

ISSN 1563-034X
Индекс 75877; 25877

ӘЛ-ФАРАБИ атындағы ҚАЗАҚ ҰЛТТЫҚ УНИВЕРСИТЕТІ

ХАБАРШЫ

Физика сериясы

КАЗАХСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ имени АЛЬ-ФАРАБИ

ВЕСТНИК

Серия физическая

AL-FARABI KAZAKH NATIONAL UNIVERSITY

RECENT CONTRIBUTIONS TO PHYSICS

№4 (63)

Алматы
«Қазақ университеті»
2017



ХАБАРШЫ

ФИЗИКА СЕРИЯСЫ №4 (63)

ISSN 1563-034X
Индекс 75877; 25877



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

Куәлік №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., ЭТФҒЗИ – ғылыми редактордың орынбасары (Қазақстан)

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

Асқарова Ә.С., әл-Фараби атындағы ҚазҰУ, ЭТФҒЗИ (Қазақстан)

Boufendi L., Орлеан қ. университеті (Франция)

Бүртебаев Н., Ядролық физика институты (Қазақстан)

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

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

Ивашук 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)

ТЕХНИКАЛЫҚ ХАТШЫ

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



Ғылыми басылымдар бөлімінің басшысы

Гульмира Шақкозова

Телефон: +77017242911

E-mail: Gulmira.Shakkozova@kaznu.kz

Компьютерде беттеген

Айгүл Алдашева

Жазылу мен таратуды үйлестіруші

Керімқұл Айдана

Телефон: +7(727)377-34-11

E-mail: Aidana.Kerimkul@kaznu.kz

ИБ № 11730

Басуға 20.12.2017 жылы қол қойылды.

Пішімі 60x84 ¹/₈. Көлемі 5,8 б.т. Офсетті қағаз.

Сандық басылыс. Тапсырыс № 785. Таралымы 500 дана.

Бағасы келісімді.

Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университетінің

«Қазақ университеті» баспа үйі.

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

«Қазақ университеті» баспа үйінің баспаханасында басылды.

© Әл-Фараби атындағы ҚазҰУ, 2017

1-бөлім
**ЖЫЛУ ФИЗИКАСЫ ЖӘНЕ
ТЕОРИЯЛЫҚ ЖЫЛУ ТЕХНИКАСЫ**

Раздел 1
**ТЕПЛОФИЗИКА И
ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ТЕПЛОТЕХНИКА**

Section 1
**THERMAL PHYSICS AND
THEORETICAL THERMAL ENGINEERING**

**Асқарова Ә.С., Бөлегенова С.А., Бөлегенова С.А., Максимов В.Ю.,
Оспанова Ш.С.* , Бекетаева М.Т., Нұғыманова А.О., Байжума Ж.Е.**

Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті,
Алматы қ., Қазақстан, *e-mail: shynarospanova1987@gmail.com

СҰЙЫҚ ОТЫНДАРДЫҢ ЖАНУ ПРОЦЕСІН LEVEL SET ӘДІСІМЕН 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. Осы мақалада жоғары турбуленттіліктегі сұйық отындардың жану процесін сипаттайтын математикалық модель мен негізгі теңдеулер берілген. Гептан үшін жану камерасындағы турбуленттіліктің деңгейіне қатысты бұрқу және дисперсия процестеріне зерттеу жүргізілді. Жану камерасындағы гептанның тамшыларының радиус бойынша таралуы зерттелінді. Бөлшектердің таралу радиустарының мәні бірдей болғанымен, олардың камера ішіндегі сипаты әр түрлі. Қарапайым модельде жану камерасындағы бөлшектердің ең төменгі радиус мәні 5 мкм болса, максимал мәні 50 мкм-ге жетеді. Сонымен қатар бөлшектер камера биіктігі бойымен әр түрлі мәндері бойынша таралад. Жану камерасындағы гептан тамшыларының әр түрлі уақыт мезеттеріндегі температура бойынша таралу графиктері алынды. Аталған нәтижелер стохастты модельді қолдана отырып, алынды. $t = 0,98$ мс уақыт мезетінде камераның төменгі бөлігінде радиустары үлкен бөлшектер шоғырланған, олардың температурасы 400 К тең. Келесі уақыт мезеттерінде бөлшектер ыдырап, камера биіктігі бойымен жоғары қарай жылжиды. $t = 1,49$ мс уақыт мезетінде бөлшектердің температурасы 500 К-ге жетеді.

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

Askarova A., Bolegenova S., Bolegenova S., Maximov V.,
Osipova Sh. *, Beketayeva M., Nugymanova A., Baizhama Zh.

Al-Farabi Kazakh National University,
Almaty, Kazakhstan, *e-mail: shynarospanova1987@gmail.com

Simulation of combustion processes of liquid fuels method the level set

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 this article we propose 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: heptane. A study of the distribution of droplets of heptane the radius in the combustion chamber. Even with the same values of the distribution radius have different description in the combustion chamber. In the basic model of the combustion chamber the minimum value of the radius is 5 μm , and the maximum value is 50 microns. However, particles along the height of the combustion chamber are distributed in different ways. The obtained curves of temperature distribution in different points in time drops of heptane in the combustion chamber. The results obtained using the model stochast. On the lower part of the combustion chamber are large particles. $t = 0,98$ ms and their temperature equal to 400K. In another moment of time the

particles are apart and moving up the height of the combustion chamber. The temperature of the particles is equal to 500 K at time $t = 1,49$ ms.

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

Аскарова А.С., Болегенова С.А., Болегенова С.А., Максимов В.Ю.,
Оспанова Ш.С.* , Бекетаева М.Т., Нұғыманова А.О., Байжума Ж.Е.
Казахский национальный университет имени аль-Фараби,
г. Алматы, Казахстан, *e-mail: shynarospanova1987@gmail.com

Моделирование процессов горения жидких топлив методом level set

Численное исследование горения жидких топлив 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 данной статье предложена математическая модель и основные уравнения, описывающие процесс горения жидких топлив при высокой турбулентности. Проведено исследование процессов распыла и дисперсии в зависимости степени турбулентности в камере сгорания для жидкого топлива: гептана. Проведено исследование распределения капель гептана по радиусам в камере сгорания. Даже при одинаковых значениях распределения радиусов, они имеют разное описание в камере сгорания. В базовой модели камеры сгорания минимальное значение радиуса равно 5 мкм, а максимальное значение равно 50 мкм. Тем не менее, частицы по высоте камеры сгорания распределяются по разному. Получены графики распределения температуры в различные моменты времени капель гептана в камере сгорания. Результаты получены с помощью модели стохаста. На нижней части камеры сгорания сосредоточены большие частицы при $t = 0,98$ мс и их температура равна 400 К. В другой момент времени частицы распадаются и движутся в вверх по высоте камеры сгорания. Температура частиц равна 500 К в момент времени, равной $t = 1,49$ мс.

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

Кіріспе

Іштен жанатын қозғалтқыштардың жану процесінің сипаттамасы отын-ауа қоспасының тұтану сәтінен бастап, клапанның ашылуына дейінгі орын алатын алуан түрлі күрделі құбылыстар болып табылады. Соңғы уақытта дамығанына карамастан, ішкі-камералық процесінің зерттеу қажеттілігі өте өзекті болып қалуда. Жану процесінде отын жылуының механикалық жұмысқа айналуы негізгі процесс болып табылады. Ол көптеген бағыттар бойынша жүзеге асырылатын, сондай-ақ олардың өзектілігі үздіксіз артып отыратын зерттеулер тақырыбы болды. Оның принципі ғылыми-зерттеу және сандық қорыту негізінде зерттелетін құбылыстардың физикалық моделін құру және дифференциалдық теңдеулер жүйесін пайдалана отырып, оларды сипаттау болып табылады. Компьютерлерді пайдалануға бағытталған сандық модельдеу әдістерін пайдалану, бұрын есепке алынбаған факторларды қамти отырып, математикалық модельдеу мүмкіндіктерін кеңейтеді. Жағу жанар динамикасын тегжейлі талдау, газ және жаңа дайындалған жану өнімдері мен

компоненттер арасындағы конвективті жылу-алмасу процестерін қоса алғанда, барлық физикалық процестерді қатаң есепке алынуын білдіреді [1-4].

Жану қозғалтқышының цилиндрінде конвективті жылуалмасу толығымен шын мәнінде қозғалтқыштың құрылымдық ерекшеліктеріне байланысты жұмыс органының қозғалыс сипаты анықталады. Осыған байланысты жұмыста, түрлі геометриясы бар жану камерасының конвекция арқылы жылу беру процесін зерттеуде ерекше назар аударылады. Ол мынадай аспектілері түрінде жану камерасынан конвективті жылу-алмасу тәуелділігін қарастыру қызықты болып табылады:

- жану камерасы нысанында жылу сипаты мен әкетілген жылу мөлшері әсерін бағалау;
- поршеньді, жең, басшысының беті арқылы жылу бағалау;
- жұмыс циклінің белгілі бір салаларына жылудың әсер ету дәрежесі.

Олардың практикалық маңызы таңдалған салаларда ТЭН анықталады, бетінің бір бөлігі арқылы операциялық циклінің қандай тарапынан сұраққа жауап алғанын білдіреді және ол

жылу алмасуды қалыптастыру есебінен жұмыс істейтін органының оны жою үшін жылу емес пайдалануды қысқарту, барынша тиімділікке қол жеткізу мақсатында поршеньді босатып, қозғалтқыш тиімділігінің индикаторын арттырады.

Сандық нәтижелері 3-4%-ға конвективті жылуалмасу кезінде жылу жоғалтуды орта есеппен 1,5% қысқаруына әкелетінін көрсетті. Конвекция жылуын жоғалту ұшқынмен оталатын қозғалтқыш тиімділігінің қысқаруына әкеп соғады. Көрсеткіш тиімділігінің жылу жоғалту әсерін талдау үшін жылу жоғалтуды ескере отырып сандық эксперименттер жүргізіледі. Нәтижесінде, көптеген сандық эксперименттер келесі үлгіні анықтады: қозғалтқыш

жылдамдығы мен қысу қатынасының өзгеруі шығын сипаты мен тұтану бұрышы тиімділігінің өзгерістеріне елеулі әсер етпейді, тек құнының жоғалуының шамалы өзгеруіне әкеледі [5-7].

Мәселенің математикалық қойылымы

Жану камерасындағы сұйық отынның жануы туралы есептің математикалық моделі тамшылардың булануына негізделген сұйық фазаның қозғалыс теңдеулеріне, сәйкес шекаралық және бастапқы шарттардағы энергия мен масса тасымалы теңдеулеріне негізделеді [8-10].

m компонент үшін үзіліссіздік теңдеуі келесі түрде жазылады:

$$\frac{\partial p_m}{\partial t} + \vec{\nabla}(p_m \vec{u}) = \vec{\nabla} \left[p D \vec{\nabla} \left(\frac{p_m}{p} \right) \right] + p_m^c + p^s \delta_{m1} \quad (1)$$

мұндағы ρ_m – m компонентінің массалық тығыздығы, ρ – толық массалық тығыздығы, u – сұйық жылдамдығы.

Сұйық фазасы үшін импульс тасымалының теңдеуі төмендегідей:

$$\frac{\partial(\rho \vec{u})}{\partial t} + \vec{\nabla}(\rho \vec{u} \vec{u}) = -\frac{1}{\alpha} \vec{\nabla} p - A_0 \vec{\nabla} \left(\frac{2}{3} \rho k \right) + \vec{\nabla} \vec{\sigma} + \vec{F}^s + \rho \vec{g}, \quad (2)$$

мұндағы p – сұйық қысымы.

Ішкі энергия теңдеуі мынадай:

$$\frac{\partial(\rho \vec{I})}{\partial t} + \vec{\nabla}(\rho \vec{u} \vec{I}) = -\rho \vec{\nabla} \vec{u} + (1 - A_0) \vec{\nabla} \vec{\sigma} \vec{u} - \vec{\nabla} \vec{J} + A_0 \rho \varepsilon + \dot{Q}^c + \dot{Q}^s. \quad (3)$$

\dot{Q}^c – химиялық реакция нәтижесінде бөлінетін жылуға байланысты көздік мүше, \dot{Q}^s – бүркілетін отын әкелетін жылу мөлшері.

Сұйық тамшысының турбулентті жалындағы қозғалысын зерттеу үшін тұтқыр кернеу тензорларын модельдеуге арналған арнайы заманауи тәсілдер қолданылады. Осы мақсатта пайдаланылатын Рейнольдстің тұйықталмаған теңдеулер жүйесін тұйықтау үшін турбуленттіліктің тұтқырлық коэффициентіне арналған өрнекті шығарып алу қажет. Қазіргі уақытта осы мақсатта қоспараметрлік модельдер жиі қолданылып жүр [11-14]. Мұндай модельдерде турбулентті тұтқырлық екі параметр арқылы анықталады. Олар үшін қосымша дербес туындылы дифференциалдық теңдеулер шешіледі.

Өлшемділіктер теориясы тұрғысынан k/ε қатынасы орташаланған ағыстан алынатын ірі құйындардың қозғалыс энергиясы аса ірі құйындардан ұсақ құйындарға дейінгі барлық масштабтан өтетін спектрге жұмсалатын уақытты білдіреді. Яғни,

$$\tau = \frac{k}{\varepsilon}. \quad (4)$$

Жоғарыдағы өрнекті ескергенде турбулентті тұтқырлық коэффициенті мына теңдеу арқылы анықталады:

$$\mu_t = C_\mu \rho \frac{k^2}{\varepsilon}. \quad (5)$$

Турбуленттіліктің кинетикалық энергиясы үшін $k - \varepsilon$ моделі мынадай тендеулерден k мен оның диссипация жылдамдығы ε құралады:

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \vec{\nabla}(\rho \bar{u} k) = -\frac{2}{3} \rho k \vec{\nabla} \bar{u} + \sigma \vec{\nabla} \bar{u} + \vec{\nabla} \left[\left(\frac{\mu}{Pr_\varepsilon} \right) \vec{\nabla} k \right] - \rho \varepsilon + \overset{\square}{W}^s, \quad (6)$$

$$\frac{\partial \rho \varepsilon}{\partial t} + \vec{\nabla}(\rho \bar{u} \varepsilon) = -\left(\frac{2}{3} C_{\varepsilon 1} - C_{\varepsilon 2}\right) \rho \varepsilon \vec{\nabla} \bar{u} + \vec{\nabla} \left[\left(\frac{\mu}{Pr_\varepsilon} \right) \vec{\nabla} \varepsilon \right] + \frac{\varepsilon}{k} [C_{\varepsilon 1} \sigma \bar{u} \vec{\nabla} - C_{\varepsilon 2} \rho \varepsilon + C_s W^s]. \quad (7)$$

Газ коспасы үшін күй тендеуін мына түрде жазуға болады:

$$p = R_0 T \sum_m (\rho_m / W_m). \quad (8)$$

Меншікті ішкі энергия үшін тендеу төмендегідей түрге енеді:

$$I(T) = \sum_m (\rho_m / \rho) I_m(T). \quad (9)$$

Қысым тұрақты болғандағы меншікті жылу-сыымдылықтың түрі:

$$c_p(T) = \sum_m (\rho_m / \rho) c_{p m}(T). \quad (10)$$

Энтальпия үшін тендеу:

$$h_m(T) = I_m(T) + R_0 T / W_m, \quad (11)$$

мұндағы R_0 – универсал газ тұрақтысы, W_m – m компоненттің молярлық массасы. $h_m(T)$ және $c_{p m}(T)$ шамалары анықтамалық әдебиеттерден алынды [15-17].

m компонент үшін концентрацияның сақталу заңы төмендегідей:

$$\frac{\partial(\rho c_m)}{\partial t} = -\frac{\partial(\rho c_m u_i)}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\rho D_{c m} \frac{\partial c_m}{\partial x_i} \right) + S_m. \quad (12)$$

Бұл модель еркін ағыстар үшін кеңінен қолданылады. Алайда, қабырғаға жақын ағыстарды нашар бейнелейді.

Мәселенің физикалық қойылымы

Төмендегі суреттерде гептанның жану процесі барысындағы жылуфизикалық және аэродинамикалық сипаттамалардың таралу графиктері кескінделген.

1-суретте жану камерасындағы гептан тамшыларының инжектор сопласынан 10 және 20 мм қашықтықтағы радиус бойынша таралуы кескінделген. Суреттен көрініп тұрғанындай, бөлшектердің таралу радиустарының мәні бірдей болғанымен, олардың камера ішіндегі сипаты әр түрлі. Камерадан 10 мм қашықтықта жану камерасындағы бөлшектердің ең төменгі радиус мәні 5 мкм болса, максимал мәні 50 мкм-ге жетеді. Сонымен қатар бөлшектер камера биіктігі бойымен әр түрлі мәндері бойынша таралады. 20 мм қашықтықта камера ішіндегі бөлшектердің минимал радиус мәні 20 мкм тең болды. Сәйкесінше ол камераның өсінде байқалады (1-сурет, ә). Ал максимал радиусқа ие бөлшектер камераның шығысында кездеседі.

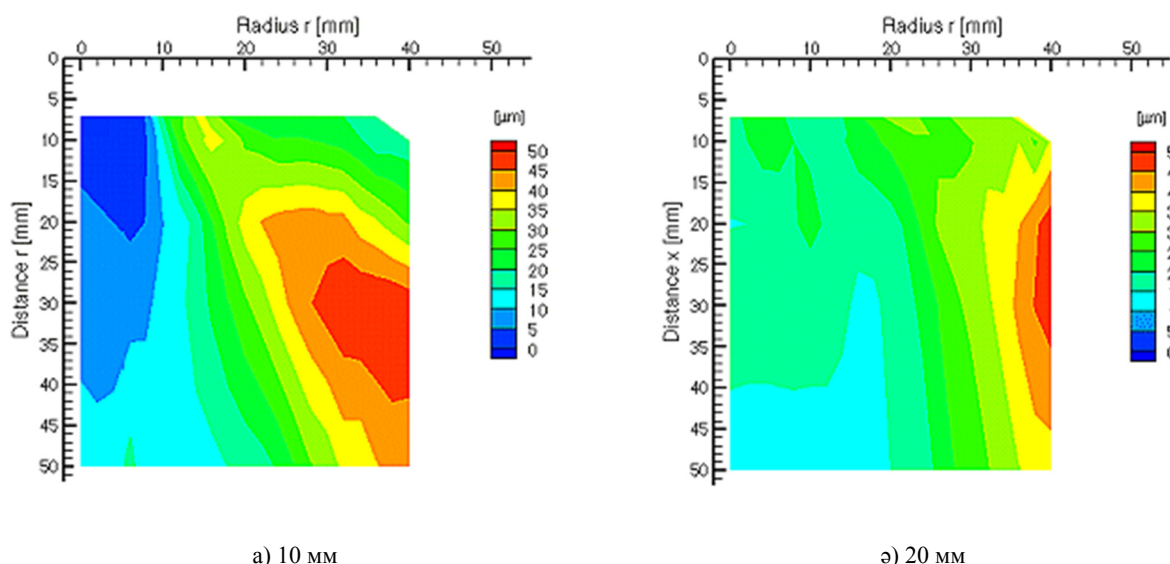
2 суретте жану камерасындағы гептан отынының массалық үлесінің таралу графигі берілген. Суреттен көрініп тұрғанындай, соплодан 10 мм қашықтықта гептанның массалық концентрациясы 0,02 г/см²с тең болды. Жалпы камера ішінде осы мән ұзақ уақыт бойы тұрақты сақталып қалады. Осы суретте сонымен қатар 20 мм қашықтықтағы гексанның массалық үлесі ағыны кескінделген. Бұл жағдайда жану камерасындағы гептан отынының массалық үлесі 0,25 г/см²с тең болды. Ал максимал масса ағыны камераның жоғарғы бөлігінде байқалады.

