения в учебном процессе необходимо развивать учебную мотивацию, что предполагает использование различных методов обучения, которые должны привести к улучшению качества учебно-методического обеспечения. В этой связи необходимо обратить внимание на развивающие ресурсы содержания физического образования, в частности, на содержание отдельных тем дисциплины. Отсюда вытекает насущная потребность поиска путей и способов формирования общепрофессиональных знаний, умений и навыков в предметной области и улучшение качества обучения. Много летний опыт преподавания нами этой дисциплины показал, что некоторые вопросы вызывают у обучающихся затруднения в понимании основ теории. Рассмотрим, насколько оправданным является обсуждение некоторых вопросов вероятностного описания энтропии при изучении темы «Статистический характер второго начала термодинамики».

Постановка проблемы и обсуждение

Обсуждение начинаем со второго закона термодинамики, согласно которому, энтропия адиабатически изолированной системы должна монотонно возрастать до тех пор, пока в системе

не установится состояние термодинамического равновесия. Следует проанализировать члены, входящие в приращение энтропии dS : первый $d_e S$, описывающий перенос энтропии через границы системы (поток энтропии, обусловленный взаимодействием с окружающей средой); второй $d_i S$, означающий энтропию, произведенную в системе (часть энтропии, обусловленная изменением внутри системы) [1]:

$$dS = d_e S + d_i S. \quad (1)$$

Далее необходимо ответить на вопрос: «Как открытые системы отличаются от изолированных в выражении для изменения энтропии?» И естественно обсудить в dS член, соответствующий обмену. Объяснить, почему в противоположность величине $d_e S$, которая никогда не бывает отрицательной, член $d_i S$ не имеет определенного знака, т.е. может быть положительным, отрицательным или равным нулю. Обсудить в этой ситуации роль взаимодействия системы с окружающей средой [2]. И прийти к заключению о том, что согласно второму закону производство энтропии внутри системы, обусловленное необратимыми процессами – положительно; никогда не имеет отрицательного значения:

$$d_i S \geq 0. \quad (2)$$

Следует обсудить знак равенства, т.е. какому состоянию он соответствует. Затем проанализировать следствия из выражений (1) и (2) в сле-

дующем виде. Если $d_e S = 0$, то из выражений (1) и (2) следует, что $dS \geq 0$ – форма записи второго начала термодинамики. Для замкнутых систем, которые могут обмениваться с окружающей средой только тепловой энергией, согласно теореме Карно-Клаузиуса, следует

$$dS \geq \frac{dQ}{T}, \quad (3)$$

что является также известной формой записи второго начала термодинамики.

Для открытых систем общие утверждения в выражениях (1) и (2) остаются справедливыми. Вклад в производство энтропии дают только необратимые процессы. Примерами необратимых процессов могут служить химические реакции, диффузия, теплопроводность, вязкость, распад нестабильных частиц и др. Также из второго начала термодинамики следует, что необратимые процессы приводят к односторонности времени: положительное направление времени второе начало связывает с возрастанием энтропии.

Для изолированной системы поток энтропии $d_e S$ равен нулю и получаем:

$$dS = d_i S \geq 0, d_e S = 0. \quad (4)$$

Выражение (4) равноценно классической формулировке второго закона термодинамики, утверждающей, что энтропия никогда не уменьшается и это её свойство дает критерий, позволяющий обнаруживать необратимые процессы.

Только после обсуждения свойств энтропии системы обращаем внимание на то, что при макроскопическом описании системы мы интересуемся ограниченным числом переменных, описывающих микроскопическое состояние. Эти переменные могут относиться к экстенсивным свойствам (объем, энтропия и т.д.) макроскопически бесконечно малых областей внутри системы, конечно, которые должны иметь такие размеры, чтобы в них содержалось большое число молекул, составляющих систему. Объясняется, что некоторые результаты относительно среднего по времени поведения этих усредненных переменных можно получить на строгой основе статистической механики.

Согласно постулату Больцмана об энтропии, между вероятностью состояния w и его энтропией S существует следующее соотношение:

$$S = k \ln w, \quad (5)$$

где k – постоянная Больцмана.

Энтропия при этом является случайной переменной, только среднее значение которой имеет макроскопический физический смысл. Мы получаем возможность на уровне теории случайных процессов обсуждать свойства и поведение энтропии. В статистической механике можно дать и другое определение энтропии. В этом случае энтропия определяется через функцию распределения по возможным состояниям по так называемому «постулату Гиббса об энтропии». Энтропия, определенная по выражению (5) относится к состоянию, характеризуемому максимальной вероятностью. Состояние с максимальной вероятностью, часто называется равновесным состоянием. Хотя мы знаем, что система в равновесном состоянии флуктуирует около некоторого среднего состояния. Следует заметить, что в термодинамике не делается различия между равновесным состоянием и равновесным распределением.

При объяснении студентам возникновения флуктуаций в системе мы исходим из того, что они обусловлены тем, что в процессе хаотического движения молекулы пересекают границы объема, в котором находятся и поэтому число молекул в каждом небольшом объеме является существенно непредсказуемой величиной. Порождаемые этим механизмом отклонения называем флуктуациями. Благодаря этим случайным флуктуациям поведение системы меняется, но между макроскопическим поведением и флуктуациями имеется четкое разграничение. Становится понятным, что при анализе проблемы флуктуаций в системе естественно воспользоваться подходами теории вероятностей.

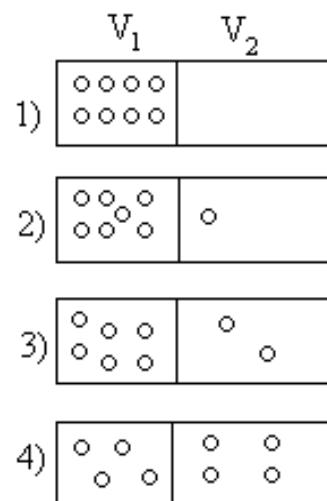


Рисунок – Распределение молекул в ящике с воображаемой перегородкой

Закон возрастания энтропии интерпретируется как тенденция к возрастанию разупорядоченности, поскольку в статистической механике энтропия ассоциируется с числом допустимых состояний при определенных условиях, наложенных на систему. Следовательно, чем меньше допустимых состояний имеет система, тем более она упорядочена. Например, в газе молекулы слабо взаимодействующие.

Рассмотрим ящик (рис), разделенный воображаемой перегородкой, где в начальном состоянии 8 молекул находились лишь в одной половине, тогда со временем молекулы перейдут к состоянию с равномерным распределением по всему объему [3]. Очевидно, что количество способов, которыми реализуются переходы, представляют собой различные комбинации, достигая 70 при равном распределении молекул, т.е. по четыре на каждой половине. Ясно, что конечное состояние с четырьмя молекулами в каждом объеме представляет максимальный беспорядок и менее структурировано, нежели исходное состояние. Таким образом, если определить энтропию как меру числа доступ-

ных микросостояний, становится очевидным, что процесс на рисунке отражает тенденцию к необратимому росту разупорядоченности. Из изложенного следует, что в изолированной системе, в отсутствие внешних воздействий, после переходного процесса, осуществляющегося необратимо, в системе установится конечное состояние равновесия.

Тем самым, статистическая теория раскрывает вероятностный характер второго закона термодинамики для необратимых процессов.

Заключение

В равновесном состоянии энтропия максимальна, и, следовательно, равновесное состояние отвечает максимуму неопределенности по сравнению с неопределенностью любого неравновесного состояния, через которое система проходила в процессе развития. В результате, будет более эффективно использован значительный научно-теоретический материал, представляющий основу для формирования профессиональной компетентности.

Литература

- 1 Пригожин И. Введение в термодинамику необратимых процессов. – М.: Комкнига, URSS, 2001. – 160 с.
- 2 Молдабекова М.С. Термодинамика необратимых процессов: Учебное пособие. – Алматы: Қазақ университеті, 2004. – 102 с.
- 3 Аскарова Ә.С., Молдабекова М.С. Молекулалық физика: Оқулық. – Алматы: Қазақ университеті, 2006. – 246 б.

References

- 1 Prigozhin I. Vvedenie v termodinamiku neobratimykh processov, M.: Komkniga, URSS, 2001. –160 s. (in russ.)
- 2 Moldabekova M.S. (2004) Termodinamika neobratimykh processov: Uchebnoe posobie. – Almaty: Qazaq universiteti. – 102 s. (in russ.)
- 3 Askarova Ә.S., Moldabekova M.S. (2006) Molekulalyq fizika: Oqulyq. – Almaty: Qazaq universiteti. – 246 b. (in kaz.)

FTAMP 14.35.09

Төреканова К.М.* , Әкімханова Ж.Е., Нұржанова М.С.

Әл-Фараби ат. Қазак ұлттық университеті, Алматы қ., Қазақстан

*e-mail: kundyz@physics.kz

**ПЛАЗМА ФИЗИКАСЫН ОҚЫТУДЫ
ЖҰЗЕГЕ АСЫРУДА ҚОЛДАНЫЛАТЫН ҚАШЫҚТЫҚТАН
ОҚЫТУ ТЕХНОЛОГИЯСЫ**

Қазіргі таңда плазма физикасы күннен-күнге өзінің жан-жақты жаңа ашылмаған қырларымен зерттеу аумағында әлем ғалымдары сұранысына ие физика саласы болып табылады. Сондықтан да аталмыш салаға ақпараттың тапшылығы, жаңалықтар мен болжамдардың көптігі жас үрпақтың сала бойынша қызығушылықтарын тежеуге мүмкіндік бермеу тиіс. Плазма физикасын оқытуда қолжетімді оқыту құралын таңдап, зерттеу саласында болып жатқан өзгерістерден шет қалмауын қадағалау – біздің міндетіміз.