Келесі 3-суретте жану камерасындағы гексан тамшыларының жылдамдық профилі берілген. Салыстыру үшін сонымен қатар аталған отынның жану жылдамдығының эксперимен-

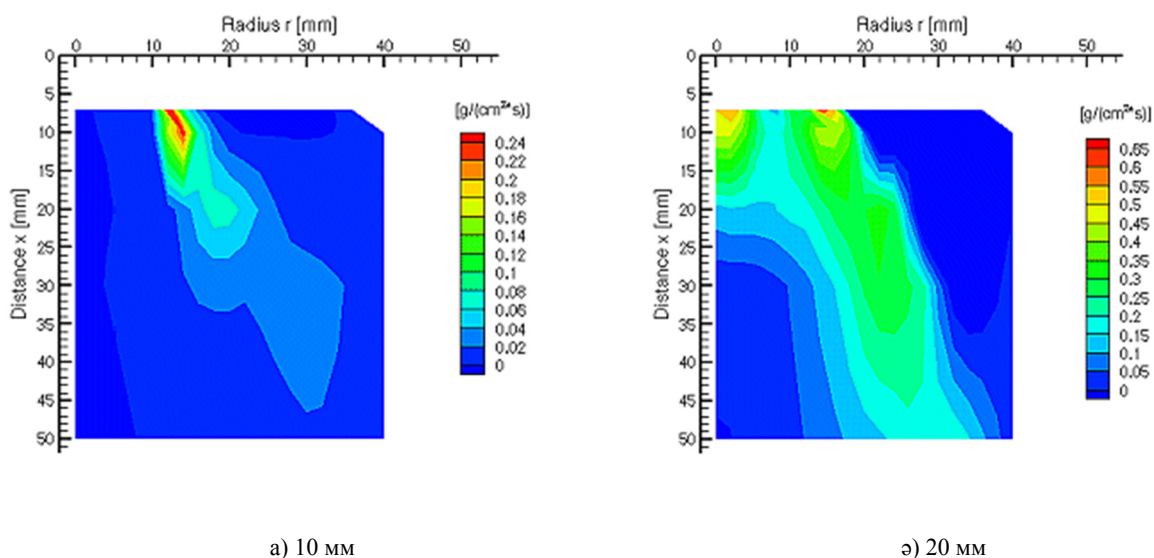
талды нәтижелері де көрсетілген. Аталған экспериментті бірқатар авторлардың еңбектерінде жарияланған [18-20].

Суреттен көрініп тұрғанындай, сандық модельдеу барысында бөлшектердің максимал жылдамдығы экспериментпен бірдей болған,

яғни 120 м/с. Сұйық отын ағыны сандық модельдеу кезінде камераның 3,8 см биіктікке көтеріледі. Ал эксперимент барысында 3,6 см биіктікке дейін жеткен. Көріп отырғанымыздай, сандық модельдеу нәтижелері экспериментпен жақсы сәйкес келеді.



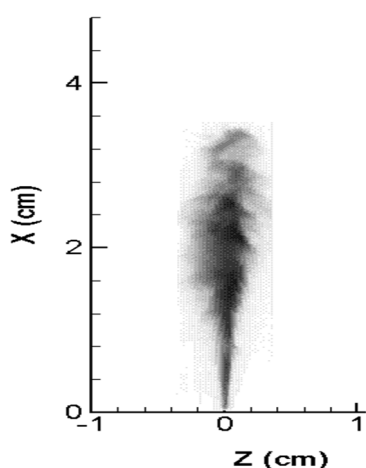
1-сурет – Гептан тамшыларының камера биіктігі бойымен радиус бойынша таралуы



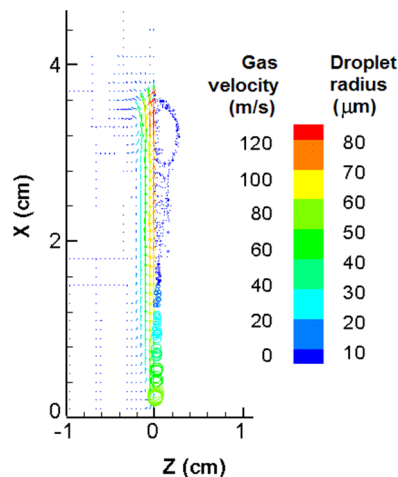
2-сурет – Гептан концентрациясының массалық үлесінің таралуы

4-суретте жану камерасындағы гептан тамшыларының әр түрлі уақыт мезеттеріндегі температура бойынша таралу графиктері кескінделген. Суреттен көрініп тұрғанындай, $t = 0,98$ мс уақыт мезетінде камераның төменгі бөлігінде радиустары үлкен бөлшектер шоғырланған, олардың температурасы 400 К тең. Келесі уақыт мезеттерінде бөлшектер ыдырап, камера биіктігі бойымен жоғары қарай жылжиды. $t = 1,49$ мс

уақыт мезетінде бөлшектердің температурасы 500 К-ге жетеді. Келесі уақыт мезеттерінде радиустары кіші бөлшектер камераның биіктігімен жоғары қарай өрлейді. $t = 1,98$ мс уақыт мезетінде бөлшектердің булануы нәтижесінде олардың саны азайып, камера ішінде салмағы үлкен бөлшектер ғана қалады. Сәйкесінше олардың температурасы 400 – 600 К арасында ауытқиды [21].

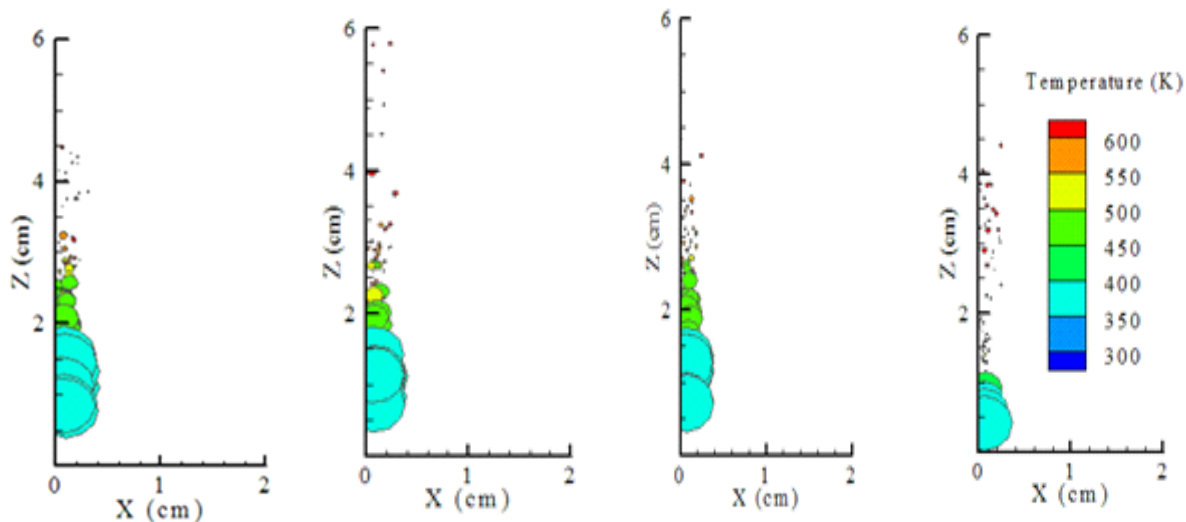


а) эксперимент [16]



ә) сандық модель

3-сурет – Гептан тамшыларының жылдамдық бойынша таралуы



а) $t = 0,98$ мс

а) $t = 1,49$ мс

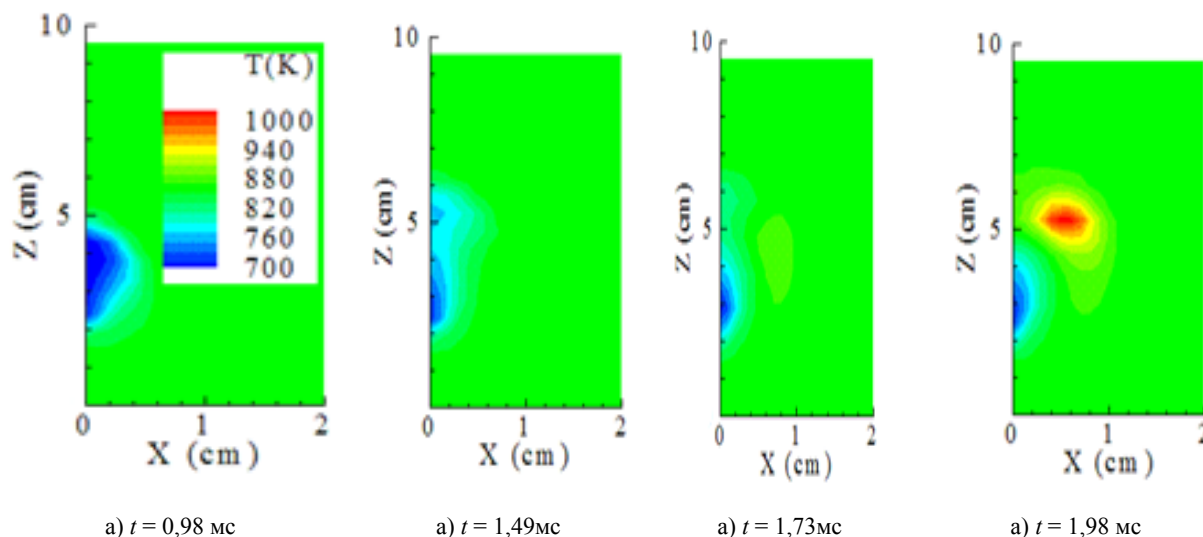
а) $t = 1,73$ мс

а) $t = 1,98$ мс

4-сурет – Әр түрлі уақыт мезеттеріндегі гептан тамшыларының температурасының таралуы

5-суретте жану камерасындағы гексанның жану өнімдерінің температурасының таралуы бейнеленген. Бастапқы уақыт мезетінде температуралық алау камера биіктігі бойымен 5 см биіктікке жетеді (5-сурет, а). Келесі $t = 1,49$ мс уақытта температуралық алаудың ені

кішірейіп, камераның тек ені бойымен тарала бастайды. Сәйкесінше, алаудың ядросындағы температура мәні 760 К құрайды. Ал $t = 1,98$ мс уақытта камераның екінші жақтауында жоғары температура мәндері байқалып, оның мәні 1000 К жетеді.

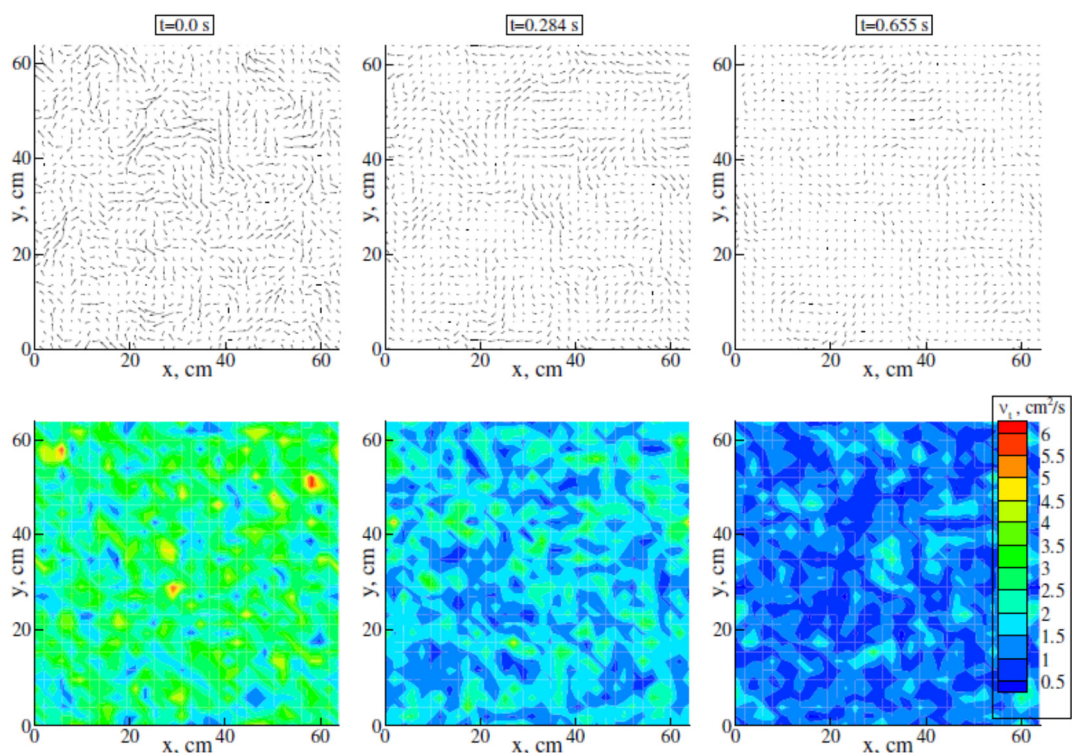


5 сурет – Әр түрлі уақыт мезеттеріндегі гептанның жану температурасының таралуы

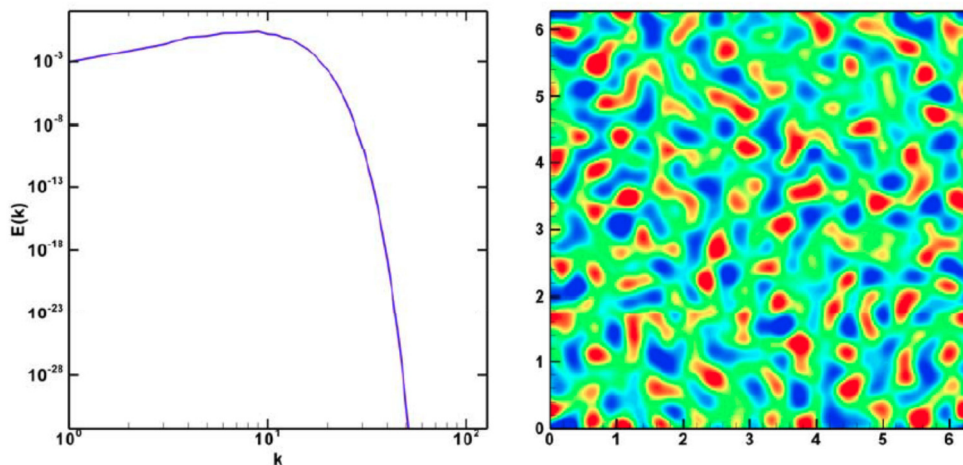
6-суретте жану камерасындағы әр түрлі уақыт мезеттеріндегі гептан тамшыларының жану жылдамдығының таралуы бейнеленген. Бастапқы уақыт мезетінде жылдамдық өрісіндегі тамшылардың қозғалысы 3,5 м/с құрайды. Уақыт өте келе олардың жылдамдықтары 4,5 м/с-қа жетеді. 0,655 мс уақытта бөлшектердің жылдамдығы төмендеп, оның мәні 1,5 м/с-қа жетеді.

7-суретте гептанның жануы нәтижесіндегі турбуленттіліктің кинетикалық энергиясының таралу спектрі және құйынды өрістің визуализациясы бейнеленген. Толқындық сан мәні төменгі мәндерде турбуленттіліктің кинетикалық энергиясы жоғары мәндерге жетеді, сәйкесінше,

толқындық сан артқан сайын оның мәні күрт төмендеп кетеді. Турбуленттіліктің кинетикалық энергиясының максимумы $k = 10$ мәнінде байқалады. Спектрдің инерциялы облысындағы құйынды құрылымдардың өлшемі $L < l < \eta$. Осы облыста тұтқырлықтың әсері болмайды және турбуленттіліктің энергиясы түзілмейді (генерациясы болмайды) және диссипацияға ұшырамайды, тек ірі құйындардан ұсақ құйындарға беріледі. Мұны энергетикалық каскад құбылысы деп атайды. Нәтижесінде II облыстағы энергетикалық спектр универсал деп аталады және Колмогоровтың заңымен сипатталады [22].



6 сурет – Әр түрлі уақыттағы гептанның жану жылдамдығының кеңістікте таралуы:
 а) 0 мс; ә) 0,284 мс; б) 0,655 мс



7 сурет – Турбуленттіліктің кинетикалық энергиясының таралу спектрі және құйынды өрістің визуализациясы

Қорытынды

Жұмыста бүрку мәндеріндегі сұйық гептан отынның жануы мен дисперсиясына әсері сандық тұрғыдан зерттелінді. Бастапқы тиімді масса мен температура мәндеріндегі сұйық отынның жану процесі зерттелінді. Тиімді масса 6 мг және бастапқы тиімді температура мәні 900

К құрады. Сандық модельдеу нәтижесінде мынадай нәтижелерге қол жеткізілді:

Жану камерасындағы гептанның тамшыларының радиус бойынша таралуы зерттелінді. Бөлшектердің таралу радиустарының мәні бірдей болғанымен, олардың камера ішіндегі сипаты әр түрлі. Қарапайым модельде жану камерасындағы бөлшектердің ең төменгі радиус мәні

5 мкм болса, максимал мәні 50 мкм-ге жетеді. Сонымен қатар бөлшектер камера биіктігі бойымен әр түрлі мәндері бойынша таралад.

Жану камерасындағы гептан тамшыларының әр түрлі уақыт мезеттеріндегі температура бойынша таралу графиктері алынды. Аталған нәтижелер стохастты модельді қолдана отырып, алынды. $t=0,98$ мс уақыт мезетінде камераның төменгі бөлігінде радиустары үлкен бөлшектер шоғырланған, олардың температурасы 400 К тең.

Келесі уақыт мезеттерінде бөлшектер ыдырап, камера биіктігі бойымен жоғары қарай

жылжиды. $t=1,49$ мс уақыт мезетінде бөлшектердің температурасы 500 К-ге жетед.

Жану камерасындағы гептанның жану өнімдерінің температурасының таралуы қарастырылды. Бастапқы уақыт мезетінде температуралық алау камера биіктігі бойымен 5 см биіктікке жетеді. Келесі $t=1,49$ мс уақытта температуралық алаудың ені кішірейіп, камераның тек ені бойымен тарала бастайды. Сәйкесінше, алаудың ядросындағы температура мәні 760 К құрайды. Ал $t=1,98$ мс уақытта камераның екінші жақтауында жоғары температура мәндері байқалып, оның мәні 1000 К жетеді.