Осы мәселеге байланысты жасақталған плазма курсын қашықтықтан оқытуға арналған бет – түсінуге қарапайым әрі қолжетімді. Қашықтықтан оқыту технологиясын пайдалана білім беру үрдісіне арнағы жасалған оқу-әдістемелік материалдармен білім алышының мақсатты және бақыланатын өзіндік жұмыс жасауы алынған. Қашықтықтан оқытудың компоненттері мен әдістемелік тәсілдері оқытууды мүмкіндігінше ыңғайлы және тиімді етуге бағдарланған.

Бұл мақалада плазма физикасын қашықтықтан оқытуға арналған оқыту технологиясының мазмұны мен өзектілігі баяндалған.

Түйін сөздер: қашықтықтан оқыту технологиясы, плазма физикасы, заманауи оқыту технологиясы.

Turekhanova K.M.* , Akimkhanova Zh.E., Nurzhanova M.S.

Al-Farabi Kazakh national university, Almaty, Kazakhstan,

*e-mail: kundyz@physics.kz

Application of remote learning in studying of plasma physics

Plasma physics attract scientists from different countries day by day with its still unknown aspects. Therefore, the lack of complete information should not constrain the interest of our young generation in the presence of many news and forecasts in the world on this part. Our task in the teaching of plasma physics is to select an accessible teaching methodology that allows us to track all current changes in plasma physics in a timely and complete manner. In connection with this problem, the site is developed in present work for distance education by the course of plasma, which is accessible and convenient for using and understanding. It has parts of lectures, practical tasks, feedback comments, list of literatures and new articles about plasma. The objective and observing independent work is used on the basis of distance learning, which is trained with special educational and methodological materials. The components and methods of distance educations are directed to optimal and effective teaching.

This article describes distance learning on the course of plasma physics, the content and relevance of training.

Key words: distance learning, plasma physics, modern technology of teaching.

Туреканова К.Е.*, Акимханова Ж.Е., Нуржанова М.С.
Казахский национальный университет им. аль-Фараби, г. Алматы, Казахстан
*e-mail: kundyz@physics.kz

Использование дистанционного обучения при изучении физики плазмы

Физика плазмы изо дня в день привлекает ученых разных стран своими еще неизвестными аспектами. Поэтому недостаток полной информации при наличии множества новостей и прогнозов в мире, по этой части, не должно сдерживать интерес нашего молодого поколения. Наша задача в обучении физики плазмы – подобрать доступную обучающую методологию, которая позволяла бы своевременно и в полном объеме отслеживать все текущие изменения в физике плазмы. В связи с этой проблемой – разработан сайт для дистанционного обучения по курсу плазмы, который доступен и удобен для пользования и понимания. На основе дистанционного обучения использована целевая и наблюдаемая самостоятельная работа, обучающегося с специальными учебно-методическими материалами. Компоненты и методы дистанционного обучения направлены на оптимальное и эффективное обучение.

В этой статье описывается дистанционное обучение по курсу физики плазмы, содержание и актуальность обучения.

Ключевые слова: дистанционное обучение, физика плазмы, современная технология обучения.

Кіріспе

Бүкіләлемдік Интернет желісінің қолжетімділігімен тікелей байланысты, қашықтықтан оқыту құннен күнге қолданыска еніп, даму үстінде. Қазіргі заманда жоғары жылдамдықты интернеттің окушы – ізденуші үшін маңызы жоғары. Қашықтықтан оқытудың артықшылықтары көп, соның ішінде маңыздылары – уақытты үнемді пайдалану, аумақтық шектеудің болмауы, өнімділіктің жоғарылауы, шығынның аз жұмсалуы. Бұғынгі күні Еуропадағыдай Қазақстанда да оқыту орындарында: мектепте, колледждерде, ЖОО-дарында бағдарламалық қамтамасыз ету жүргізілуде. Біздің заманымызда оқимын деп талпынған адамға көптеген қолайлы жағдайлар жасалынған. Қазақстанда да қашықтықтан оқытуды дамыту үшін Білім саласын басқару жүйесінің әкпараттық инфрақұрылымын жасау ұсынылған [1]. Әлемнің жан-жақты мамандары оқытудың бұл түріне өз үлестерін косуда. «Қашықтықтан оқыту» түсінігі оқырмандардың оқу аудиториясынан бөлек окуға болатын оқытудың түрі деген мағынаны береді. Қашықтықтан оқыту түсінігі мен мүмкіндіктерін қарастырайық.

Қашықтықтан оқыту түсінігі

Қашықтықтан оқыту – оқытушы мен білім алушы арасында белгілі бір қашықтықтан оқыту үрдісіне қажетті компоненттерді (мақсаттарын, мазмұндарын, оқыту әдісін, ұйымдастыру формасын) сактай отырып, интернет арқылы өзара

қатынас жасай оқыту. Яғни, педагогикалық жобалау кезеңінің міндеттері мыналар: электрондық курстар, электрондық оқулықтар, оқу құралдарының кешендерін құрастыру, желіде оқыту үрдісін ұйымдастырудың педагогикалық технологиясын жасау [2].