Әдебиеттер

- 1 Askarova A. S., Bolegenova, S.A., Maximov, V.Y., Bekmukhamet, A., Beketayeva M., Gabitova Z. Control of Harmful Emissions Concentration into the Atmosphere of Megacities of Kazakhstan Republic // International Conference on Future Information Engineering (FIE2014), IERI Procedia. – Beijing, Peoples R China. – 2014. – pp. 252-258.
- 2 Askarova, A. S., Maximov, V., 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.
- 3 Askarova A., Bolegenova S., Bolegenova S., Maximov V., Manatbayev R, Yergaliyeva A., Gabitova Z., Maxutkhanova A., Shortanbayeva Zh., Boranbayeva A., Berdikhan K. Application of 3D modelling for solving the problem of combustion coal-dust flame // Bulgarian Chemical Communications. – Special Issue E, 2016. – P. 236-241.
- 4 Askarova A., Bolegenova S., Mazhrenova N., Bolegenova Symbat, Manatbayev R., Berezovskaya I., Maximov V., Ospanova Sh., Nugymanova A., Shortanbayeva Zh. 3D modelling of heat and mass transfer processes during the combustion of liquid fuel // Bulgarian Chemical Communications. – Special Issue E, 2016. – P. 229-235.
- 5 Askarova A.S., Heierle E.I., Bolegenova S.A., Maximov V.Ju., Bolegenova S.A., Manatbayev R.M., Beketaeva T., Ergalieva A.B. CFD study of harmful substances production in coal-fired power plant of Kazakhstan // Bulgarian Chemical Communications. – Special Issue E, 2016. – P. 260-265.
- 6 Askarova A.S., Bolegenova S A., Bolegenova Symbat, Maximov V.Yu., Manatbayev R., Shortanbayeva Zh.K., Maksutkhanova A.M., Aldiyarova A.N., Boranbayeva A.E. Mathematical modeling of heat and mass transfer in the presence of physical-chemical processes // Bulgarian Chemical Communications. – Special Issue E, 2016. – P. 272-277.
- 7 Leithner R., Askarova A., Bolegenova S., Bolegenova S., Maximov V., Ospanova Sh., Ergalieva A., Nugymanova A., Beketayeva M. Computational modeling of heat and mass transfer processes in combustion chamber at power plant of Kazakhstan // MATEC Web of Conferences DOI: 10.1051/mateconf/20167606001, 2016. – 5p.
- 8 Askarova, A., Bolegenova, S., Bolegenova, S., Boranbayeva, A., Berdikhan, K. Application of numerical methods for calculating the burning problems of coal-dust flame in real scale // International Journal of Applied Engineering Research. – Vol. 11, Issue 8, 2016, pp. 5511-5515.
- 9 Askarova A., Bolegenova S. et al. Influence of boundary conditions to heat and mass transfer processes // Intern. Journal of Mechanics. – 2016. – Vol.10. – P. 320-325.
- 10 Askarova A., Bolegenova S., Maximov V. et al. On the effect of the temperature boundary conditions on the walls for the processes of heat and mass transfer // International Journal of Mechanics. – 2016. – Vol.10. – P. 349-355.
- 11 Ramaswamy M.C., Gupta M.C. Some Aspects of Flame Quenching in a Spark Ignition Engine // Archiwum Termodynamiki i Spalania. – 1979. – Vol. 18, №3. – P. 405-418.
- 12 Moses E., Yarin A.L. and Bar-Yoseph P. On Knocking Prediction in Spark Ignition Engines // Combust. Flame. – 1995. – Vol. 101, №3. – P. 239-261.
- 13 Gorokhovski M. The stochastic Lagrangian model of drop breakup in the computation of liquid sprays // Atomization and Sprays. – 2001. – Vol. 1, №5. – P. 169-176.
- 14 Apte S.V., Gorokhovski M., Moin P. LES of atomizing spray with stochastic modeling of secondary breakup // International Journal of Multiphase Flow. – 2003. – Vol. 29, №9. – P. 1503-1522.
- 15 Vinkovic I., Aguirre C., Simoëns S., Gorokhovski M. Large eddy simulation of droplet dispersion for inhomogeneous turbulent wall flow // International journal of multiphase flow. – 2006. – Vol. 32, №3. – P. 344-364.
- 16 Gorokhovski M.A., Saveliev V.L. Analyses of Kolmogorov's model of breakup and its application into Lagrangian computation of liquid sprays under air-blast atomization // Physics of Fluids. – 2003. – Vol. 5, №1. – P. 184-192.
- 17 Wilcox D. Turbulence Modeling for CFD. – La Canada: DCW Industries, Inc, 1993. – 460p.
- 18 Hinze J. O. Turbulence. – New York: McGraw-Hill Publishing Co, 1975. – 404 p.
- 19 Leithner, R., Müller H. CFD studies for boilers // Second M.I.T. Conference on Computational Fluid and Solid Mechanics – Cambridge, 2003. – P.172.
- 20 Sabel'nikov V., Gorokhovski M., Baricault N. The extended IEM mixing model in the framework of the composition PDF approach: applications to diesel spray combustion // Combustion Theory and Modelling. – 2006. – Vol.10, №1. – P. 155-169.

- 21 Jianping L., Tatsuo U., Osami K., Zhiming L., Yulu L. Lagrangian dispersion in turbulent channel flow and its relationship to Eulerian statistics // International Journal of Heat and Fluid Flow. – 2007. – Vol.28. – P.871-881.
- 22 Fackrell J. E., Robins A. G. Concentration fluctuations and fluxes in plumes from point sources in a turbulent boundary layer // J. Fluid Mech. – 1982. – Vol.117. – P.1-26.

References

1. A.S. Askarova, S.A. Bolegenova, V.Y. Maximov, A. Bekmukhamet, M. Beketayeva, and Z. Gabitova, International Conference on Future Information Engineering (FIE2014), IERI Procedia, (Beijing, Peoples R China, 2014), 252-258.
2. A.S. Askarova, V. Maximov, M. Beketayeva, and P. Safarik, Journal of thermal science, 24(3), 275-282, (2015).
3. A. Askarova, S. Bolegenova, S. Bolegenova, V. Maximov, Manatbayev R, A. Yergaliyeva, Z. Gabitova, A. Maxutkhanova, Zh. Shortanbayeva, A. Boranbayeva, and K. Berdikhan, Bulgarian Chemical Communications, Special Issue E, 236-241, (2016).
4. A. Askarova, S. Bolegenova, N. Mazhrenova, Symbat Bolegenova, R. Manatbayev, I. Berezovskaya, V. Maximov, Sh. Ospanova, A. Nugymanova, and Zh. Shortanbayeva, Bulgarian Chemical Communications, Special Issue E, 229-235, (2016).
5. A.S. Askarova, E.I. Heierle, S.A. Bolegenova, V.Ju. Maximov, S.A. Bolegenova, R. Manatbayev, M.T. Beketaeva, and A.B. Ergalieva, Bulgarian Chemical Communications, Special Issue E, 260-265, (2016).
6. A.S. Askarova, S.A. Bolegenova, Symbat Bolegenova, V.Yu. Maximov, R. Manatbayev, Zh.K. Shortanbayeva, A.M. Maksutkhanova, A.N. Aldiyarova, and A.E. Boranbayeva, Bulgarian Chemical Communications, Special Issue E, 272-277, (2016).
7. R. Leithner, A. Askarova, S. Bolegenova, S. Bolegenova, V. Maximov, Sh. Ospanova, A. Ergalieva, A. Nugymanova, and M. Beketayeva, MATEC Web of Conferences, 5p, (2016). doi: 10.1051/mateconf/20167606001.
8. A. Askarova, S. Bolegenova, S. Bolegenova, A. Boranbayeva, and K. Berdikhan, International Journal of Applied Engineering Research 11 (8), 5511-5515, (2016).
9. A. Askarova, S. Bolegenova et al. Intern. Journal of Mechanics 10, 320-325, (2016).
10. A. Askarova, S. Bolegenova, V. Maximov et al., International Journal of Mechanics, 10, 349-355, (2016).
11. M.C. Ramaswamy and M.C. Gupta, Archiwum Termodynamiki i Spalania 18, No3, 405-418, (1979).
12. E. Moses, A.L. Yarin and P. Bar-Yoseph Combust. Flame 101, No3, 239-261, (1995).
13. M. Gorokhovski, Atomization and Sprays 1, No 5, 169-176, (2001).
14. S.V. Apte, M. Gorokhovski, and P.Moin, International Journal of Multiphase Flow 29, No9, 1503-1522, (2003).
15. I. Vinkovic, C. Aguirre, S. Simoëns, and M. Gorokhovski, International journal of multiphase flow 32, No3, 344-364, (2006).
16. M.A. Gorokhovski and V.L. Saveliev, Physics of Fluids 5, No1, 184-192, (2003).
17. D. Wilcox, Turbulence Modeling for CFD, (La Canada: DCW Industries, Inc, 1993), 460 p.
18. J.O. Hinze Turbulence, (New York: McGraw-Hill Publishing Co, 1975), 404 p.
19. R. Leithner and H.Müller, Second M.I.T. Conference on Computational Fluid and Solid Mechanics, (Cambridge, 2003), p.172.
20. V. Sabel'nikov, M. Gorokhovski, and N. Baricault, Combustion Theory and Modelling 10, No1, 155-169, (2006).
21. L. Jianping, U. Tatsuo, K. Osami, L. Zhiming, and L.Yulu, International Journal of Heat and Fluid Flow 28, 871-881, (2007).
22. J.E. Fackrell and A.G. Robins, J. Fluid Mech. 117, 1-26, (1982).

МРНТИ 29.01.07, 29.17.01, 29.05.03

Абишев М.^{1*}, Малыбаев А.¹, Кеведо Э.²

¹Казахский национальный университет имени аль-Фараби,
физико-технический факультет, г. Алматы, Казахстан

²Национальный автономный университет Мексики, г. Мехико, Мексика,
*e-mail: abishevme@mail.ru

ПРОСТРАНСТВО РАВНОВЕСНЫХ СОСТОЯНИЙ ГАЗА ВАН-ДЕР-ВААЛЬСА

Мы исследуем геометрические свойства равновесного многообразия термодинамической системы, определяемое уравнением состояния Ван-дер-Ваальса. Мы используем формализм геометротермодинамики, чтобы получить результаты, которые инвариантны относительно преобразований Лежандра, то есть независимы от выбора термодинамического потенциала. Наиболее важные понятия геометротермодинамики представлены и объяснены простым способом, без использования технических подробностей и деталей. Метрика равновесного многообразия вычисляется в явном виде через соответствующие координаты, которые можно интерпретировать как внутренняя энергия и объем газа. Доказано, что равновесное многообразие искривляется из-за существования термодинамического взаимодействия. Это обозначает, что между частицами газа существует взаимодействие, которое исчезает в пределе идеального газа. Кроме того, доказано, что сингулярности кривизны находятся в тех точках, где возникают фазовые переходы первого рода.

Ключевые слова: геометротермодинамика, фазовое пространство, пространство равновесных состояний, энтропийное представление, термодинамическая кривизна.

Abishev M.^{1*}, Malybayev A.¹, Quevedo H.²

¹Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan

²National Autonomous University of Mexico, Mexico, Mexico,
*e-mail: abishevme@mail.ru

The equilibrium manifold of the van der Waals gas

We investigate the geometric properties of the equilibrium manifold of a thermodynamic system, determined by the Van der Waals equation of state. We use the formalism of geometrothermodynamics to obtain results that are invariant under the Legendre transforms, that is, independent of the choice of the thermodynamic potential. The most important concepts of geometrothermodynamics are presented and explained in a simple way, without the use of technical mathematical details. The metric of the equilibrium manifold is calculated in explicit form through the corresponding coordinates, which can be interpreted as the internal energy and volume of the gas. It is proved that the equilibrium manifold is curved due to the existence of thermodynamic interaction. This means that there is an interaction between the gas particles, which disappears in the ideal gas limit. In addition, it is proved that the curvature singularities are located at those points where first-order phase transitions occur.

Key words: geometrothermodynamics, phase space, equilibrium space, entropy representation, thermodynamic curvature.

Әбішев М.^{1*}, Малыбаев А.¹, Кеведо Э.²¹Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті,
физика-техникалық факультет, Алматы қ., Қазақстан²Мексика ұлттық автономды университеті, Мехико қ., Мексика,
*e-mail: abishevme@mail.ru**Ван-дер-Ваальс газы тепе-теңдік күйлер кеңістігі**

Ван-дер-Ваальс күй теңдеуімен анықталатын термодинамикалық жүйенің тепе-теңдік көпбейнесінің геометриялық қасиеттерін зерттедік. Біз Лежандр түрлендірулеріне қатысты инвариантты, яғни термодинамикалық потенциалды таңдаудан тәуелсіз нәтижелерге қол жеткізу үшін геометротермодинамика формализмін қолдандық. Геометротермодинамиканың ең маңызды тұжырымдары техникалық ұсақ-түйек мәліметтер мен егжей-тегжейлеріне тоқталмай қарапайым түрде көрсетіліп, түсіндіріледі. Тепе-теңдік көпбейнесі метрикасы газдың ішкі энергиясы мен көлемі ретінде түсіндірілетін сәйкес координаттар арқылы айқын түрде есептелген. Тепе-теңдік көпбейнесі термодинамикалық әсерлесу бар болуы салдарынан қисаятындығы дәлелденді. Бұл газ бөлшектері арасында идеал газ шегінде жоғалып кететін өзара әсерлесу бар екендігін білдіреді. Сонымен қатар, қисықтық сингулярлығы бірінші текті фазалық ауысу орын алған нүктелерде болатыны дәлелденген.

Түйін сөздер: геометротермодинамика, фазалық кеңістік, тепе-теңдік күйлер кеңістігі, энтропиялық көрініс, термодинамикалық қисықтық.

Введение

Известно, что в природе существуют четыре различных вида взаимодействий и все они могут быть выражены посредством дифференциальной геометрии. Действительно, Эйнштейн предложил удивительный принцип “напряженность поля = кривизна” для объяснения физики гравитационного поля [1, 2]. В этом случае, кривизна означает кривизну пространства-времени, т.е. риманово многообразие с метрикой, согласующейся со связью, которая является единственной, вследствие предположения, что нет тензора кручения. Вторым элементом общей теории относительности является уравнения Эйнштейна $R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R = 8\pi GT_{\mu\nu}$, которые впервые установили удивительный принцип “геометрия = энергия”.

Фундаментальные концепции этого принципа были спорными, когда впервые были сформулированы; однако, экспериментальное доказательство показало их правильность и даже современные обобщения теории Эйнштейна следуют этим принципам. С другой стороны, так как напряженность поля может рассматриваться как мера гравитационного взаимодействия, мы можем сделать вывод, что общая идея общей теории относительности может быть выражена в принципе “взаимодействие = кривизна”.

Открытие Янгом и Миллсом [3] того, что электромагнетизм может быть интерпретирован как калибровочная абелева теория и что

неабелевы обобщения могут быть сконструированы по похожему пути, и представляет главное достижение. Сегодня известно, что электромагнетизм может быть описан геометрически через элементы главного расслоения. В этом случае базовое многообразие является пространством-временем Минковского, а стандартный слой является калибровочной группой $U(1)$, которая представляет внутреннюю симметрию электромагнетизма, и связь вдоль слоя будет локальным поперечным сечением, которое принимает значения в алгебре $U(1)$.

Этот результат открыл возможность фиксирования исходной метрики, в соответствии с желаемыми свойствами базового многообразия и выбора различных связностей как локальных поперечных сечений главного расслоения. Особенно это было показано, что связности со значениями алгебры Ли калибровочных групп $SU(2)$ и $SU(3)$ могут быть использованы, чтобы показать внутренние симметрии слабого и сильного взаимодействий, соответственно. Этот интересный геометрический подход представляет основу для конструирования современных калибровочных теорий, которые используются как стартовая точка для формулирования физики электромагнитного, слабого и сильного взаимодействий. Отсюда следует, что принцип “кривизна = взаимодействие” выполняется для всех известных сил в природе, и является фундаментальным элементом для конструирования соответствующих калибровочных теорий.

Сейчас рассмотрим случай термодинамической системы. В очень широком смысле

можно сказать, что в термодинамической системе составляющие части являются предметом для действия всех известных сил. Однако нет необходимости рассматривать все физические детали каждого взаимодействия. В действительности, благодаря большому числу частиц, заключенных в системе, только статический подход возможен, из которого можно получить средние значения физических величин, таких как, энергия, энтропия и т.д. Возникает вопрос, где еще возможно найти геометрическое конструирование, для которого принцип “кривизна = термодинамическое взаимодействие” действителен. В данной работе мы увидим, что формализм геометротермодинамики [4] удовлетворяет этому требованию. Во-первых, мы должны заметить, что наша интерпретация термодинамического взаимодействия основывается на статистическом подходе к термодинамике, в котором все свойства системы могут быть получены из точного вида соответствующего Гамильтониана [5]. Как обычно, взаимодействие между частицами системы описывается потенциальной частью Гамильтониана. Следовательно, если потенциал исчезает, мы говорим, что система не обладает термодинамическим взаимодействием.

В этой работе мы представим формализм геометротермодинамики, используя Риманову контактную геометрию для определения термодинамического фазового многообразия и равновесного многообразия. Здесь объясняется почему необходимо вводить вспомогательное фазовое многообразие, чтобы учитывать в подходящей форме преобразования Лежандра. Мы используем наш формализм, чтобы изучать геометрические свойства равновесного многообразия газа Ван-дер-Ваальса и находим, что в общем оно искривлено для произвольных значений параметров, за исключением предельного случая идеального газа, для которого многообразие превращается в плоское. Более того, показано, что сингулярности кривизны расположены в тех точках, где возникают фазовые переходы первого рода.

Эта статья организована следующим образом. Сначала мы представляем главные принципы Римановой контактной геометрии, которая необходима для определения фазового многообразия и его равновесного подмногообразия. Дана характерная метрика, которая инвариантна относительно полных преобразований Лежандра, и используется для описания систем, в

которых имеют место фазовые переходы первого рода. Затем мы исследуем геометрические свойства равновесного многообразия для системы Ван-дер-Ваальса, его кривизны и сингулярностей. В заключении мы обсуждаем наши результаты. Во всей статье мы используем единицы, в которых $k_B = 1$.

Основные положения формализма геометротермодинамики

В формализме геометротермодинамики (ГТД) используются геометрические подходы, которые используются в общей теории относительности (ОТО).

Для описания термодинамической системы в ГТД, необходимо сделать следующее:

- построить термодинамическое фазовое пространство τ , подпространством которого является пространство равновесных состояний ε , геометрические свойства которого описывают термодинамические свойства соответствующей термодинамической системы.

- Затем вводится фундаментальная форма Гиббса θ .

- Для пространства τ вводят так называемую термодинамическую метрику G .

- Затем находим метрику g для пространства равновесных состояний ε .

- Зная метрику g , мы рассчитываем кривизну пространства равновесных состояний, которая называется термодинамической кривизной.

Согласно формализму ГТД тензор кривизны (термодинамическая кривизна) является мерой взаимодействия между компонентами термодинамической системы.

Триплет (τ, θ, G) называется Римановым контактным многообразием и оно выражает структуру и геометрические свойства классической термодинамической системы.

Для построения τ необходимо определить: экстенсивные переменные, например, энтропию S , объём V , затем интенсивные переменные, скажем температуру T , давление P , а также термодинамический потенциал, скажем внутреннюю энергию U . Эти термодинамические переменные используются как координаты в 5-мерном фазовом пространстве $\tau(S, U, V, T, P)$.

Для пространства равновесных состояний ε в качестве координат мы выбираем переменные (S, V) . Затем вводится фундаментальная форма Гиббса θ , которая имеет вид:

$$\theta = dU - TdS + PdV \quad (1)$$

В этом случае фундаментальное уравнение имеет энергетическое представление [6]:

$$U = U(S, V). \quad (2)$$

Для описания структуры пространства τ вводят так называемую термодинамическую метрику $G(S, U, V, T, P)$. Фундаментальная форма Гиббса θ и метрика G инвариантны относительно преобразований Лежандра для случая системы с 2 термодинамическими степенями

свободы (S, V), то есть геометрическая структура фазового пространства τ инвариантна относительно преобразований Лежандра.

Для случая системы с двумя степенями свободы, использующей энергетическое представление, преобразования Лежандра для фазового пространства τ выражаются как преобразование координат в следующем виде: $(U, S, V, T, P) \rightarrow (\tilde{U}, \tilde{S}, \tilde{V}, \tilde{T}, \tilde{P})$. Эти преобразования можно осуществить следующими способами [7]:

$$\tilde{U}_1 = U - TS, \quad S = -\tilde{T}, \quad T = \tilde{S}, \quad V = \tilde{V}, \quad P = \tilde{P} \quad (3)$$

$$\tilde{U}_2 = U + PV, \quad S = \tilde{S}, \quad T = \tilde{T}, \quad V = \tilde{P}, \quad -P = \tilde{V} \quad (4)$$

$$\tilde{U}_3 = U - TS + PV, \quad S = -\tilde{T}, \quad T = \tilde{S}, \quad V = \tilde{P}, \quad -P = \tilde{V} \quad (5)$$

где $\tilde{U}_1 = F$ свободная энергия Гельмгольца,

$\tilde{U}_2 = H$ энтальпия,

$\tilde{U}_3 = G$ потенциал Гиббса.

Если через $\tilde{\theta}_i$, $i = 1, 2, 3$ мы обозначим результат, полученный после применения преобразования Лежандра (3)-(5) к фундаментальной форме Гиббса θ , то можно показать, что:

$$\tilde{\theta}_i = d\tilde{U}_i - \tilde{T}d\tilde{S} + \tilde{P}d\tilde{V} \quad (6)$$

это означает, что θ является Лежандр-инвариантным геометрическим объектом.

В формализме геометротермодинамике необходимо, чтобы метрика G для фазового пространства τ тоже являлась Лежандр-инвариантной. Метрику G можно написать в следующем виде:

$$G = (dU - TdS + PdV)^2 + (ST)^{2k+1} dSdT + (VP)^{2k+1} dVdP \quad (7)$$

Если через \tilde{G}_i , $i = 1, 2, 3$ мы обозначим результат, полученный после применения преобразования Лежандра (3)-(5) к метрике G , можно показать, что:

$$\tilde{G}_i = (d\tilde{U}_i - \tilde{T}d\tilde{S} + \tilde{P}d\tilde{V})^2 + (\tilde{S}\tilde{T})^{2k+1} d\tilde{S}d\tilde{T} + (\tilde{V}\tilde{P})^{2k+1} d\tilde{V}d\tilde{P} \quad (8)$$

это означает, что G является Лежандр-инвариантным геометрическим объектом.

Следующим важным элементом формализма геометротермодинамики является пространство равновесных состояний ε . В качестве координат ε возьмем следующий набор экстенсивных переменных (S, V). Тогда оставшиеся координаты τ должны быть функциями S и V , то есть:

$$U = U(S, V), \quad T = T(S, V), \quad P = P(S, V) \quad (9)$$

Далее мы требуем, чтобы проекция фундаментальной формы Гиббса θ на пространство равновесных состояний ε была равна нулю:

$$\theta|_{\varepsilon} = 0 \Leftrightarrow dU = TdS - PdV \quad (10)$$

Так как $U = U(S, V)$, следовательно:

$$\frac{\partial U}{\partial S} = T, \quad \frac{\partial U}{\partial V} = -P \quad (11)$$

В классической термодинамике эти соотношения являются условиями термодинамического равновесия. Проецируя метрику G

фазового пространства τ на ε , можно получить метрику g для пространства равновесных состояний:

$$G|_{\varepsilon} = g = g(S, V) \quad (12)$$

Тогда имеем, используя (10)-(12):

$$g = \left(S \frac{\partial U}{\partial S} \right)^{2k+1} \frac{\partial^2 U}{\partial S^2} dS^2 + \left(V \frac{\partial U}{\partial V} \right)^{2k+1} \frac{\partial^2 U}{\partial V^2} dV^2 + \left[\left(S \frac{\partial U}{\partial S} \right)^{2k+1} + \left(V \frac{\partial U}{\partial V} \right)^{2k+1} \right] \frac{\partial^2 U}{\partial S \partial V} dS dV \quad (13)$$

В дальнейшем для системы с двумя степенями свободы мы будем использовать энтропийное представление. Тогда фундаментальное уравнение имеет вид $S = S(U, V)$. Преобразуя уравнение (1) можно получить энтропийное представление формы Гиббса θ :

$$\tilde{S}_1 = S - U\beta, \quad U = -\tilde{\beta}, \quad \beta = \tilde{U}, \quad V = \tilde{V}, \quad \vartheta = \tilde{\vartheta} \quad (16)$$

$$\tilde{S}_2 = S - V\vartheta, \quad U = \tilde{U}, \quad \beta = \tilde{\beta}, \quad V = -\tilde{\vartheta}, \quad \vartheta = \tilde{V} \quad (17)$$

$$\tilde{S}_3 = S - U\beta - V\vartheta, \quad U = -\tilde{\beta}, \quad \beta = \tilde{U}, \quad V = -\tilde{\vartheta}, \quad \vartheta = \tilde{V} \quad (18)$$

Здесь для пространства равновесных состояний ε в качестве координат возьмем экстенсивные переменные (U, V) . Тогда оставшиеся координаты τ должны быть функциями U и V :

$$S = S(U, V), \quad \beta = \beta(U, V), \quad \vartheta = \vartheta(U, V) \quad (19)$$

Как ранее было отмечено, требуем следующие условия:

$$\theta_s|_{\varepsilon} = 0, \quad G_s|_{\varepsilon} = g_s = g_s(U, V) \quad (20)$$

Из первого условия получаем:

$$dS = \frac{1}{T} dU + \frac{P}{T} dV, \quad \frac{\partial S}{\partial U} = \frac{1}{T}, \quad \frac{\partial S}{\partial V} = \frac{P}{T} \quad (21)$$

$$\theta_s = dS - \frac{1}{T} dU - \frac{P}{T} dV \quad (14)$$

Тогда фазовое пространство τ будет иметь следующие координаты $(S, U, V, \beta, \vartheta)$, где $\beta = \frac{1}{T}$, $\vartheta = \frac{P}{T}$. В этом случае метрика G фазового пространства \mathcal{T} будет иметь вид:

$$G_s = \left(dS - \frac{1}{T} dU - \frac{P}{T} dV \right)^2 + \left(\frac{U}{T} \right)^{2k+1} dU d\left(\frac{1}{T} \right) + \left(\frac{VP}{T} \right)^{2k+1} dV d\left(\frac{P}{T} \right) \quad (15)$$

Преобразования Лежандра для фазового пространства τ выражаются как преобразование координат в следующем виде: $(U, S, V, \beta, \vartheta) \rightarrow (\tilde{U}, \tilde{S}, \tilde{V}, \tilde{\beta}, \tilde{\vartheta})$. Эти преобразования можно осуществить следующими способами:

Из второго условия получаем:

$$g_s = \left(U \frac{\partial S}{\partial U} \right)^{2k+1} \frac{\partial^2 S}{\partial U^2} dU^2 + \left(V \frac{\partial S}{\partial V} \right)^{2k+1} \frac{\partial^2 S}{\partial V^2} dV^2 + \left[\left(U \frac{\partial S}{\partial U} \right)^{2k+1} + \left(V \frac{\partial S}{\partial V} \right)^{2k+1} \right] \frac{\partial^2 S}{\partial U \partial V} dU dV \quad (22)$$

Газ Ван-дер-Ваальса

Давайте рассмотрим фундаментальное уравнение для газа Ван-дер-Ваальса в энтропийном представлении:

$$S = \frac{3}{2} \ln \left(U + \frac{a}{V} \right) + \ln(V - b) \quad (23)$$

где U – внутренняя энергия, V – объем, a и b – постоянные. Параметр b ассоциируется с

объемом молекул газа и играет качественную роль в описании, где a ответственно за термодинамическое взаимодействие. Соответствующие интенсивные переменные могут быть получены из первого закона термодинамики $dS = \frac{1}{T} dU + \frac{P}{T} dV$ как:

$$T = \left(\frac{\partial S}{\partial U} \right)^{-1} = \frac{2}{3} \left(U + \frac{a}{V} \right),$$

$$P = \left(\frac{\partial S}{\partial V} \right) \left(\frac{\partial S}{\partial U} \right)^{-1} = \frac{2UV^2 - aV + 3ab}{3V^2(V-b)} \quad (24)$$

Метрика в этом случае будет ($k = 0$):

$$g = \left(\frac{\partial S}{\partial U} U + \frac{\partial S}{\partial V} V \right)$$

$$\left(\frac{\partial^2 S}{\partial U^2} dU^2 + 2 \frac{\partial^2 S}{\partial U \partial V} dU dV + \frac{\partial^2 S}{\partial V^2} dV^2 \right) \quad (25)$$

которая определяет равновесное многообразие. Тогда для газа Ван-дер-Ваальса она будет выглядеть:

$$R = \frac{N_{vdW}(U, V)}{(V^3 U - 2aV^2 + 6Vba - 3ab^2)^2 (5UV^2 - 3UVb - aV + 3ab)^3} \quad (29)$$

таким образом, сингулярности кривизны определяются как нули двух полиномов, входящих в знаменатель. Функция $N_{vdW}(U, V)$ есть полином, который отличен от нуля в тех точках, где знаменатель исчезает. Используя выражение для давления, данное в уравнении (24) можно показать, что:

$$V^3 U - 2aV^2 + 6Vba - 3ab^2 =$$

$$= \frac{3}{2} (V-b) (PV^3 - aV + 2ab) \quad (30)$$

и

$$5UV^2 - 3UVb - aV + 3ab =$$

$$= 3V(V-b)(U + PV) \quad (31)$$

$$g = \frac{1}{2} \frac{5UV^2 - 3UVb - aV + 3ab}{(UV+a)^3 (V-b)}$$

$$\left[-\frac{3}{2} V^2 dU^2 + 3adUdV - \frac{W(U, V)}{2V^2 (V-b)^2} dV^2 \right] \quad (26)$$

где

$$W(U, V) = 2V^4 U^2 - 2V^3 Ua - a^2 V^2 +$$

$$+ 12aV^2 bU + 6Vba^2 - 6ab^2 UV - 3b^2 a^2 \quad (27)$$

В предельном случае $a = 0$ и $b = 0$ (предел идеального газа) вышенаписанное выражение уменьшается до метрики:

$$g = -\frac{5}{2} \left(\frac{3}{2} \frac{dU^2}{U^2} + \frac{dV^2}{V^2} \right) \quad (28)$$

тензор кривизны которого равен нулю. Это подтверждает, что равновесное многообразие идеального газа плоское, означающее отсутствие термодинамического взаимодействия.

В общем случае $a \neq 0$ и $b \neq 0$, тензор кривизны отличен от нуля. Мы объясняем этот результат как условие присутствия термодинамического взаимодействия. Соответствующий скаляр кривизны может быть записан как:

Заключение

В этой работе мы представили результат формализма геометротермодинамики, начинающийся с геометрических свойств равновесного многообразия и требования, что они не зависят от выбора термодинамического потенциала. Таким образом, становится ясным, почему необходимо вводить вспомогательное фазовое многообразие, где хорошо определены преобразования Лежандра. Так как равновесное многообразие определено посредством сглаживания как подпространство фазового многообразия, которое заведомо Лежандр-инвариантно, и, следовательно, оно наследует свойство инвариантности.

Мы используем специфическую метрику фазового многообразия, которая инвариантна относительно полных преобразований Лежандра, чтобы вывести метрику для равновесного многообразия. Было показано, что вся геометри-

ческая структура равновесного многообразия определяется только через фундаментальное уравнение.

Случай термодинамической системы, описываемый уравнением Ван-дер-Ваальсом был детально проанализирован. Во-первых, мы нашли точный вид метрики равновесного многообразия и показали, что она соответствует, в общем, искривленному пространству и показали, что кривизна может быть использована как мера термодинамического взаимодействия. В предельном случае, то есть для идеального газа, кривизна исчезает, что характерно для системы без термодинамического взаимодействия. Было показано, что сингулярности кривизны равновесного многообразия Ван-дер-Ваальса расположены в тех местах, где имеет место фазовые переходы первого рода. Конечно, это является пределом справедливости равновесной термодинамики, и, следовательно, формализма геометротермодинамики.

Литература

- 1 Misner C. W., Thorne K. S., and Wheeler J. A. Gravitation. – San Francisco: W. H. Freeman, 1973.
- 2 Frankel T., The geometry of physics: An introduction. – UK, Cambridge: Cambridge University Press, 1997.
- 3 Yang C. N., Mills R. L. Conservation of Isotopic Spin and Isotopic Gauge Invariance // Physical Review. – 1954. – Vol. 96. – No. 1. – P. 191.
- 4 Quevedo H. Geometrothermodynamics // J. Math. Phys. – 2007. – Vol. 48. – P. 1-3.
- 5 Greiner W., Neise L. and Stocker H. Thermodynamics and statistical mechanics. – New York: Springer, 1995.
- 6 Callen H. B. Thermodynamics and an introduction to thermostatistics. – New York: John Wiley & Sons Inc., 1985.
- 7 Arnold V. I. Mathematical Methods of Classical Mechanics. – New York: Springer, 1980.
- 8 Quevedo H. Curvature as a measure of the thermodynamic interaction // J. of the Korean Physical Society. – 2010. – Vol. 57. – No. 3. – P. 646-650.
- 9 Alvarez J., Quevedo H., Sanches A. Unified geometric description of black hole thermodynamics // Physical Review. – 2008. – Vol. 77. – P. 2-5.
- 10 Quevedo H., Sanches A. Geometrothermodynamics of black holes in two dimensions // Physical Review. – 2009. – Vol. 79. – P. 1-3.
- 11 Quevedo H. Geometrothermodynamics of black holes // Gen. Relativ. Gravit. – 2008. – Vol. 40. – P. 971-984.
- 12 Bravetti A., Momeni D., Myrzakulov R., Quevedo H. Geometrothermodynamics of higher dimensional black holes // Gen. Relativ. Gravit. – 2013. – Vol. 45. – P. 1603-1617.
- 13 Quevedo H., Sanchez A., Vazquez A. Relativistic like structure of classical thermodynamics // Gen. Relativ. Gravit. – 2015. – Vol. 47. – No. 36. – P. 1-18.
- 14 Quevedo H., Sanchez A. Geometrothermodynamics of asymptotically Anti-de Sitter black holes // J. High Energy Phys. – 2008. – Vol. 9. – No. 34.
- 15 Bravetti A., Momeni D., Myrzakulov R., Altaibayeva A. Geometrothermodynamics of Myers-Perry Black Holes // Advances in High Energy Physics. – 2013. – Vol. 2013. – P. 1-9
- 16 Caratheodory C. Examination of the foundations of thermodynamics // Math. Ann. – 1909. – Vol. 67. – P. 355
- 17 Weinhold F. Metric geometry of equilibrium thermodynamics // J. Chem. Phys. – 1975. – Vol. 63. – P. 2479
- 18 Bekenstein J. D. Black holes and entropy // Physical Review. – 1973. – Vol. 7. – P. 2333.
- 19 Ruppeiner G. Thermodynamics: a Riemannian geometric model // Physical Review. – 1979. – Vol. 20. – P. 1608.
- 20 Davies P. C. Thermodynamics of black holes // Rep. Prog. Phys. – 1978. – Vol. 41. – P. 1313.

References

- 1 C. W. Misner, K. S. Thorne, and J. A. Wheeler, Gravitation, (W. H. Freeman, San Francisco, 1973).
- 2 T. Frankel, The geometry of physics: An introduction. (Cambridge University Press, Cambridge, UK, 1997).
- 3 C. N. Yang, R. L. Mills, Phys. Rev., 96(1), 191, (1954).
- 4 H. Quevedo, J. Math. Phys., 48, 1-3, (2007).

- 5 W. Greiner, L. Neise and H. Stocker, Thermodynamics and statistical mechanics, (Springer, New York, 1995).
- 6 H. B. Callen, Thermodynamics and an introduction to thermostatics, (John Wiley & Sons, Inc., New York, 1985).
- 7 V. I. Arnold, Mathematical Methods of Classical Mechanics. (Springer, New York, 1980).
- 8 H. Quevedo, J. of the Korean Physical Society, 57(3), 646-650, (2010).
- 9 J. Alvarez, H. Quevedo, A. Sanches, Phys. Review D, 77, 2-5, (2008).
- 10 H. Quevedo, A. Sanches, Physical Review D, 79, 1-3, (2009).
- 11 H. Quevedo, Gen. Relativ. Gravit., 40, 971-984, (2008).
- 12 A. Bravetti, D. Momeni, R. Myrzakulov, H. Quevedo, Gen. Relativ. Gravit. 45, 1603-1617, (2013).
- 13 H. Quevedo, A. Sanchez, A. Vázquez, Gen. Relativ. Gravit., 47(36), 1-18, (2015).
- 14 H. Quevedo, A. Sanchez, J. High Energy Phys., 9(34), (2008).
- 15 A. Bravetti, D. Momeni, R. Myrzakulov, A. Altaibayeva, Advances in High Energy Physics, 2013, 1-9, (2013).
- 16 C. Caratheodory, Math. Ann. 67, 355, (1909).
- 17 F. Weinhold, J. Chem. Phys. 63, 2479, (1975).
- 18 J. D. Bekenstein, Physical Review, 7, 2333, (1973).
- 19 G. Ruppeiner, Physical Review, 20, 1608, (1979).
- 20 P. C. Davies, Rep. Prog. Phys., 41, 1313, (1978).

2-бөлім
**КОНДЕНСИРЛЕНГЕН КҮЙ ФИЗИКАСЫ ЖӘНЕ
МАТЕРИАЛТАНУ ПРОБЛЕМАЛАРЫ**

Раздел 2
**ФИЗИКА КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ
И ПРОБЛЕМЫ МАТЕРИАЛОВЕДЕНИЯ**

Section 2
**CONDENSED MATTER PHYSICS AND
MATERIALS SCIENCE PROBLEMS**

Ильина В.В.

Республиканский учебно-методический центр гражданской защиты КЧС МВД РК,
г. Алматы, Казахстан, e-mail: vilalm@mail.ru

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ЗАРОЖДЕНИЯ РАЗРУШЕНИЯ В ДЕФОРМИРУЕМОМ КРИСТАЛЛИЧЕСКОМ МАТЕРИАЛЕ

В работе представлена компьютерная модель развития динамического процесса разрушения в деформируемом структурном материале. Использование метода молекулярной динамики позволило выявить важные детали физического механизма зарождения разрушения, связанные с размерными эффектами, которым уделялось недостаточно внимания в прежних работах, в частности, вклад волновых процессов. Оценены физические параметры динамики атомной системы в классическом приближении, показано удовлетворительное соответствие с известными экспериментальными данными. Результаты работы будут способствовать лучшему пониманию данных методов акустической эмиссии при контроле состояния материалов конструкций ядерных реакторов, транспортных систем, строительных сооружений, геофизических структур.

Ключевые слова: разрушение, деформация, волновые процессы, компьютерное моделирование.

Ilyina V.V.

Republican Educational and Methodological Center for Civil Protection of the Ministry
of Emergency Situations of the Republic of Kazakhstan, Almaty, e-mail: vilalm@mail.ru

Study of dynamics of the fracture nucleation in a crystal material deformed

Computational modeling of the dynamics process of fracture in a deformed crystal material is presented. Molecular dynamic technique using allows to show some important features of the physical nature of the fracture nucleation, linked with size-effects, involving wave processes. Some physical characteristics of the system are determined in classical approximation and sufficiently good accordance with known experimental data is shown. Results of the paper will be useful for evaluating methods of structural materials, used for building the nuclear power reactors, transportation systems, geophysical areas, when controlled by acoustic emission and other commonly used methods.

Key words: fracture, deformation, wave processes, computer simulation.

Ильина В.В.

ҚР ІІМ ТЖК «Азаматтық қорғау республикалық оқу-әдістемелік орталығы» ЖШС,
Алматы қ., Қазақстан, e-mail: vilalm@mail.ru

Деформацияланған кристаллдық ортадағы бұзылу туындауының динамикасын зерттеу

Бұл жұмыста деформацияланған құрылымдық материалдағы динамикалық процесс дамуының компьютерлік моделі ұсынылған. Алдыңғы жұмыстарда, атап айтқанда, толқынды процестердің үлесіне жеткіліксіз назар аударылмағандықтан молекулярлық динамика әдісінің қолданылуы өлшемді әсерлерге байланысты бұзылу туындау механизмінің маңызды физикалық бөлшектерін айқындауға мүмкіндік берді. Классикалық жуықтаудағы атомдық жүйе

динамикасының физикалық параметрлері бағаланып, белгілі эксперименттік деректермен қанағаттанарлық сәйкестік көрсетілді. Жұмыстың нәтижелері ядролық реакторлық конструкциялардың, көлік жүйелерінің, құрылыстық құрылымдардың, геофизикалық құрылымдардағы материалдарды бақылау кезінде акустикалық эмиссия әдісінің көмегімен алынған мәліметтерді жақсырақ түсінуге мүмкіндік береді.