Қашықтықтан оқыту жүйесінің теориялық негіздері айқындалып, қашықтықтан оқытудың аспаптық құралдары арқылы пән мазмұнына сай қашықтықтан оқыту құралдары жасалып, қашықтықтан оқытуды басқару жүзеге асса, онда қашықтықтан оқыту арқылы оқытуда білім алушының шығармашылық іс-әрекетінің қалыптасқандығын көре аламыз, ейткені қашықтықтан оқытудың аспаптық құралдарын пайдалану жағдайында білім беру жүйесінің сапалылығы қамтамасыз етіледі [3].

Қашықтықтан оқыту семинарлары оқу сабактарының белсенді түрі болып табылады. Олар пікірталасқа оның дамуының кез келген жерінде кіруіне мүмкіндік береді және бұдан бұрынғы айтылған сөздерді оқып, бірнеше қадам артқа қайта оралады. Оқытушы материалдың менгерілуін пікірталасқа қатысушының белсенділік дәрежесі бойынша бағалай алады. Оқырмандардың арасында өзара іс-әрекет ету саны артады, ал оқытушы тен құқылы әріптес ретінде көрінеді. Пікір белімі пәнді өз бетімен оқып үйренуде білім алушыларға жетекшілік жұмысын жасау және оларға көмек көрсету түрлерінің бірі болып табылады. Желілік оқыту моделі бойынша қашықтықтан оқыту жүйесінде плазма саласын қашықтықтан оқытуды қарастырайық.

Плазма физикасын қашықтықтан оқыту тәжірибесі

Жалпы, бұқіл әлемдегі заттың 99 %-ы плазма күйінде болатындығы туралы жиі естуге болады. Плазма физикасының дамуына тұрткі болған тағы бір нәрсе астрофизикалық зерттеулер. Шын мәнінде, жұлдыздар және олардың атмосфералары, газды тұмандықтар және жұлдыз аралық газдың айтарлықтай бөлігі плазма болып табылады [4]. Осыған орай қазіргі таңда плазма зерттелуді құрделі түрде қажет ететін физиканың бір түрі болып саналады. Ғалымдар плазманың көмегімен сарқылмас энергия көзін алуға болатынын болжамдайды. Плазманың зерттелуі ғылымда елеулі жаңалықтардың ашылуына зор үлесін қосуда. Елімізде бірден-бір плазма саласымен айналысатын – әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университетіндегі плазманы зерттейтін «Плазма процестерін математикалық модельдеу», «Плазмадағы бейсізық және корреляциялық құбылыстар», «Импульсты плазмалық ұдеткіш», «Шантозанды плазма және плазмалық технологиялар» зертханалары бар. Зертханаларда зерттеу нәтижелері айтарлықтай нәтиже беруде.

Атап айтқанда өткен жылы ҚазҰУ ғалымдары идеал емес плазма физикасы бойынша өткен 15-ші Халықаралық конференцияда өз зерттеулерін ұсынған болатын. Халықаралық конференцияға 30 елден 120-дан астам жетекші мамандар қатысқан. Қазақстанда мұндай тақырыптағы шара тұңғыш рет ұйымдастырылған, ал бұған дейін ол АҚШ, Германия, Ресей, Испания, Франция және Италия сынды елдерде болған. Халықаралық ұйымдастыру комитетінің мұндай жоғары дәрежедегі ғылыми форумды Қазақстанда өткізу туралы шешімі – отандық ғалымдардың әлемдік ғылымға қосқан үлестерін жоғары бағалағандығын білдіреді. Шақырылған қонақтардың ішінде плазма физикасы бойынша есімдері әлемге әйгілі классик ғалымдар бар. Олар: Вернер Эбелингжәне Герд Репке (Германия), Дойч Клод (Франция), Гabor Калман (АҚШ), Осаму Ишихара (Жапония). Конференцияның құрметті қонағы – Ресей ғылым академиясының президенті, физика-математика ғылымдарының докторы, профессор Владимир Фортов. Форумның маңыздылығы өте жоғары дегеңде бағаланған, өйткені, көптеген заманауи жоғары технологиялық өндірістер плазмалық технологияға негізделген (чиштер өндірісі, микро және нанотехнология, ядролық және