Түйін сөздер: бұзылу, деформация, толқындық процестер, компьютерлік модельдеу.

Введение

Возможность мониторингового контроля состояния конструкционных материалов узлов и блоков ядерных реакторов, энергетических установок, строительных сооружений, геофизических структур, нарушение целостности которых потенциально опасно для населения целых регионов, привлекает значительное внимание исследователей и инженеров [1-4], до настоящего времени оставаясь исключительно актуальным.

По общепринятой классификации методы контроля состояния материалов подразделяются на разрушающие и неразрушающие. Очевидно, что при оценке ответственных узлов и деталей конструкций и различных систем, повреждение которых представляет определенную опасность либо в принципе невозможно, приемлемы только неразрушающие методы. Одним из них является метод регистрации низкочастотных (далее мы используем аббревиатуру НЧ) колебаний, возникающих в материалах на стадиях зарождения и развития разрушения. В технике этот метод часто определяют как метод акустической эмиссии (АЭ). Он дает возможность наблюдать за протеканием динамических процессов, например, за зарождением и ростом микротрещин [5-6]. Этот метод достаточно широко применяется при исследовании макроскопических образцов металлов и сплавов.

В то же время, следует признать, что закономерности НЧ волновых процессов в материалах, их физические механизмы и источники в структурных материалах изучены недостаточно. Существующие на данный момент методики предварительной и последующей обработки сигналов НЧ эмиссии при пластической деформации и разрушении не позволяют определять доминирующие механизмы, ответственные за излучение низкочастотных волн в деформируемом материале, что в некоторых случаях затрудняет понимание деталей физических механизмов динамического зарождения и развития процессов разрушения. Это снижает вероятность получения точного прогноза поведения материала в последующие моменты времени.

В такой ситуации компьютерное моделирование [7-9] процессов, происходящих в материалах, деформируемых средах, приобретает особую важность, т.к. позволяет с малыми затратами и без нарушения штатного режима работы сложных технических систем и риска для реальных конструкций и отдельных узлов получить большой объем информации о поведении материалов в экстремальных условиях. Это особенно эффективно в отношении мониторинга конструкционных материалов ядерных реакторов [10, 11], доступ к которым в обычных условиях практически невозможен, а целостность их часто является гарантией безопасной эксплуатации мощных энергетических систем, обслуживающего персонала и даже населения региона.

Неразрушающий мониторинг, дающий надежную информацию о состоянии конструкционных материалов ядерного энергетического реактора, – залог безопасности как самого реактора так и экологической системы региона и его населения.

Сходные подходы могут быть использованы и для мониторинга состояния строительных конструкций высотных зданий, мостов, торговых и культурно-развлекательных, выставочных центров, а также кристаллических горных пород, что имеет прямой выход на проблему прогнозирования землетрясений.

Представленная работа имела целью построение компьютерной модели деформируемой условной структурной среды и отработку метода молекулярной динамики для получения характеристик возникающего в среде волнового поля.

Компьютерное моделирование и расчеты

Компьютерное моделирование методом молекулярной динамики и численные расчеты велись в среде ChemOffice, располагающей достаточно совершенными графическими возможностями.

Деформация границ кристалла осуществлялась дискретными или последовательными малыми скачкообразными смещениями атомов крайних слоев на небольшую величину. После

этого атомы второго и далее расположенных слоев в течение периода релаксации занимали новые соответствующие положения.

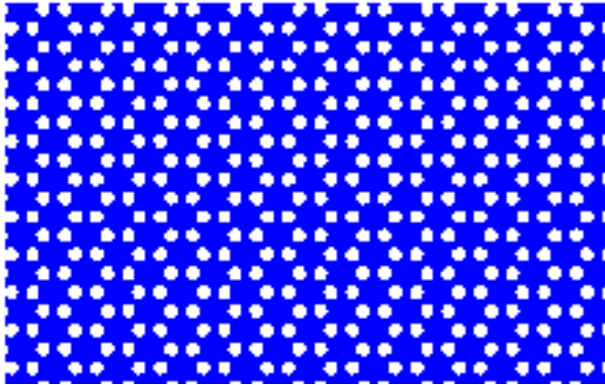


Рисунок 1 – Фрагмент модельного двумерного нанокристалла, использованного для расчетов

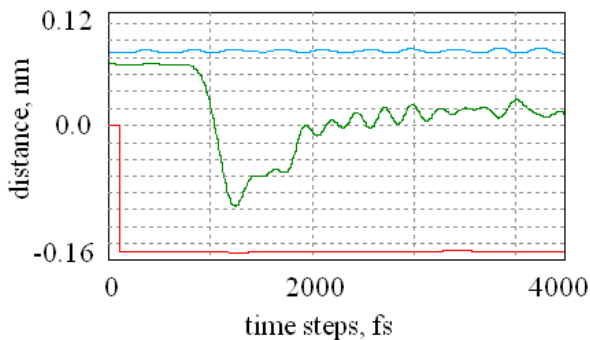


Рисунок 2 – Графики распространения фронта продольной волны деформации от границы в объем кристалла. Единичный инициирующий скачок деформации на границе показан красным цветом

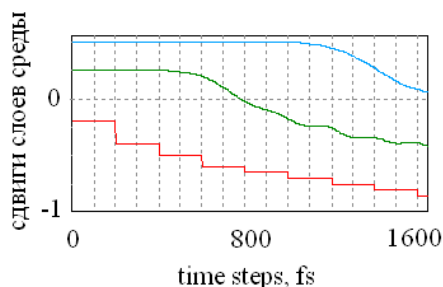


Рисунок 3 – Графики распространения фронта продольной деформации от границы в объем кристалла в процессе последовательных сдвигов граничного слоя (красный цвет)

На рис. 2 показаны графики продвижения фронта деформации растяжением после единичного скачкообразного смещения границы ($X = 0$), а также в процессе последовательных скачков, удлиняющих кристалл в направлении XX . Красным цветом показано смещение границы кристалла, зеленый график относится к слою, находящемуся на расстоянии 2.5 нм от границы, синий – к слою на глубине 10.8 нм. Отчетливо выражена особенность на зеленом графике обозначила момент времени, когда фронт деформации дошел до слоя 2.5 нм.

Дальнейшая немонотонность графика связана с волновой природой распространения деформационного возмущения. Видно, что за выбранное время расчета волна деформации еще не достигла слоя на глубине (синий график). Аналогичные измерения проводились в случае процесса деформации, развернутого во времени (рис.3). Представленные результаты иллюстрируют методику определения скорости продольной волны V_p . Можно отметить, что измеряемое значение скорости несколько возросло при увеличении дистанции, использованной для измерения времени прохождения, выходя на плато при 5.0 -6 км/с.

При определении скорости поперечной волны V_s использовалась аналогичная методика, но деформация на границе задавалась ступенькой сдвига вдоль направления ZZ всей границы или небольшого участка в центре. Было обнаружено, что при локализованном в центре источнике сдвиговой волны ее скорость несколько выше, чем в случае, когда источником является вся граница. По-видимому, это связано с тем, что при локализации источника эмиссии в пределах нескольких нанометров эффективный модуль сдвига (жесткость среды) увеличивается.

Предварительный анализ данных о смещениях частиц среды показал, что первоначальный импульс чистого сдвига на границе очень быстро трансформируется в смешанный тип волны в объеме кристалла. Средняя скорость распространения сдвиговой деформации V_s составила примерно 3000 – 4000 м/с. Результаты моделирования показали, что скорости распространения волн деформации в модельной наноразмерной среде хорошо коррелируют с известными значениями для макроскопического материала (приблизительно 5 000 м/сек), хотя это изначально не предполагалось.

Ниже приведены результаты наблюдений за характером колебательных процессов в кристаллите, подвергнутому растяжению с постоянной

скоростью. В определенный момент в центре кристаллита происходил разрыв связей между частью атомов, расположенных вдоль ZZ точно в центральной части. Причем деформирование кристалла не прекращалось. Время компьютерного эксперимента выбиралось достаточно большим, что обеспечивало возможность проследить за волновым полем кристалла как в процессе деформации до разрыва, так и после него.

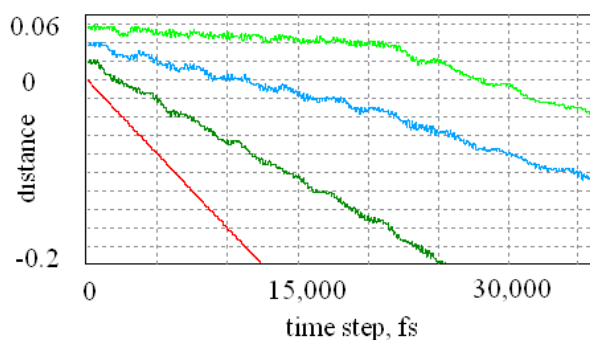


Рисунок 4 – Графики X-смещения частиц в различных слоях кристалла, подвергнувшегося растяжению с постоянной скоростью

На рис.4 представлены временные графики X-смещений частиц, расположенных в кри-

сталле при различных значениях X, но на одном уровне Z. В интервале времени меньше 4000 шагов отчетливо видны особенности, отвечающие различным временам достижения Р-волной слоев кристалла, расположенных ближе к центру. Разрыв в кристалле произошел в момент, соответствующий 20000 шагов. После этого прослеживаются закономерности «обратного хода» т.е. связанные с движением возникшей при разрыве волны деформации от центра к границам. Отчетливо видно, что характер колебаний в среде после момента разрыва изменился.

Заключение

Полученные результаты показывают, что при рассмотрении процессов разрушения в материалах следует учитывать динамику кристаллической решетки, и использование метода молекулярной динамики очень эффективно. Возможно, что на этой основе удастся разработать эффективные методы мониторинга состояния материалов с использованием НЧ эмиссии, точно локализирующие положение потенциального очага разрушения, и степень его развития, исходя из характеристик волнового поля НЧ акустической эмиссии, создавая базу для прогнозирования возникновения возможности разрушения.

Литература

- 1 Sovacool B.K., A Critical Evaluation of Nuclear Power and Renewable Electricity in Asia // Journal of Contemporary Asia. – 2010 – Vol. 40. – No. 3. – P. 381.
- 2 Соболев Г.А., Пономарев А.В. Физика землетрясений и предвестники. – М.: Наука, 2003. – 270с.
- 3 Ильина В.В., Тулеева С.В. и др. Исследование начальной стадии разрушения деформируемой кристаллической среды по характеристикам волнового поля // Фундаментальные проблемы современного материаловедения. Барнаул. – 2006. – Т.3. – №1. – С.79-81.
- 4 Paton James. Fukushima Crisis Worse for Atomic Power Than Chernobyl, UBS Says // Bloomberg Businessweek. – April 4. 2011.
- 5 Aggelis D.G. Characterization of Advanced Structural Materials by Acoustic Emission Indices // Nova Sci. Publishers Inc. – 2011. – 53.
- 6 Caprino G., Teti R. Quantitative Acoustic Emission for Fracture Behaviour of Laminates // J.Comp.Mat. – 1994. – V.28 (13) – P. 1237-1249.
- 7 Gutierrez A, Guihou J. Computational simulation of fracture of Materials in Comminution Devices. // Minerals Engineering. – 2014. – V.61 – P.73-81.
- 8 Bolokhonov R.R., Romanova V.R., Martynov S.A. Simulation of deformation and fracture of materials // Physical Mesomechanics – 2013. – V.16, 2. – P.133-140.
- 9 Talladi T., Schwartz A. Simulation of indentation fracture in crystalline materials // J.Am. Chem. Soc. – 2002. – V.124 (33). – P. 9912.
- 10 Roberts J.T. Structural Materials in Nuclear Power Systems – Springer Sci., 2013. – 485p.
- 11 Koutski J., Kocic J., Radiation Damage of Structural Materials. – Elsevier, 2013. – 362p.

References

- 1 B.K. Sovacool, Journal of Contemporary Asia, 40 (3), (2010).
- 2 G.A. Sobolev, A.V. Ponomarev, Fizika zemletryaseniy i predvestniki. (Moscow, Nauka, 2003), p.270. (in Russ)
- 3 V.V. Il'ina, S.V. Tuleyeva i dr. Fundamental'nyye problemy sovremennogo materialovedeniya, 3, (1), 79-81, (2006). (in Rus)
- 4 Paton James. Fukushima Crisis Worse for Atomic Power Than Chernobyl, UBS Says // Bloomberg Businessweek. – April 4, 2011.
- 5 D.G. Aggelis Characterization of Advanced Structural Materials by Acoustic Emission Indices (Nova Sci. Publishers Inc., 2011), 53 p.
- 6 G. Caprino, R. Teti, J.Comp.Mat., 28 (13), 1237-1249, (1994).
- 7 A. Gutierer, J. Guihou, Minerals Engineering 61, 73-81, (2014).
- 8 R.R. Bolokhonov, V.R. Romanova, S.A. Martynov, Physical Mesomechanics 16 (2), 133-140, (2013).
- 9 T. Talladi, A. Schwartz, J.Am. Chem. Soc. 124 (33), 9912, (2002).
- 10 J.T. Roberts Structural Materials in Nuclear Power Systems (Springer Sci., 2013), 485p.
- 11 J. Koutski, J. Kocik, Radiation Damage of Structural Materials. (Elsevier, 2013), 362p.

3-бөлім
**БЕЙСЫЗЫҚ ФИЗИКА ЖӘНЕ
ЭЛЕКТРОНИКА. ҒАРЫШ ФИЗИКАСЫ**

Раздел 3
**НЕЛИНЕЙНАЯ ФИЗИКА И
ЭЛЕКТРОНИКА. ФИЗИКА КОСМОСА**

Section 3
**NONLINEAR PHYSICS AND
ELECTRONICS. SPACE PHYSICS**

**Алимгазинова Н.Ш. *, Наурзбаева А.Ж., Манапбаева А.Б.,
Икрамова С.Б., Курмагзина М.Б., Кенжеғараева А.Д.,
Адилжан К.**

Әл-Фараби атындағы Қазақ Ұлттық университеті,
Алматы қ., Қазақстан, *e-mail: Nazgul.Alimgazinova@kaznu.kz

КҮННІҢ РЕНТГЕНДІК СӘУЛЕЛЕНУ СИГНАЛДАРЫН ТАЛДАУДА РЕКУРЕНТТІК ДИАГРАММА ӘДІСІН ҚОЛДАНУ

Жұмыста Күннің рентгендік сәулелену сигналы үшін диссипативті динамикалық жүйенің іргелі қасиетіне негізделген – рекуренттілік негізіндегі уақыттық қатарларды талдау әдісі көрсетілген. жұмыста Күннің рентгендік сәулелену сигналы үшін диссипативті динамикалық жүйенің іргелі қасиетіне негізделген – рекуренттілік негізіндегі уақыттық қатарларды талдау әдісі көрсетілген. Рекуренттік диаграмма әдісі жүйенің даму сипатына жауап беретін, негізгі құрылым қатарын анықтауға мүмкіндік беретін графикалық құрал болып табылады.

Зерттеу объектісі GEOS-15 ғарыштық аппаратымен тіркелген күннің рентгендік сәулелену мәліметтері болып табылды.

Зерттеу нәтижесінде рекуренттік диаграмма әдісі тұрақты және бірқалыпты емес уақыт қатарындағы өзгерісті (периодтылықты) анықтайды және ерекшелікті дәл табады. Рекуренттік диаграмма бойынша жұмсақ рентгендік сәулелену қатты рентгендік сәулеленуге қарағанда Күнде болып жатқан процесстер жайлы көп ақпарат береді. 2017 жылы рентгендік сәулелену мәні өткен жылдармен салыстырғанда азаятыны көрсетілді. Рекуренттілік өлшем диаграммасын талдау өткен жылдармен салыстырғанда 2017 жылы рекуренттілік өлшемі мәндерінде күрт өзгерістер байқалмайтынын анықтады. Бұл уақыт аралығында қуатты жарылғыш процесстер байқалмады. Сигналдардың тұрғызылған рекуренттік диаграммасынан рентгендік сәулеленудің әрқелкі уақыттық қатарындағы стационарлы емес ерекшеліктері мен периодтылығы анықталған.

Түйін сөздер: рентгендік сәулелену, бейсызық талдау, рекуренттік диаграмма, топология, текстура, рекуренттілік өлшем.

Alimgazinova N.Zh. *, Naurzbaeva A.Zh., Manapbaeva A.B.,
Ikramova S.B., Kurmangazina M.B., Kenzhegaraeva A.D., Adilzhan K.

Al Farabi Kazakh National University,
Almaty, Kazakhstan, *e-mail: Nazgul.Alimgazinova@kaznu.kz

Application of the method of recurrent diagrams to the analysis of signs of x-ray sun radiation

The paper shows the application of a new method of time series analysis based on the fundamental property of dissipative dynamical systems – recurrence, for X-ray signals of the Sun. The method of recurrent diagrams is a graphical tool by which it is possible to identify a number of basic structures responsible for a particular character of system development.

The object of investigation is solar X-ray data recorded by the GOES-15 spacecraft.

As a result of the research, it was revealed that the recurrent diagram method more clearly captures features and discovers changes (periodicity) in a non-stationary uneven time series. It is shown that, according to recurrent diagrams, soft X-ray radiation gives more information about the processes occurring on the Sun than hard X-ray radiation. It is shown that the intensity values of the X-ray radiation decrease in 2017 as compared with previous years. Analysis of the diagrams of recurrence measures revealed that there are no sharp changes in the values of the recurrence measure in comparison with previous years in 2017, while the average values do not capture it, i.e. In this period,

large and powerful flare processes were not observed. The constructed recurrence signal diagrams reveal features and periodicity in the nonstationary nonuniform time series of X-ray radiation.

Key words: X-ray radiation, nonlinear analysis, recurrent diagram, topology, texture, measure of recurrence.

Алимгазинова Н.Ш.* , Наурызбаева А.Ж., Манапбаева А.Б.,
Икрамова С.Б., Кумаргазина М.Б., Кенжеғараева А.Д., Адилжан К.

Казахский национальный университет имени аль-Фараби,
г. Алматы, Казахстан, *e-mail: Nazgul.Alimgazinova@kaznu.kz

Применение метода рекуррентных диаграмм к анализу сигналов рентгеновского излучения солнца

В работе показано применение нового метода анализа временных рядов, основанного на фундаментальном свойстве диссипативных динамических систем – рекуррентности, для сигналов рентгеновского излучения Солнца. Метод рекуррентных диаграмм является графическим инструментом, по которому можно выявить ряд основных структур, отвечающих за тот или иной характер развития системы.

Объектом исследования являются данные солнечного рентгеновского излучения, зарегистрированные космическим аппаратом GOES-15.

В результате исследования выявлено, что метод рекуррентных диаграмм более четко улавливает особенности и обнаруживает изменения (периодичность) в нестационарном неравномерном временном ряде. Показано, что по рекуррентным диаграммам мягкое рентгеновское излучение дает больше информации о происходящих процессах на Солнце, чем жесткое рентгеновское излучение. Показано, что значения интенсивности рентгеновского излучения уменьшаются в 2017 году по сравнению с предыдущими годами. Анализ диаграмм мер рекуррентности выявил, что резких изменений в значениях меры рекуррентности по сравнению с предыдущими годами в 2017 году не наблюдается, в то время как средние значения этого не улавливают, т.е. в данный период больших и мощных вспышечных процессов не наблюдалось. По построенным рекуррентным диаграммам сигналов выявлены особенности и периодичности в нестационарном неравномерном временном ряде рентгеновского излучения.

Ключевые слова: рентгеновское излучение, нелинейный анализ, рекуррентная диаграмма, топология, текстура, мера рекуррентности

Кіріспе

Соңғы он жыл ішінде уақыт қатарларын зерттеуде дәстүрлі әдістермен қатар бейсызық физиканың әр түрлі әдістері қолданылып келеді. Зерттеудің көп бөлігі процестер сипатын анықтайтын (стохастылық, ретсіздік, периодтылық) және эволюцияның ерекшеліктерін айқындайтын әр түрлі табиғи және жасанды жүйелердің қасиеттерін, бейсызық сипаттамаларын бағалауға арналған. Алайда осындай әдістердің көбісі табиғи процестерді нақты бақылау кезінде алуда ылғи да мүмкін бола бермейтін мәліметтердің стационарлы қатарын, болмаса ұзақтығын талап етеді.

Қазіргі таңда ғылымның әр түрлі бағытындағы зерттеушілердің көбі Дж. Экман, О. Кампост және Д. Рюэлл құрастырылған визуалды әдіс – рекурренттік диаграмма әдісін кең қолданады [1-5]. Бұл қолданылуында мәліметтердің уақыттық қатарларына ерекше талапты талап етпейтін және процестің динамикалық картинасын тұтастай көруге мүмкіндік беретін

диссипативті динамикалық жүйенің іргелі қасиеттеріне негізделген жаңа құрал.

Іс жүзінде барлық табиғат құбылыстары нақты көрінетін рекуррентті көрсеткішті иеленеді. Сондықтан жұмыстың мақсаты Күннің жұмсақ және қатты рентгендік сәуле шығаруы сигналының динамикалық көрсеткішін бейсызық талдаудың визуалды әдісі – рекурренттік диаграмм әдісі көмегімен зерттеу болып табылады.

1. Қысқа теориялық мәлімет

Рекурренттік диаграммалар жүйелер дамуының сол және өзге де сипатына жауап беретін негізгі құрылым қатарын айқындайтын графикалық құрал болып табылады. Ең алғаш 1987 жылы Экманның және басқа да [1] зерттеушілер жұмыстарында $x(t)$ күйінің m -өлшемді фазалық траекторияларын l (қара нүкте) кейбір i уақыт күйлерінің кейбір басқа j уақыт күйлеріне қайталануына сәйкес келетін екіөлшемді квадраттық $N \times N$ өлшемді екілік матрицаға

бейнелеу әдісі ұсынылған. Диаграмма уақыт осьтері болып табылатын координатты осьтерді иеленеді. Рекуренттік диаграмма мына қатынаспен анықталады:

$$R_{i,j}^{m,\varepsilon_i} = \Theta\left(\varepsilon_i - \|x_i - x_j\|\right), \quad (1)$$

мұндағы $\{x_{ij}\} = \{x_1, x_2, \dots\} \in R^m$, $i, j = 1, 2, \dots, N$, N – бақыланатын x_i процестердің қарастырылатын күйлерінің саны, ε_i – i моментіндегі x_i нүктелер аймағының өлшемі, $\|x_i - x_j\|$ – нүктелер арасындағы нормаланған арақашықтық, Θ – Хэвисайд функциясы.

Анықтама бойынша $R_{i,j} = 1$ ($i = 1 \dots N$) болғандықтан рекуренттік диаграмма координаттық осьтеріне $\pi/4$ бұрышымен тепе-тең келетін сызық – кара диагональды сызықтарды құрайды. Ерікті таңдап алынған i, j рекуренттік нүкте i және j уақыттарында күйлер жайлы ешқандай пайдалы ақпаратты алып жүрмейді. Жүйенің қасиеттерін қайта қалпына келтіруге тек барлық рекуренттік нүктелер жиынтығы мүмкіндік береді [6].

Нақты уақыттық қатар үшін $x_i = x_j$ тең болғанда және егер олар бір-біріне жақын орналасса, x_i күйі x_j күйіне рекурентті болғандықтан абсолютті рекуренттік күйлерді табу мүмкін болмайды. Жақындық критерийі ретінде ε_i шектік арақашықтық алынады. Бұл x_j векторын радиусы $\varepsilon_i m$ – өлшемді аумаққа түсетін рекурентті екенін білдіреді. Сондықтан x_j рекуренттік нүкте деп аталады.

Аумақты анықтаудың екі әдісі бар:

$$\begin{aligned} \varepsilon_i &= \varepsilon \forall i, & R_{i,j} &= R_{j,i}, \\ \varepsilon_i &\neq \varepsilon, & R_{i,j} &\neq R_{j,i}. \end{aligned} \quad (2)$$

Бірінші жағдайда аумақ x_i нүктесінің центрі болатын және бекітілген радиусы бар шар түрінде беріледі. Бұл әдіс $x_i x_j$ -ға жақын орналасқандықтан негізгі диагональға қатысты рекуренттік картиналардың симметриялығына кепіл береді. Керісінше, екінші жағдайда аумақ x_j күйлерінің қатаң түрде анықталған саны осы аумаққа түсуі арқылы анықталады. Яғни, әрбір x_i ($i = 1, \dots, N$) үшін ε_i аумақтағы өзінің арақашықтығы таңдалынады. x_i аумағы x_j аумағымен сәйкес келмегендіктен $R_{i,j} \neq R_{j,i}$ тең болады. Рекуренттік диаграммада негізгі диагональға қатысты асимметрия бақыланады, алайда, диаграмма массивтерінің барлық колон-

налары бірдей рекуренттілік тығыздығын иеленеді. x_i нүктесінің аумағын анықтауды таңдау зерттеушімен өз білгенінше таңдалынып алынады [7-14].

ε_i шамасының шектік мәнін таңдау нақты мәліметтердегі шуылдық компоненттердің қатысымен анықталынады. Көп жағдайда аумақтың анықталған радиусын фазалық кеңістіктің максималды диаметрі мәнінен кем дегенде 10 %-ын таңдау ұсынылады.

Рекуренттік диаграмманың негізгі ерекшелігі қысқа және стационарлық емес қатар жағдайында да көпөлшемді фазалық траекторияларды визуализациялау мүмкіндігі болып табылады. Геометриялық құрылымының түріне байланысты таңдап алынған процестің уақыт бойынша эволюциясын қадағалауға, бақылауға болады. Экманнның және басқа да ғалымдардың жұмыстарында [1-14] құрылымның екі негізгі класы енгізілген. Ол топология және текстура. Топология графиктегі ірі ауқымды құрылымдарға, ал текстура – ұсақ ауқымды құрылымға сәйкес келеді. Құрылымның әрбір класы жайлы толық мағлұмат [11-18] жұмыстарда келтірілген.

Рекуренттік диаграмманың құрылған құрылымдарын сандық талдауға болатыны анық [7-19] жұмыста рекуренттік нүкте тығыздығын, вертикаль және горизонталь сызықтарды есептеу негізінде өлшем қатарын есептеу құралдары жасалынған. Рекуренттілік өлшемін, өзқасастық коэффициентін, жорамалдылықты, энтропияны, трендті, диагональды сызықтың орташа ұзындығын және горизонтальды құрылымдарды есептеуге болады.

Бұл зерттеуде рекуренттілік өлшемі мына формуламен есептелінді:

$$RR = \frac{1}{N^2} \sum_{i,j} R_{i,j}^{m,\varepsilon} \quad (3)$$

Бұл өрнек рекуренттілік нүктелерін көрсетеді. Бұл өлшем күйлердің қайталану ықтималдылығын көрсетеді.

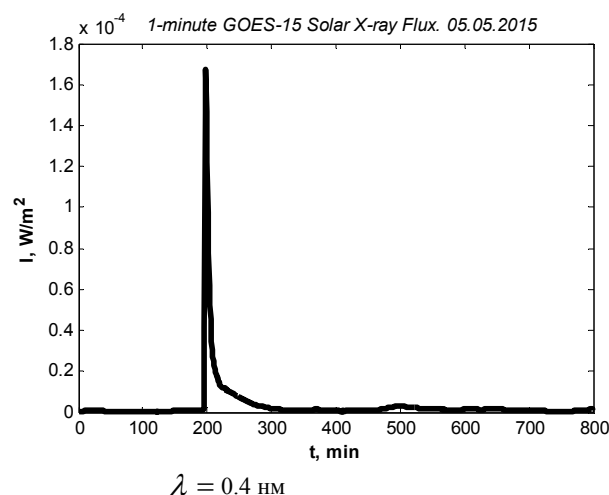
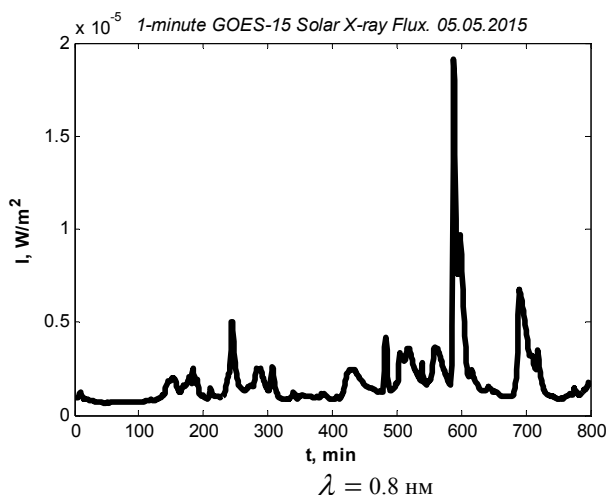
2. Зерттеу нәтижелері

Бұл жұмыста Space Weather Prediction Center National Oceanic And Atmospheric Administration Geostationary Operational Environmental Satellite сайтында көрсетілген GOES-15 ғарыштық аппаратымен тіркелген күннің рентгендік сәуле-

ленудің мәліметтері қолданылған [20]. Біздермен жұмсақ және қатты рентгендік сәуле шығару диапазонына сәйкес келетін сигналдар зерттелінді. Жұмсақ рентгендік сәуле шығару фотонның ең аз энергиясымен және сәуле шығару жиілігімен (және ең үлкен толқын ұзындығымен) сипатталады. Ал қатты рентгендік сәуле шығару фотонның ең үлкен энер-

гиясын және сәуле шығару жиілігін (және ең аз толқын ұзындығын) иеленеді. Жұмсақ және қатты рентгендік сәуле шығару арасындағы шартты шек 2 \AA ($\approx 6 \text{ кэВ}$) маңында жатады.

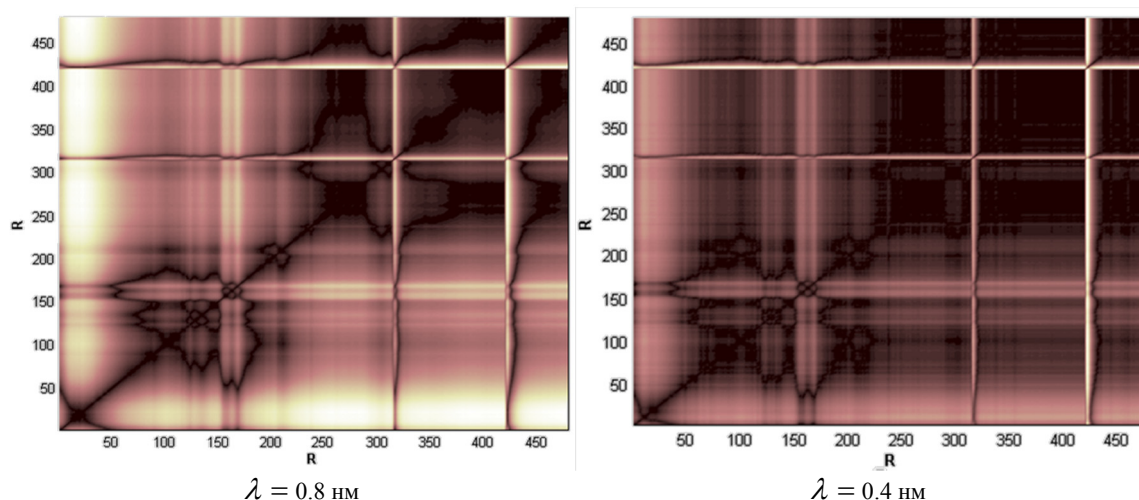
Барлығы Күннің рентгендік сәуле шығаруының 200 жуық сигналдары зерттелінді. 1-суретте зерттелініп отырған сигналдың уақыттық диаграммасы көрсетілген.



1-сурет – Рентгендік сәуле шығару (5/05/2015)

2-суретте уақыт периоды үшін күннің жарқ ету периодына сәйкес келетін жұмсақ және қатты рентгендік сәуле шығару үшін рекуренттік диаграммалар көрсетілген. Көріп тұрғанымыздай, бір және сол процесте үлкен толқын ұзындығында (жұмсақ сәуле шығару) рекуренттік диаграмма кіші толқын ұзындығына қарағанда стационарлық емес процесті анығырақ көрсетеді. Ірі ауқымды құрылымдарды көрсететін топологиялық диаграммалар периодты рекуренттік диаграмма класына сәйкес келеді. Мұнда біз осцилляцияланатын жүйелерге сәйкес келетін қайталанатын құрылымдарды бақылаймыз. Біздің жағдайда бұл рентгендік сәуле шығарудың уақыттық қатар мәнінің флукутациялық нәтижесі. Диаграммадағы ақ жолақтар жүйе динамикасындағы күрт өзгерістерді көрсетеді. Бұл жарқ етудің өзінің уақыт периодына сәйкес келеді.

Біз екі диаграмманы салыстыра отырып қысқа толқындарда мұндай ерекшеліктер бақыланбайтынын көрдік. Қоңыр нүктелер оқиғаның қайталанушылығына сәйкес келеді. Біздің жағдайда бұл рентгендік сәуле шығарудың интенсивтілігі ($\varepsilon = 0.2$ тең кезінде) мәндерде аз флукутацияны иеленетіндігін білдіреді. Текстураны талдай отырып, қарапайым нүкте, горизонталь және вертикаль сызықтар арқылы құрылған ұсақ ауқымды құрылымдарда біздің жағдайымызда вертикаль және горизонталь сызықтардың болуы негізді. Бұл сызықтар жүйенің күйлері өзгермейтін немесе болмашы өзгертін уақыт аралығын бөліп көрсетеді. Мысалы, зерттелініп отырған сигналдың уақыттық диаграммасын талдай отырып 320-дан 400 минут мәндерінде жүйенің күйі өзгермейтінін көрдік. Дәл осы ерекшелікті біз рекуренттік диаграммадан да көрдік.



2-сурет – Әр түрлі толқын ұзындығы мәніндегі рентгендік сәуле шығарудың рекурренттік диаграммасы 23.10.2012 ж., $\varepsilon = 0,2$, $p = 0,5$

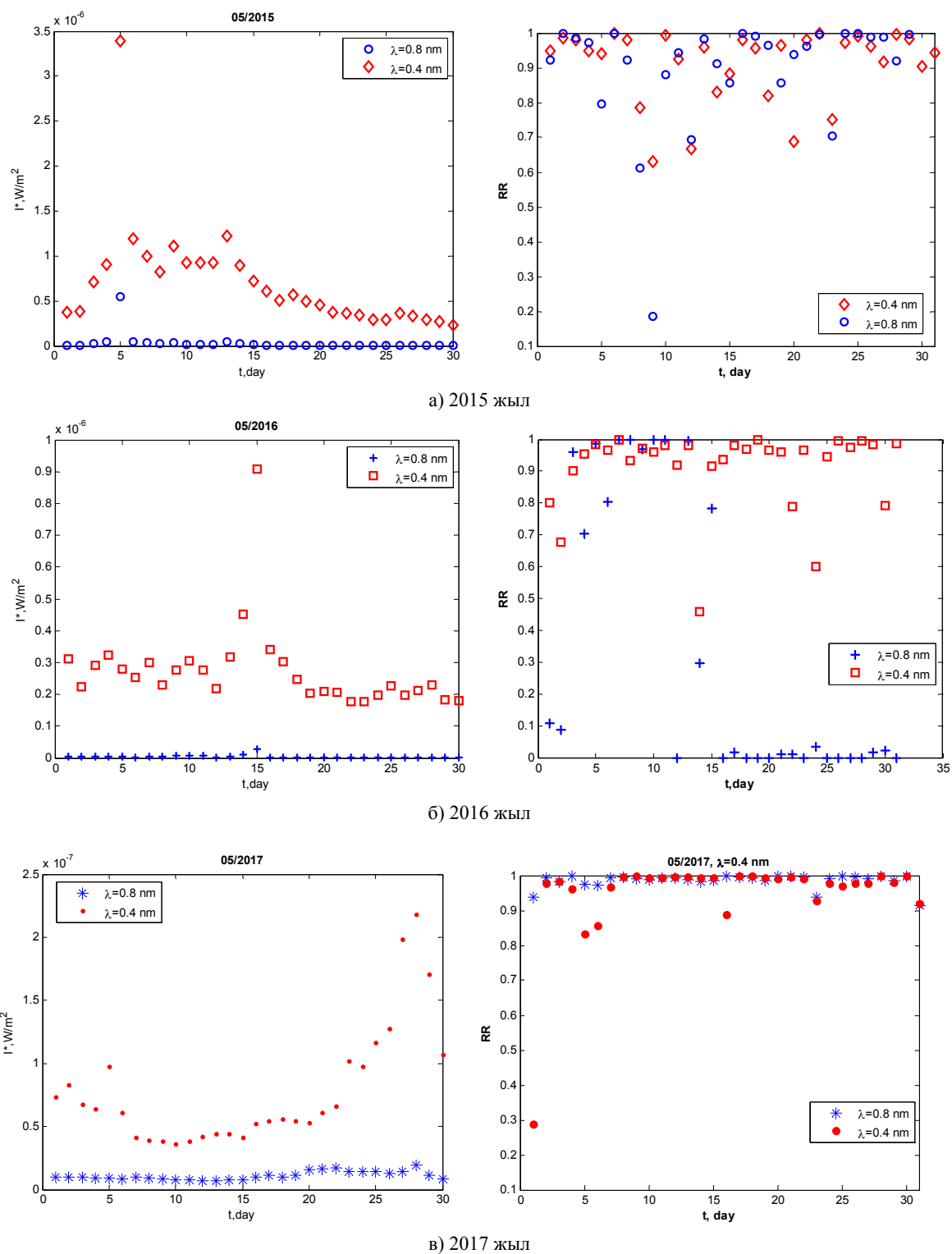
Келесі зерттеуімізде біз әр түрлі толқын ұзындығындағы әр түрлі жыл үшін бір ай ішіндегі әрбір күн үшін интенсивтіліктің орташа мәнін талдадық. Әрбір күн үшін рекурренттік диаграммалар құрылды және диаграммадағы рекурренттік нүктенің тығыздығын сипаттайтын RR сәуле шығару ағынының рекурренттілік өлшемін тұрғыздық (3-сурет).

2015, 2016 және 2017 жылдардағы «мамыр» айы үшін бір күндік қатты және жұмсақ рентгендік сәуле шығарудың интенсивтілігінің орташа мәнін талдай отырып, біз рентгендік сәуле шығарудың интенсивтілік мәні жылдан жылға азаятынын көрдік. Рекурренттілік өлшемінің диаграммаларын талдай отырып, біз RR рекурренттілік өлшемінің мәніндегі тез өзгерістер алдыңғы жылдарды 2017 жылмен салыстырғанда байқалмайды, сол уақытта мұның орташа мәнін таба алмайды. RR рекурренттілік өлшемі уақыттық қатардағы интенсивтіліктің қайталанатын мәндерінің болуын көрсетеді. Егер де RR шамасы аз болса, бұл интенсивтілік мәнінде үлкен флуктуацияның болатынын білдіреді. Мысалы 2016 жылғы «мамыр» айы үшін құрылған

диаграмма сияқты. Егер RR шамасы 1-ге жақын болса, онда сәуле шығарудың уақыттық қатары аз флуктуацияны иеленетінін білдіреді. Яғни, бұл периодта жарқ ету процесі байқалмады.