термоядролық энергетика, ғарыш технологиясы және тағы басқалар). Олардың ғылыми негізі, әрине плазма физикасы. Айта кетелік, «Томпсон Ройтерс» дерекқорының мәлімдемесіне сәйкес, плазма физикасы саласында еңбек ететін қазақстандық ғалымдардың алдыңғы қатарлы әлемдік ғылыми басылымдарда жарияланған еңбектерінен күнің бүтінгедейін шетелдік ғалымдар тарапынан 2 мыңнан аса сілтеме жасалыпты. Бұл көрсеткіш Отандық зерттеу нәтижелері жоғары деңгейде екендігін көрсетеді. Плазма саласы мен оқытудың заманауи қашықтықтан оқыту түрін ұштастыра жасақталған <http://plasm.kz/> сайты еліміздің білім саласына зор үлесін қосатынына нық сенеміз. Жалпы, сайттың құрылым, ерекшеліктеріне тоқтала кетсек:

Ең алдымен, қашықтықтан оқытуға арналған <http://plasm.kz/> сайты – түсінуге қарапайым әрі қолжетімді. Плазма саласы бойынша білім ізденушілер өздеріне қажетті ақпаратты ала алады. Сайтта жалпы плазма бойынша дәрістер, семинарлар, мақалалар және жаңалықтар бар. Қосымша пікірлер қалдыруға, сұраптартық қоюға, курста оқытын немесе плазма курсына қызығушылық танытатын әрбір қолданушының еркін пікір алмасуына жеткілікті деңгейде жағдайлар жасалынған.

Ұсынылған плазма физикасы туралы сайт қазіргі оқытудың «Ұш тұғырлы тіл саясаты» мемлекеттік бағдарламасына байланысты ұш тілді де толық қамтыған. (1-сурет). Сайттың ерекшелігі де осы – кез-келген ізденіп, қызығушылық танытқан адамның талаптарын қамтиды.

Дәрістер бөлімінде (2-суретте) қазақ тіліндегі өңделген дәрістер көлтірілген. Және әр дәріс ішінде әдебиеттерге сілтеме жасалынған. Ол әдебиеттерді белгілену тәртібіне сәйкес сайттың «әдебиеттер бөлімінен» қарай алады. Сайт қолданушысы әр дәріс бойынша өз білімін тексеруге немесе білімін жетілдіруіне – дәріс бойынша реттелген семинар сұраптартарын (есептерін) пайдалана отырып бағалауды мүмкіндік жасалынған. Сонымен қатар, жалпылама білім деңгейін анықтау барысында тесттер, сұраптартар қамтылған.

Қызығушылық таныту қасиетін ашу мақсатында плазма жайлы қызықты видеолар, соңғы жаңалықтар көлтірілген. Плазма аумағында жазылған мақалалар мен конференциялар, жаңадан ашылудар да шет қалмайды. 3-суретте плазма жайлы соңғы жаңалықтар бейнеленген сайттың орыс тіліндегі беті көлтірілген.

Басты бет

Сабактар

Семинарлар

Пікір жазу

Мақалалар

Әдебиеттер

Байланыстар

Біле хабарламаңызды қалдырыңыз.

Желіде сейлесуді жасақтаган jivochat

Осы жерге хабарламаңызды қалдырыңыз, біз оны электронды пошта арқылы алып және міндетті түрде жауп береміз!

Іздөу

СОНФ

NEWEST COMMENTS

Sharapatdin Плазма ту едім, енді арқылы е берекесин Пікір

Хабарламаңыз*

Жұлдызай

87078152161

akimhanova-zhuldyzai@mail.ru

ЖИБЕРУ

Көзірі таңда плазма физикасы күннен-күнгө өзінің жан-жақты жаңа ашылмаган қырларымен зерттеу аумағында әлем галымдары сұрансызына ие физика саласы болып табылады. Сондықтандыра атаптың салага ақпарат тапшылығы мен жаңалықтар мен болжамадардың көптіри жас урлактың сала бойынша қызыгуышылтықтарын тәжеуге мүмкіндік бермеу тиіс. Плазма физикасын оқытуда қолжетімді оқыту құралын таңдан, зерттеу саласында болып жатқан өзгерістерден шет қалмауын құдаялау – біздің міндеттіміз.

Осы мәселеғе байланысты жасақталған плазма курсын қашықтықтан оқытуға арналған сайт – түсінуге қарапайым әрі қолжетімді. Бette жалпы плазма бойынша дәрістер, семинарлар және сондай-ақ, қызыгуышылтық таныту қасиетін ашы мақсатында плазма жайы қызылар видеолар, соның жаңалықтар, мақалалар мен конференциялар көрінген. Сонымен қатар білім деңгейін анықтау барысында тесттер, сұрақтар қамтылған. Қосымша пікірлер қалдыруға, сұрақтар қоюға, курста оқытын немесе плазма курсына қызыгуышылтық таныттын ербір қолданушының еркін пікір алмасуына барыңк жағдайлар жасалған.

Плазма физикасын қашықтан оқытудың білім саласындағы мақсаты: білім берудің біртұтас ақпараттық жүйесін күр арқылы білім алушылардың білім деңгейін көтеру.

1-сурет – Плазма физикасы туралы сайттың басты беті

Басты бет

Дәрістер

Семинарлар

Пікір жазу

Мақалалар

Әдебиеттер

Байланыстар

1. КІРІСПЕ

1.1. Плазма түсінігіне кіріспе

1.2. Плазма қасиеті

1.3. Плазманың қолданылуы

1.4. Плазманың заттың төртінші күй ретінде түсіну

1.5. Плазманың иондалу дәрежесі

1.6. Плазманың колективті қасиеттері

1.7. Плазманың квазинейтралдығы

1.8. Плазма температурасы

1.9. Магниттік гидродинамика және плазманың тұрақсыздығы

1.10. Газдық(идеал) плазма

1.11. Заттың плазмалық күйінің негізгі анықтамалары мен сипаттамалары

1.12. Плазманы классификацияға бөлу

1.13. Дебай радиусы

1.14. Саха формуласы

Біле хабарламаңызды қалдырыңыз.

Желіде сейлесуді жасақтаган jivochat

Осы жерге хабарламаңызды қалдырыңыз, біз оны электронды пошта арқылы алып және міндетті түрде жауп береміз!

Хабарламаңыз*

Жұлдызай

87078152161

akimhanova-zhuldyzai@mail.ru

ЖИБЕРУ

2-сурет – Дәрістер тізімі

Елімізде бірден бір плазма физикасы жайлы қазақша сайттың оқырманыда аз емес. Күннен күнгө сайтқа тіркеліп жатқандар, пікір қалдырып, қосымша ақпарат берілуін сұрап, өздеріне қатысты сұрақтарын қойып та үлгеріп

жатыр. Ең ұтымды жағы админмен тікелей байланыс болуында.

Яғни, уақыттың қанша екенине қарамастан сұрақ админге қойылып, сол уақытта жауап алынуы.

ГЛАВНАЯ ЛЕКЦИИ СЕМИНАРЫ КОММЕНТАРИИ И ПРЕДЛОЖЕНИЯ СТАТЬИ ЛИТЕРАТУРЫ КОНТАКТЫ

ХОЛОДНАЯ ПЛАЗМА ЗАЛЕЧИТ НЕЗАЖИВАЮЩИЕ РАНЫ

Ученые из Московского физико-технического института, Объединенного института высоких темп

ПОИСК (0)

СТАТЬИ

Плазманың көмегімен сарқылмас энергияның көзін алға болады

Плазма лечит раны

Холодная плазма залечит незаживающие раны

Опыты с плазмой

3-сурет – Макалалар бөлімі

Қорытынды

Кортындылай келе <http://plasm.kz/> жақтаған сайт мақсаты – білім берудің біртұтас ақпараттық жүйесін құру арқылы оқушылардың білім деңгейін көтеру. Яғни, оқырмандарға жағдай жасау арқылы олардың

күрделіде, қызықты плазма саласы бойынша қызығушылықтары мен зерттеуге деген ынталын ашатын материалдармен жабдықтау. Сонымен қатар, әлемдік ақпарат кеңістігіне жол ашу. Окушылардың ғылыми және шығармашылық ізденістерін арттырып, білікті маман дайындауға септігін тигізетін сайт болады деп үміттеніледі.

Әдебиеттер

- 1 Төреканова Қ.М., Коданова С.К. Физика саласында жоғары кәсіби білім беру мақсатында жаңа ақпараттық технологияларды пайдалану // 7-Ая Республикаанская конференция по вопросам книгообеспеченности РК, 2012. –5 б.
- 2 Төреканова К.М. Плазма физика курсында инновациялық әдістерді қолдану. –Алматы, 2012. –5 б.
- 3 Нұрбеков Б.Ж. Қашықтықтан оқыту бойынша оқытушылардың кәсіби құзырлылығын қалыптастырудың теориялық және әдіснамалық негіздері: автореф. докт. пед. наук.– Алматы, 2010. – 44 б.
- 4 Джумагулова К.Н., Баимбетов Ф.Б., Рамазанов Т.С., Коданова С.К. Основы физики плазмы: Учебное пособие. – Алматы, 2006. – 44 б.
- 5 <http://www.dalanews.kz/23136> – «Қала мен дала» Республикалық әлеуметтік-саяси газеті.

References

- 1 K.M. Torekhanova, S.K. Kodanova, 7-aya Respublikanskaya konferentsiya po voprosom knigoobespechennosti RK, 2012, 5, (2012). (in kaz.)
- 2 K.M. Torekhanova Plazma fizika kursynda innovatsiyalyk adisterdi koldanu, Almaty, 2012. –5, (2012). (in kaz.).
- 3 B.Zh. Nurbekov, Kashykytktan okytu boyynsha okytushylapdy kacibi kuzyplylygyn kalyptactypudyy teopiyalyk zhaone adicniamalyk negizdepi: avtopef. dokt. ped. Nauk, Almaty, 2010, 44. (in kaz.).
- 4 K.N. Dzhumagulova, F.B. Baimbetov, T.S. Ramazanov, S.K. Kodanova, Osnovy fiziki plazmy: Uchebnoe pocabie, Almaty, 2006, 44. (in russ.).
- 5 <http://www.dalanews.kz/23136> – «Kala men dala» Respublikalyk aleumettik-cayaci gazeti. (in kaz.).