Қорытынды

Зерттеу нәтижесінде рекурренттік диаграмма әдісі стационарлы емес әркелкі уақыттық қатардағы ерекшеліктер мен өзгерістерді (периодтылықты) анығырақ табатыны анықталды. Рекурренттік диаграмма арқылы жұмсақ рентгендік сәуле шығару қатты рентгендік сәулеге қарағанда Күнде болып жатқан процестер жайлы көп ақпарат беретіні көрсетілді. Алдыңғы жылдарға қарағанда 2017 жылы рентгендік сәуле шығарудың интенсивтілік мәні азаятындығы көрсетілді. Рекурренттілік өлшем диаграммасын талдау алдыңғы жылдармен салыстырғанда 2017 жылда рекурренттілік өлшемі мәндерінің тез өзгерісінің байқалмағандығын анықтады. Сол уақытта мұның орташа мәнін таба алмайды. Яғни, бұл периодта үлкен және қуатты жарқ ету процесі байқалмады.



3-сурет – Мамыр айы үшін әр түрлі жылдағы әр түрлі толқын ұзындығындағы рентгендік сәуле шығарудың орташа мәні (сол жақта) және олардың рекуренттілік өлшемі (оң жақта)

Әдебиеттер

- 1 Eckmann J.-P., Kamphorst S.O., Ruelle D. Recurrence Plots of Dynamical Systems // *Europhysics Letters* 5. – 1987. – P. 973-977.
- 2 Manuca R., Savit R. Stationarity and nonstationarity in time series analysis. // *Physica D* 99 (2–3). 1996. P. 134–161.
- 3 Zbilut J.P., Webber Jr., C.L. Detecting deterministic signals in exceptionally noisy environments using cross – recurrence quantification. // *Phys. Lett. A*, 1998. – Vol. 246. – P. 122-128.
- 4 Iwanski J.S., Bradley E. Recurrence plots of experimental data: To embed or not to embed? // *Chaos*. 8 (4). 1998. P. 861–871.
- 5 Schreiber, T., Interdisciplinary application of nonlinear time series methods, // *Phys. Reports*, 308, p. 1_64, 1999
- 6 Webber Jr.C.L. Recurrence Quantification Analysis, 2003. URL: <http://homepages.luc.edu/~cwebber>
- 7 Ponyavin, D. I., Zolotova, N. V., Nonlinear analysis of climatic time series with cross recurrence plots, // *Proceedings of the 5th International conference "Problems of Geocosmos"*, St. Petersburg, p. 259_262, 2004
- 8 Ponyavin, D. I., Zolotova, N. V., Cross recurrence plot analysis of the North-South sunspot activities, // *Multi-Wavelength Investigations of Solar Activity*, Proceedings IAU Symposium No. 223, p. 141_142, 2004
- 9 March T.K., Chapman S.C., Dendy R.O. Recurrence plot statistics and the effect of embedding, // *Physica D*, 2005. – Vol. 200. – P. 171-184.
- 10 Золотова Н. В., Понявин Д. И. Нелинейный анализ климатических временных рядов и солнечной активности посредством рекуррентных и кросс-рекуррентных графиков // *Вопросы геофизики*, 2005. – №38 (438). – С. 203-231.
- 11 Marwan, N., Kurths, J., Line structures in recurrence plots, // *Phys. Lett. A*, 2005. –Vol. 336. – P. 349-357
- 12 Киселев В. Б. Рекуррентный анализ – теория и практика // *Научно-технический вестник СПбГУ ИТМО*, 2006. – Вып. 29. – С. 118-127.
- 13 Marwan N., Romano M. C., Thiel M., Kurths J. Recurrence Plots for the Analysis of Complex Systems // *Physics Reports*, 2007. – Vol. 438(5-6). – P. 237-329.
- 14 Быкова В. Математические методы анализа рекурсивных алгоритмов // *Journal of Siberian Federal University. Mathematics & Physics* 2008, 1(3), 236-246
- 15 Ismailov B. Recurrence analysis of hydroelectric power station force equipment vibration signals // *The third International conference «Problems of cybernetics and informatics»* Vol. III. – September 6-8, Baku, 2010. – P. 221-224.
- 16 Kulkarni A., Marwan N., Parrott L., Proulx R., Webber Jr. C. L. Recurrence plots at the crossroad between theory and application // *International Journal of Bifurcation and Chaos*, 2011. – Vol. 21(4). – P. 997-1001.
- 17 Белозеров В.Е., Зайцев В.Г. Нелинейный рекуррентный анализ в обработке временных рядов // *Системные технологии*, 2014. – №3 (92). – С.42-49.
- 18 Кириченко Л., Барановский А., Кобицкая Ю. Рекуррентный анализ самоподобных и мультифрактальных временных рядов // *International Journal "Information Content and Processing"*, 2016. – Vol.3. – № 1. – С.16-37.
- 19 Алимгазинова Н.Ш., Наурызбаева А.Ж., Манапбаева А.Б., Тлеубаева И.С. Рекуррентный анализ всплесков радиоизлучения Солнца // *"Вестник КазНУ"* 2016. – Т.3. – №58. – С.112-119.
- 20 <https://www.ngdc.noaa.gov/stp/satellite/goes/>

References

- 1 Eckmann J.-P., Kamphorst S.O., Ruelle D. *Europhysics Letters* 5. 973-977, (1987).
- 2 Manuca R., Savit R. *Physica D* 99 (2–3), 134–161, (1996).
- 3 Zbilut J.P., Webber Jr., C.L. *Phys. Lett. A*, (246), 122-128, (1998).
- 4 Iwanski J.S., Bradley E. *Chaos* 8 (4), 861–871, (1998).
- 5 Schreiber, T., *Phys. Reports*, 308, 1_64, (1999).
- 6 Webber Jr.C.L. *Recurr. Quantification Analysis*, 2003. <http://homepages.luc.edu/~cwebber>
- 7 Ponyavin, D. I., Zolotova, N. V., *Proceedings of the 5th International conference «Problems of Geocosmos»*, (St. Petersburg, 2004), 259_262.
- 8 Ponyavin, D. I., Zolotova, N. V., *Proceedings IAU Symposium*, 2004, 223, 141-142.
- 9 March T.K., Chapman S.C., *Physica D* 200, 171-184. (2005).
- 10 Zolotova H. V., Ponyavin D. I. *Voprosy geofiziki*, 38 (438), 203-231, (2005). (in russ)
- 11 Marwan, N., Kurths, J., *Phys. Lett. A* 336, 349-357, (2005).
- 12 Kiselev V.B. *Nauchno-tekhnicheskiy vestnik SPbGU ITMO* 29. 118-127, (2006). (in russ)
- 13 Marwan N., Romano M. C., Thiel M., Kurths J., *Physics Reports*, 438(5-6), 237-329. (2007).
- 14 Bykova V. *Journal of Siberian Federal University. Mathematics & Physics* 1(3), 236-246, (2008). (in russ)
- 15 Ismailov B., *The third International conference «Problems of cybernetics and informatics»* (September 6-8, Baku, 2010 Vol. III), p. 221-224.
- 16 Kulkarni A., Marwan N., Parrott L., Proulx R., Webber Jr. C. L. *International Journal of Bifurcation and Chaos* 21(4), 997-1001, (2011).
- 17 Belozеров V.Ye., Zaytsev V.G. *Sistemnyye tekhnologii* 3 (92), 42-49. (2014).
- 18 Kirichenko L., Baranovskiy A., Kobitskaya YU., *International Journal "Information Content and Processing"* 3 (1), 16-37. (2016). (in russ)
- 19 Alimgazinova N.Sh., Naurzbaeva A.Zh., Manapbaeva A.B., Tleubaeva I.S. *Bulletin of KazNU, physical series* 3 (58), 112-119, (2016). (in russ)
- 20 <https://www.ngdc.noaa.gov/stp/satellite/goes/>

**Жантаев Ж.Ш.¹, Мукашев К.М.², Мурадов А.Д.²,
Садыков Т.Х.³, Хачикян Г.Я.⁴**

¹АО «Национальный центр космических исследований и технологий» АКК МИР РК, г. Алматы, Казахстан

²Национальный университет им. аль-Фараби, г. Алматы, Казахстан МОН РК. e-mail: mukash_kanat@mail.ru

³Физико-Технический Институт АО ННТХ «Парасат» МОН РК, г. Алматы, Казахстан

⁴ДТОО «Институт ионосферы» АО «НЦКИТ» АКК МИР РК, г. Алматы, Казахстан

О ВОЗМОЖНОСТИ СОЗДАНИЯ НОВОГО КОСМОГЕОФИЗИЧЕСКОГО МЕТОДА ПРОГНОЗА СЕЙСМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ЗЕМНОЙ КОРЕ ПУТЕМ РЕГИСТРАЦИИ МЮОНОВ КОСМИЧЕСКОГО ПРОИСХОЖДЕНИЯ И АКУСТИЧЕСКОГО ШУМА

Рассматривается возможность воздействия высокоэнергичных мюонов на сейсмически активную среду. Если напряжение этой среды близко к критическому порогу разрушения, может произойти мгновенный сброс напряжения. В результате поток космических лучей может спровоцировать землетрясение, сопровождаемое сильными акустическими шумами. Исходя из этого, можно предложить идею нового космогеофизического метода краткосрочного прогноза сильных землетрясений. Данный метод может быть реализован на базе экспериментального высокогорного комплекса «ATHLET» (Almaty Three Level Experiment Technique) близ г. Алматы с привлечением чувствительных параметрических акустических приемников ультразвукового диапазона. Комплекс «ATHLET» расположен на трех уровнях 800, 1400 и 3340м. Каждый уровень оснащен наземными и подземными установками для регистрации мюонной компоненты космических лучей. Регистрация мюонов осуществляется синхронно на всех установках совместно с акустическим детектором. Задержка между мюонным и акустическим сигналами определяется временной задержкой, требуемой для прохождения упругих колебаний земной коры от очага землетрясения до акустического детектора. Она зависит от скорости распространения упругих колебаний через земную кору и расстояния до очага землетрясения. По этим параметрам можно оценить расстояние до очага землетрясения.

Ключевые слова: космические лучи, мюоны, сейсмика, земная кора, прогноз землетрясения, параметрическая антенна.

Zhantaev Zh.Sh.¹, Mukashev K.M.², Muradov A.D.², Sadykov T.Kh.³, Khachikyan G.Ya.⁴

¹JSC "NCITC", Almaty, Kazakhstan

²Kazakh National University al-Farabi, Almaty, Kazakhstan, e-mail: kanat-kms@mail.ru

³Physico-Technical Institute of JSC «NNTKh Parasat», Almaty, Kazakhstan

⁴Institute of the ionosphere JSC «NCKIT», Almaty, Kazakhstan

**About the possibility of creating a new cosmogeophysical method
of forecasting seismic processes in the earth crust with the registration
of muons of cosmic origin and acoustic noise**

The possibility of the action of high-energy muons on a seismically active medium is considered. If the voltage of this medium is close to the critical destruction threshold, an instantaneous voltage drop can occur. As a result, the stream of cosmic rays can provoke an earthquake. Proceeding from this, it is possible to propose the idea of a new cosmogeophysical method of short-term forecast of strong earthquakes. This method can be implemented on the basis of the experimental high-altitude complex

“ATHLET” (Almaty Three Level Experiment Technique) near Almaty with the use of sensitive parametric acoustic antennas of the ultrasonic range. The complex “ATHLET” is located on three levels 800, 1400 and 3340m. Each level is equipped with ground and underground installations for recording the muon component of cosmic rays. The muon registration is carried out synchronously on all installations together with an acoustic detector. The delay between the muon and acoustic signals is determined by the time delay required to propagate the elastic oscillations of the earth’s crust from the source of the earthquake to the acoustic detector. It depends on the speed of propagation of elastic vibrations through the earth’s crust and the distance to the source of the earthquake. By these parameters, it is possible to estimate the distance to the source of the earthquake.

Key words: cosmic rays, muons, seismic, earth crust, earthquake forecast, parametric antenna.

Жантаев Ж.Ш.¹, Мұқашев Қ.М.², Мұрадов А.Д.², Садықов Т.Х.³, Хачикян Г.Я.⁴

¹ҚР ҚАҒ ӨМ «Ұлттық ғарыштық зерттеулер мен технологиялар орталығы» АҚ,
Алматы қ., Қазақстан

²Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Алматы қ., Қазақстан, e-mail: mukash_kanat@mail.ru

³ҚР БҒМ Физика-техникалық институт «Парасат» АҚ, Алматы қ., Қазақстан

⁴ҚР ҚАҒ ӨМ “ҰҒЗТО” «Ионосфера Институты», Алматы қ., Қазақстан

**Ғарыштық мюондар мен акустикалық шуларды тіркеу арқылы
жер қыртысындағы сейсмикалық процестерді болжаудың
жаңа космогеофизикалық тәсілін жасау мүмкіндігі**

Жоғары энергетикалық мюондардың сейсмикалық белсенді ортаға әсер ету мүмкіндігі қарастырылады. Егер осы ортаның кернеуі бүлінудің сындарлы табалдырығына жақын болса, кернеудің шұғыл түрде төмендеуі ықтимал. Нәтижесінде ғарыш сәулелерінің ағыны акустикалық шулардың көзі болатын жер сілкінісін туғызуы мүмкін. Осы құбылысқа сүйене отырып қысқа мерзімді жер сілкінісін болжаудың жаңа космогеофизикалық әдісінің идеясын ұсынуға болады. Бұл әдісті Алматы қаласы маңындағы биік таулы «ATHLET» (Almaty Three Level Experiment Technique) эксперименталдық кешеннің базасында жүзеге асыруға болады. Сол үшін сезімталдығы жоғары ультрадыбыстық диапазонда жұмыс істейтін параметрлік акустикалық қабылдағыштарды пайдалануға болады. «ATHLET» кешені теңіз деңгейінен жоғары 800, 1400 және 3340 м биіктіктерде орналасқан қодырғылардан құралады. Әрбір деңгейдегі қондырғы мюондық құраушыларды тіркеуге арналған жер бетіндегі және жер асты құрылғыларымен жабдықталған. Мюондық құраушыларды тіркеу процесі акустикалық детектордан келетін сигналмен синхронды түрде жүргізіледі. Екі арадағы кешігу мерзімі акустикалық сигналдың жер қыртысы арқылы өтетін серпімді тербелістердің таралу жылдамдығына байланысты. Кешігуді анықтау арқылы жер сілкінісі орын алған жердің қашықтығы анықталады.

Түйін сөздер: ғарыш сәулелері, мюондар, сейсмика, жер қыртысы, жер сілкінісін болжау, параметрлік антенна.

Введение

В последние годы активно обсуждается вопрос о возможной реализации на базе высокогорного комплекса «ATHLET» космофизического метода краткосрочного прогноза сильных землетрясений на территории Алматинского региона [1-5]. В этом методе требуется проводить постоянный одновременный мониторинг потока мюонов космических лучей и акустических, а возможно и сейсмических сигналов, которые возникают в геологической среде при воздействии на нее проникающих мюонов. На настоящий момент имеется теоретическое обоснование космофизического метода [6], (образно называемого «мюонный луч»), подкрепленное до некоторой степени модельными расчетами [1] и первыми, пробными измерениями [2]. Поскольку

ку полномасштабная реализация метода потребует дополнительных финансовых затрат, имеет смысл провести более широкие исследования в этом направлении и получить дополнительные результаты, пусть даже косвенно поддерживающие целесообразность реализации данного метода сейсмического прогноза. При обсуждении метода «мюонный луч» одним из первых возникает вопрос о глубине проникновения мюонов в земную кору, поэтому в данной статье собраны современные результаты модельных расчетов и непосредственных измерений концентрации подземных мюонов международным сообществом ученых. Другой вопрос касается экспериментальных свидетельств о соответствии между вариациями потока космических лучей и характеристик геологической среды, которое ожидаемо, если космические лучи действитель-

но оказывают на нее воздействие. В данной работе приведены результаты по соответствию между вариациями солнечной активности и/или космических лучей и вулканической и сейсмической активности на территории Японии, а также между вариациями солнечной активности и сейсмичностью в Алматинском регионе.

Характеристики космических лучей

Под космическими лучами обыкновенно понимаются потоки заряженных релятивистских частиц, начиная от протонов и ядер гелия и кончая ядрами более тяжёлых элементов вплоть до урана, рождённых и ускоренных до высоких и предельно высоких (вплоть до 10^{20} эВ) энергий вне пределов Земли. При этом в потоке частиц с энергией до 10^9 эВ доминирует вклад Солнца, а частицы более высоких энергий имеют галактическое (и, возможно, при самых высоких энергиях экстрагалактическое) происхождение. В составе галактических космических лучей (ГКЛ) преобладают протоны, на долю остальных ядер приходится менее 10%. Протоны остаются доминирующей компонентой, по крайней мере, до энергий ~ 1 ТэВ, хотя доля ядер возрастает с увеличением энергии частиц. Приходящие к Земле (первичные) космические лучи с энергией частиц ($E_0 > 10^{13}$ эВ) порождают в атмосфере каскад вторичных частиц – широкий атмосферный ливень (ШАЛ). В 80-ые годы 20 века, с ростом производительности вычислительных машин, широкое распространение получили схемы расчета каскада вторичных частиц, основанные на методе Монте-Карло. Одним из широко используемых компьютерных кодов расчета каскада по методу Монте-Карло является программа CORSIKA (COsmic Ray SIMulations for KAscade). Для примера, на рисунке 1 приведен результат моделирования ШАЛ в работе [7] с использованием программы CORSIKA.

Максимум ШАЛ приходится на высоту порядка 15 км, а область, занимаемая ШАЛ на земной поверхности, составляет примерно 70×70 м². На практике, структуру ШАЛ можно представить в виде тонкого диска, состоящего из отдельных частиц (пионов, электронов, протонов, нейтронов, мюонов и нейтрино) движущихся со скоростью, близкой к скорости света, по направлению первичной частицы. В центре толщина диска минимальна ($\sim 1,5$ м), а на больших расстояниях увеличивается и на расстоянии 100 м от оси может достигать 50 м. На высоте ~ 15 км (в максимуме ШАЛ), доминирующей является

электронно-фотонная компонента, и примерно 10% от числа электронов составляют мюоны, количество которых зависит от энергии первичной частицы. В работе [1] проводилось компьютерное моделирование для мюонов с энергией $E \geq 3$ ТэВ, рождаемых в ШАЛ при энергиях первичных частиц E_0 от 10^{16} эВ до 10^{19} эВ. Получено, что при $E_0 = 10^{16}$ эВ, в ШАЛ может содержаться примерно 4 мюона с энергией $E \geq 3$ ТэВ, а при $E_0 = 10^{19}$ эВ, – более 1500 мюонов с энергией $E \geq 3$ ТэВ.

Проходя через атмосферу и приближаясь к земной поверхности, частицы ШАЛ теряют свою энергию в основном в процессе ионизации, тормозного излучения, образования пар, фотоядерных взаимодействий. Масса мюона почти в 200 раз больше массы электрона, поэтому эффективность взаимодействия мюонов с атмосферными газами в 40000 раз меньше, чем у электронов, и в результате, на уровне земной поверхности поток мюонов становится доминирующим. Этот эффект демонстрирует рисунок 2 по данным работы [8], где сплошными кривыми показаны рассчитанные концентрации пионов, электронов, протонов, нейтронов, мюонов и нейтрино, а цветными символами показаны экспериментальные измерения концентрации мюонов (μ) с энергиями $E_\mu > 1$ GeV. Экспериментальные данные, систематизированные в [8] и представленные на рисунке 2, были получены разными авторами в разных экспериментах, реализованных, как на уровне земной поверхности, так и на высотах атмосферы с использованием баллонов и самолетов.