МАЗМҰНЫ – СОДЕРЖАНИЕ

1-бөлім Раздел 1

Конденсирленген күй физикасы және Физика конденсированного состояния и материалтану проблемалары проблемы материаловедения

<i>Antoschenko V.S., Migunova A.A., Frantsev V.V., Lavrichshev O.A., Nemkayeva R.R.</i>	
Structural and optical properties of copper oxide thin films prepared by novel « <i>in situ CVD</i> » method.....	4
<i>Алмасов Н.Ж., Дюсембаев С.А., Толепов Ж.К., Усенбай С.К., Кадиров А.И., Кейкиманова М.Т.</i>	
Структура и оптические свойства тонких пленок GST.....	12
<i>Kuanышbekov T.K., Tulegenova M.A., Baigarinova G.A., Guseinov N.R., Ilyin A.M.</i>	
Investigation of temperature influence on the process of reduction of graphene oxide	18
<i>Ескермесов Д.К., Плотников С.В.</i>	
Структура и физико-механические свойства многоэлементных покрытий (Ti-Zr-Cr-Nb)N, полученных вакуумно-дуговым осаждением.....	24
<i>Saymbetov A.K., Imanbayeva A.K., Toshmurodov Y.K., Mukhametkali B.K., Japashov N.M., Ayazbay Zh.G.</i>	
Development of silicon strip detectors with orthogonal field.....	33
<i>Кенжина И.Е., Чихрай Е.В., Шестаков В.П., Кульсартов Т.В., Аскербеков С.К., Каликулов О.А., Жолдыбаев Т.К.</i>	
Исследование высокотемпературной коррозии графита с SiC-покрытием.....	37
<i>Плотников С.В., Тұрлыбекұлы А., Манапбаева А.Б.</i>	
О механизме инициирования взрывчатых веществ сильноточным импульсным электронным пучком. Обзор	44
<i>Плотников С.В., Олешико В.И., Тұрлыбекұлы А., Манапбаева А.Б.</i>	
Спектроскопия твердых тел с применением энергии взрыва.....	52

2-бөлім Раздел 2

Жылу физикасы және Теплофизика и теориялық жылу техникасы теоретическая теплотехника

<i>Асқарова Э.С., Бөлекенова С.А., Бөлекенова С.А., Максимов В.Ю., Оспанова Ш.С., Нұғыманова А.О., Утегов С.М.</i>	
Көмірсүтекті сұйық отындардың жану процесіне турбуленттіліктің әсерін компьютерлік модельдеу	58
<i>Толеуов Г., Исатаев М.С., Мусатаев А., Акансерина Т., Бабашева Д., Рустемова С., Нурмагамбетов М., Тамабек Д.</i>	
Исследование динамики развития когерентных структур сложного течения в струях и «следах»	66
<i>Корииков Е., Дробышев А., Алдияров А., Соколов Д.</i>	
Исследование отражательных характеристик криоконденсаторов закиси азота и этанола	72

3-бөлім Раздел 3

Теориялық физика Теоретическая физика

<i>Dzhunushaliyev V.D.</i>	
Non-perturbative quantization à la Heisenberg: zero flux tube between quark and quark	80
<i>Арынгазин А., Джунушалиев В., Фоломеев В.</i>	
Магнитное поле системы «нейтронная звезда плюс кротовая нора» с дилатонным скалярным полем	95
<i>Әбілдаев Э.Х., Шинбулатов С.К.</i>	
Жұқа полимер қабыршактардан өткен α -бөлшектердің энергетикалық спектрін зерттеу	94

4-бөлім Раздел 4

Бейсзық физика және Нелинейная физика и электроника электроника

<i>Иманбаева А.К., Токмырзаева Ж.Б.</i>	
Отношение сигнал-шум в бистабильных стохастических резонаторах	100

<i>Medetov B., Koishigarin A., Yskak A., Niazaliev K., Naurzbayeva A.</i>	
A comparative analysis of OpenMP and CUDA performance as exemplified by the computation of Fourier transform.....	108
<i>Temiraliев А.Т., Lebedev I.A., Danlybaeva A.K.</i>	
Nonlinear equation of quark-gluon cascade	115
<i>Иманбаева А.К., Темирбаев А.А., Карабаев Б.А., Сыздыкова Р.Н., Толегенова А., Намазбаев Т.А., Косов Д.Н.</i>	
Программные продукты для высокочастотного моделирования фрактальных антенн	120
<i>Шакиров А.Л.</i>	
Универсальная оптическая фотоприставка	127
<i>Шакиров А.Л.</i>	
Использование цифровой фототехники в оптическом спектральном анализе	132

5-бөлім Раздел 5
Жоғары оқу орнында Методика преподавания
физиканы оқыту әдістемесі физики в высшей школе

<i>Молдабекова М.С., Асембаева М.К., Федоренко О.В.</i>	
Некоторые вопросы вероятностного описания энтропии при изучении молекулярной физики	138
<i>Төреканова Қ.М., Әкімханова Ж.Е., Нұржанова М.С.</i>	
Плазма физикасын оқытууды жүзеге асыруда қолданылатын қашықтықтан оқыту технологиясы	142

CONTENTS

Section 1 Condensed Matter Physics and Materials Science Problems

<i>Antoschenko V.S., Migunova A.A., Frantsev V.V., Lavrichshev O.A., Nemkayeva R.R.</i>	
Structural and optical properties of copper oxide thin films prepared by novel «in situ CVD» method.....	4
<i>Almasov N.Zh., Dusembayev S.A., Tolepov Zh.K., Ussenbay S.K., Kadirov A.I., Keikimanova M.T.</i>	
Structure and optical properties of GST	12
<i>Kuanышбеков Т.К., Түлегенова М.А., Байгаринова Г.А., Гусейнов Н.Р., Ильин А.М.</i>	
Investigation of temperature influence on the process of reduction of graphene oxide	18
<i>Yeskermessov D.K., Plotnikov S.V.</i>	
Structure and physical mechanical properties of multicomponent (Ti-Zr-Cr-Nb)N coatings' obtained by vacuum-arc deposition	24
<i>Saymbetov A.K., Imanbayeva A.K., Toshmurodov Y.K., Mukhametkali B.K., Japashov N.M., Ayazbay Zh.G.</i>	
Development of silicon strip detectors with orthogonal field.....	33
<i>Kenzhina I.E., Chikhray Ye.V., Shestakov V.P., Kulsartov T.V., Askerbekov S.K., Kalikulov O.A., Zholdybayev T.K.</i>	
Investigation of high-temperature corrosion of graphite with SiC coating	37
<i>Plotnikov S.V., Turlybekuly A., Manapbaeva A.B.</i>	
Explosives initiation mechanism by high – current electron beam pulse. Overview	44
<i>Plotnikov S.V., Oleshko V.I., Turlybekuly A., Manapbaeva A.B.</i>	
Solids spectroscopy with applying explosion energy	52

Section 2 Thermal physics and theoretical thermal engineering

<i>Askarova A., Bolegenova S., Bolegenova S., Maximov V., Ospanova Sh., Nugymanova A., Utelov S.</i>	
Computer simulation of the influence of turbulence on the combustion process of liquid hydrocarbon fuels	58
<i>Toleuov G., Isatayev M., Musataeva A., Akanserina T., Babasheva D., Rustemova S., Nurmagambetov M., Tamabek D.</i>	
Investigation of the dynamics of the development of coherent structures of complex flow in jets and trails.....	66
<i>Korshikov Ye., Drobyshev A., Aldiyarov A., Sokolov D.</i>	
Investigation of reflective characteristics of nitrogen oxide and ethanol cryocondensates	72

Section 3 Nuclear and Elementary Particle Physics

<i>Dzhunushaliyev V.D.</i>	
Non-perturbative quantization à la Heisenberg: zero flux tube between quark and quark	80
<i>Aringazin A., Dzhunushaliev V., Folomeev V.</i>	
Magnetic field of the system “neutron star plus wormhole” with a dilatonic scalar field	85
<i>Abildaev A.Kh., Shinbulatov S.K.</i>	
The study of the energy spectrum of α -particles transmitted through thin polymer films.....	94

Section 4 Nonlinear Physics and Electronics

<i>Imanbayeva A.K., Tokmyrzaeva Zh.B.</i>	
The signal-to-noise ratio in bistable stochastic resonators	100

<i>Medetov B., Koishigarin A., Yskak A., Niazaliev K., Naurzbayeva A.</i>	
A comparative analysis of OpenMP and CUDA performance as exemplified by the computation of Fourier transform	108
<i>Temiraliев А.Т., Lebedev I.A., Danlybaeva A.K.</i>	
Nonlinear equation of quark-gluon cascade	115
<i>Imanbayeva A.K., Temirbayev A.A., Karibayev B.A., Syzdykova R.N., Tulegenova A., Kossov D.N.</i>	
Software products for high-frequency simulation of fractal antennas.....	120
<i>Shakirov A.L.</i>	
Universal optical camera adapter.....	127
<i>Shakirov A.L.</i>	
Use of digital photo devices in optical spectral analysis	132

Section 5 Methods of teaching high school physics

<i>Moldabekova M.S., Asembayeva M.K., Fedorenko O.V.</i>	
Some questions of the probabilistic description of entropy in the study of molecular physics.....	138
<i>Turekhanova K.M., Akimkhanova Zh.E., Nurzhanova M.S.</i>	
Application of remote learning in studying of plasma physics.....	142