Согласно современным данным, только мюоны и нейтрино проникают в земную кору на существенные глубины. При этом, мюоны порождают третичные потоки фотонов, электронов и адронов. Мюоны теряют энергию в ионизационных и радиоактивных процессах (тормозное излучение, прямое рождение пар e^+e^- , и фотоядерные взаимодействия). Полная потеря энергии мюона может быть выражена в виде функции от массы пройденного вещества как:

$$-dE_\mu/dX = a + bE_\mu, \quad (1)$$

где a – ионизационные потери, b – потери за счет трех перечисленных выше радиоактивных процессов. Оба параметра в (1) изменяются с изменением энергии. Отношение a/b , равное (≈ 500 GeV в стандартной горной породе) определяет критическую энергию ниже которой ионизационные потери становятся преобладающими над

радиоактивными потерями. В таблице 1 приведены данные о среднем пути пробега мюона в стандартной горной породе [9] и значения параметров a , b в зависимости от энергии мюона.

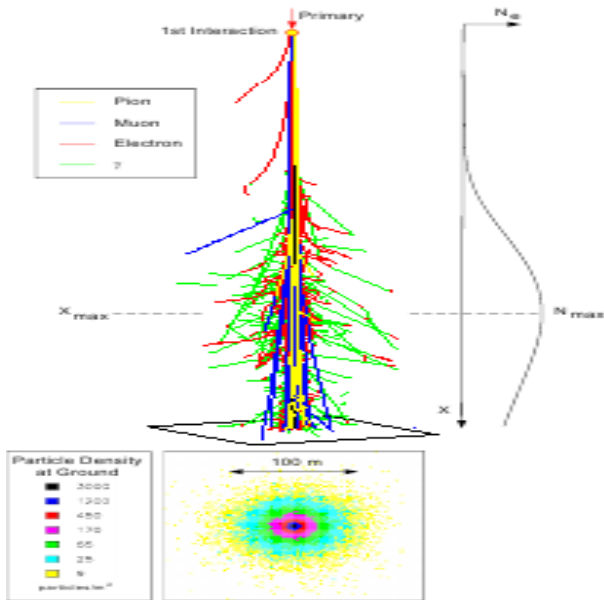


Рисунок 1 – Схема широкого атмосферного ливня, смоделированная с использованием компьютерных кодов CORSIKA [7]

Таблица 1 – Средний путь пробега R (в километрах водного эквивалента или в 10^5 г см^{-2}) мюона с энергией E_μ и значения коэффициентов потерь в ионизационных и радиоактивных процессах (a , b , соответственно) по данным [9]

E_μ ГэВ	R км. в..э.	a МэВ $\text{г}^{-1} \text{см}^2$	b $10^{-6} \text{ г}^{-1} \text{см}^2$
10	0,05	2,17	1,90
100	0,41	2,44	3,04
1000	2,45	2,68	3,92
10000	6,09	2,93	4,35

Значения параметров в таблице несколько изменяются в зависимости от химического состава горной породы и должны оцениваться для конкретно исследуемого района. Интенсивность подземных мюонов зависит от энергии мюона в атмосфере и его потерь в горной породе. Если пренебречь зависимостью коэффициентов a , b от энергии мюона, то проинтегрировав уравнение (1) можно получить соотношение связи между энергией мюона в атмосфере ($E_{\mu,0}$) и его

энергией (E_μ) после пробега слоя горной породы толщиной X в виде [8]:

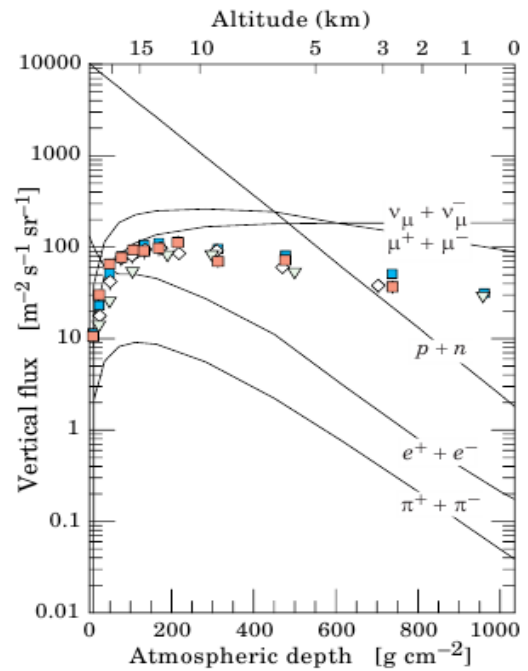
$$E_{\mu,0} = (E_\mu + a/b) \exp(bX) - a/b \quad (2)$$

В общем, спектр мюонов на глубине X можно представить в виде [8]:

$$\frac{dN_\mu(X)/dE_\mu}{dN_\mu/dE_{\mu,0}} = \frac{dN_\mu/dE_{\mu,0}}{dE_{\mu,0}/dE_\mu} = \frac{dN_\mu/dE_{\mu,0}}{\exp(bX)} \quad (3)$$

где $E_{\mu,0}$ есть решение уравнения (2) для случая, когда можно пренебречь флуктуациями.

На рисунке 3 показаны результаты расчета и измерения мюонов глубоко в земной коре до глубин более 100 км водного эквивалента из работы [8].

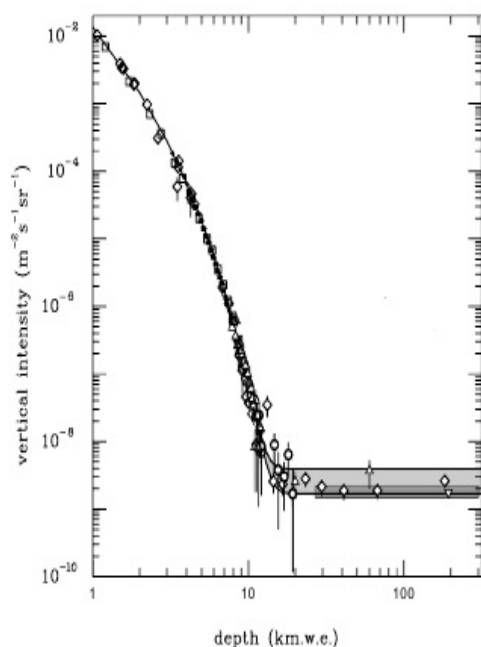


Сплошные кривые – результаты расчетов, символы – измеренные концентрации отрицательных мюонов

Рисунок 2 – Вертикальные потоки частиц космических лучей с энергией $E > 1 \text{ GeV}$ на разных высотах [8].

Линиями на рисунке 3 показаны результаты расчетов с использованием программы CORSIKA, а символами результаты измерений в разных экспериментах: черные ромбы – компиляция данных в экспериментах Stouch [10] и Baksan [11], светлые круги – данные эксперимента LVD [12], темные круги – компиляция

данных в экспериментах MACRO [13] и Frejus [14], треугольники – данные эксперимента SNO [15]. Серая область на больших глубинах представляет мюоны с энергией более 2 ГэВ, которые были индуцированы при взаимодействии с нейтрино. Верхняя линия – для горизонтальных потоков индуцированных мюонов, нижняя – для мюонов, распространяющихся вертикально вверх. Более темно закрашенная область показывает мюонный поток, измеренный в эксперименте SuperKamiokande, который расположен в горах Японии на глубине 1 км под землей и имеет детектор в виде огромного резервуара (40м x 40м) из нержавеющей стали, который заполнен 50000 тонн чистой воды – мишень для нейтрино.



Ромбы, светлые и темные круги, треугольники – данные в экспериментах: Crouch и Baksan, LVD, MACRO и Frejus, SNO, соответственно.

Рисунок 3 – Интенсивность потока мюонов в зависимости от глубины в единицах водного эквивалента (1 км в.э. = 10^5 г см⁻² стандартной горной породы) из работы [8].

Результаты модельных расчетов, а также непосредственная регистрация мюонов на глубинах до нескольких км.в.э. (рисунок 3), поставили вопрос о возможности их влияния на процессы в земной коре. К настоящему времени уже получены результаты о возможности такого влияния на активизацию как вулканической, так и сейсмической деятельности планеты. Так, в работе

[16] были проанализированы 11 извержений за последние 306 лет (1700 – 2005гг) четырех вулканов на территории Японии (Fuji, Usu, Myojinsho, Satsuma-Iwo-jima). Обнаружено, что 9 из 11 извержений произошли на фазе минимума солнечной активности, когда интенсивность потока космических лучей, в том числе мюонов, ожидается максимальной. Однако, такой связи не было обнаружено для извержений другого японского вулкана – Izu-Ohshima. Анализ состава магмы в этих вулканах показал различие – магма четырех вулканов, извержения которых приурочены в основном к фазе минимума солнечной активности, обогащена силикатами (SiO₂), в то время как концентрация силикатов в магме вулкана Izu-Ohshima низкая. Поскольку обогащенные силикатом магмы имеют относительно высокое поверхностное натяжение ($\sim 0,1$ Нм⁻¹), скорость нуклеации в них настолько низкая, что такие магмы существует в сверх перенасыщенном состоянии без значительного распада твердого раствора, даже когда находится относительно близко к земной поверхности, в пределах проникновения сюда мюонов космических лучей в диапазоне энергий (1-10 ГэВ). Эти мюоны могут способствовать нуклеации пересыщенной магмы путем ионизационных потерь, как описано многими авторами, изучавшими процессы в пузырьковой камере. Радиационно-индуцированная нуклеация в богатых кремнеземом магмах может спровоцировать распад H₂O, предшествующий извержению вулкана. В работе [16] даже предположили, что извержение вулкана Пинатубо в 1991 году возможно было вызвано тем же механизмом: увеличением потока космических лучей в связи с развитием в это время тайфуна Юпуа (резкое падение атмосферного давления в тайфуне должно было привести к увеличению потока космических лучей, достигающих земной поверхности).

Дополнительно к анализу вулканов, в работе [16] обращено внимание, что из 12 сильнейших землетрясений (с магнитудой более 7.5), произошедших в регионе Японии, 9 событий были приурочены к периоду низкой солнечной активности. Информация об этих землетрясениях приведена в Таблице 2, а даты их возникновения на фоне вариаций солнечной активности показаны на рисунке 4.

В работе [16] не был предложен физический механизм, чтобы объяснить тенденцию приуроченности сильных землетрясений к периодам низкой солнечной активности, когда поток космических лучей максимален. Однако замечено,

что эта корреляция может быть связана неким образом с циркуляцией воды из субдуцирующего слэба под Японской островной дугой, чему посвящены работы [17-19]. Так, в [19] по данным сейсмической томографии показано, что вода, возникающая при дегидратации слэба и

последующей конвекции **in the mantle wedge**, отвечает за генерацию магмы в районе Японских островов. Циркуляция воды из субдуцирующего слэба приводит к увеличению электрической проводимости земной коры и верхней мантии в этом регионе, как показано в работе [17].

Таблица 2 – Землетрясения с магнитудой более 7.5, произошедшие в регионе Японии с 1700 по 2010гг по данным [16] (год, число солнечных пятен, магнитуда, регион)

№	Год	Число солнечных пятен	Магнитуда	Регион, название
1	1703	23	7.9-8.2	Kanto (Genroku Earthquake)
2	1707	20	8,4	Tokai and Nankai (Houei Earthquake)
3	1769	106.1	7,75	East Kyushu
4	1883	27,5	7,5	Yamagata, Akita, and Niigata
5	1847	98.5	7.5	Nagano and Niigata (Zenkoji Earthquake)
6	1854	20.6	8.4	Tokai and Nankai (Ansei Tokai Earthquake)
7	1854	20.6	8.4	Nankai (Ansei Earthquake)
8	1891	35.6	8,0	Aichi and Gifu (Nobi Earthquake)
9	1923	5,8	7,9	Kanto (Great Kanto Earthquake)
10	1944	15	7,9	Tokai and Nankai (Showa Tonankai Earthquake)
11	1946	92,6	8,0	Nankai (Showa Nankai Earthquake)
12	1964	10,2	7,5	Niigata

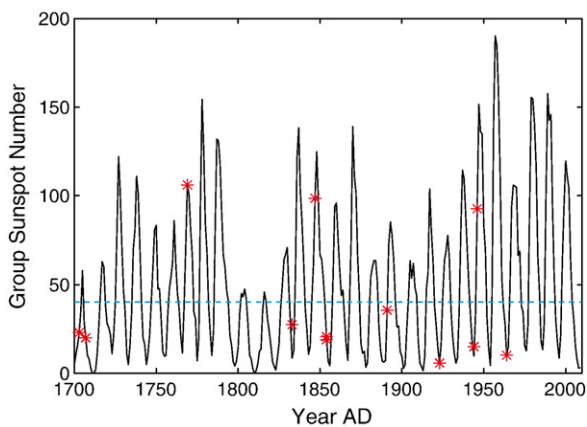


Рисунок 4 – Вариации солнечной активности (черная кривая) и даты (красные звездочки) возникновения сильных землетрясений ($M > 7.5$) в регионе Японии (таблица 2) из работы [16].

По поводу связи сейсмичности с космическими лучами можно добавить, что несколько лет назад академик РАН Голицин Г.С. обратил внимание на соответствие между энергией космических лучей и частотой, с которой они приходят

на Землю, и между энергией землетрясений и частотой их возникновения [20]. Он попытался найти то общее, что типично для столь разных процессов и показал, что если в систему вводится энергия, то начинают действовать определенные закономерности, типичные как для звездных систем, так и для Земли. В результате были получены достаточно схожие зависимости между энергией и частотой прихода к Земле космических частиц, а также между энергией и частотой возникновения землетрясений. В целом, в [20] продемонстрирована необходимость и полезность общего взгляда на окружающий нас мир, однако, конкретный вопрос о вкладе энергии космических лучей в активизацию сейсмических процессов в [20] не затрагивался. Этому вопросу посвящена работа [6], выполненная почти 30 лет назад, где получены количественные оценки отклика геологической среды на энергию проникающей в земную кору мюонной компоненты космических лучей. Показано, что при взаимодействии мюонов с земными породами, в последних могут возникать микротрещины, раскрытие которых должно сопровождаться генерацией акустических шумов. В принципе, на зем-

ной поверхности акустические шумы постоянно регистрируют во всех сейсмоактивных регионах планеты, и в диапазоне частот до 1 кГц их спектральная энергия варьирует в пространстве и во времени в пределах 10^{-10} – 10^{-18} Втсм²Гц [6]. Оценки [6] показали, что при взаимодействии мюонов с обычными земными породами спектральная энергия акустических волн в диапазоне частот до 1 кГц может составлять $\sim 10^{-36}$ Втсм²Гц, что более чем на 18 порядков меньше экспериментально наблюдаемой на земной поверхности. Однако, при взаимодействии мюонов с сейсмически активной средой, напряжение в которой близко к порогу разрушения горной породы, выделяемая энергия может увеличиваться на 21 порядок, что способно привести к генерации не только акустической, но и сейсмической волны, то есть, к землетрясению.

Как уже отмечалось выше, в [16] показано, что не для всех вулканов Японии время их извержения тяготеет к минимумам солнечной активности, когда повышен поток космических лучей, а только для тех, чья магма перенасыщена силикатами. Это говорит о том, что земные породы могут избирательно реагировать на воздействие солнечной активности и/или потока космических лучей – в зависимости от их геологического строения. В поддержку такой избирательной реакции свидетельствуют и результаты почти десятилетнего изучения связи сейсмотектонической деформации земной коры на Северном Тянь-Шане с вариациями солнечной активности, обзор результатов которых приведен в недавней работе [21]. По данным о механизмах очагов землетрясений с энергетическим классом $K=7-9$, за период 1982–2012 гг. установлено, что только на локальной территории, расположенной в высокогорной части хребтов Заилийский и Кунгей Алатау, между Алматинской впадиной на севере и Иссыкульской – на юге, Аксайским и Тургенским разломами – на западе и востоке, режим сейсмотектонической деформации земной коры коррелирует с вариациями солнечной активности – находится в состоянии одноосного сжатия в годы низкой солнечной активности, но одноосного растяжения в годы высокой солнечной активности. Как показано в [22], строение литосферы этого локального района отличается от соседних. А именно, результаты скоростного моделирования литосферы по субширотному Тянь-Шаньскому геотраверсу показывают, что земная кора данного локального района подстилается наиболее мощным слоем активной мантии (горячим мантийным потоком), и как по-

казывает магнитотеллурическое зондирование, низкоомные (высокопроводящие) объемы земных пород территориально совпадают с горячим мантийным потоком [23].

На локальной территории, где обнаружен отклик сейсмотектонической деформации земной коры [21] в недалеком прошлом произошли сильнейшие землетрясения: Верненское 1887 г., $M=7.3$, Чиликское, 1889 г., $M=8.3$ и Кеминское, 1911 г., $M=8.2$. Ранее, в 1807 г. на этой территории также произошло сильное землетрясение, по поводу которого отмечено http://portal.kazntu.kz/files/publicate/2013-11-13-11621_0.pdf: «Мы практически ничего не знаем о землетрясении, разрушившем г. Алматы в 1807 г., кроме упоминания в каталоге И.В. Мушкетова и А.П. Орлова, составленном в 1893 г. "В 1807 году в Алматах произошла страшная катастрофа". Поразительно, но, как и для случая сильнейших землетрясений в Японии [16], сильнейшие землетрясения на Северном Тянь-Шане также произошли в годы минимумов солнечной активности. Этот факт демонстрирует рисунок 5, где приведены среднегодовые числа солнечных пятен за период с 1750 по 2014 гг. (1–24 солнечных цикла), а красными звездочками отмечены даты четырех сильнейших землетрясений на Северном Тянь-Шане.

За период инструментальных наблюдений за Солнцем идентифицировано 24 солнечных 11-ти летних циклов (номера в нижней части рисунка 5). Как видим, амплитуды 11-ти летних циклов не постоянны, что приводит к появлению долговременных солнечных максимумов и минимумов [25, 26]. В литературе активно обсуждается минимум Маундера (1645–1715 гг.), установленный по палеоданным, а за инструментальный период солнечных наблюдений зафиксировано еще два солнечных минимума [25, 26]: Дальтона, середина которого пришлась примерно на 1813 г. (5–7 солнечных циклы), и Гляйсберга, середина которого пришлась примерно на 1910 г., а самыми низкоамплитудными были 12-ый и 14-ый циклы. Из рисунка 5 видно, что четыре землетрясения, разрушавших г. Алматы, произошли в периоды долговременных солнечных минимумов Дальтона и Гляйсберга, при этом, они были приурочены к годам солнечных минимумов, завершавших низкоамплитудные 11-ти летние циклы (5-ый, 12-ый и 14-ый).

Для реализации изложенной теоретической идеи, то есть, для реализации метода мониторинга объёмно-напряжённого состояния среды на глубине формирования очагов землетрясений

с использованием мюонов космических лучей, необходима регистрация мюонов в широких атмосферных ливнях на площади в несколько квадратных километров и одновременная регистрация акустических сигналов от раскрывающихся в геологической среде трещин. Экспериментальный комплекс «ATHLET», состоящий из установок на высотах 3340 м (станция Тянь-Шань), 1700 м (Промежуточная станция) и 850 м (центр г. Алматы) позволяет определить момент зарождения ШАЛ, его размер и энергию первичной частицы. Мюонная установка комплекса размещена в подземном помещении с 15-ти сантиметровым поглотителем мягкой (электронно-фотонной) компоненты космических лучей. С 2013 года комплекс «ATHLET» дополнен установкой «Горизонт-Т», расположенной также на высоте 3340 м над уровнем моря. Количество вещества от границы атмосферы до уровня установки в направлении под зенитным углом 70 градусов составляет 2000 г/см². На такой толщине вещества атмосферы, электронно-фотонная компонента ШАЛ практически полностью поглощается, а заряженные частицы, которые достигают уровня установки, в основном, являются мюонами.

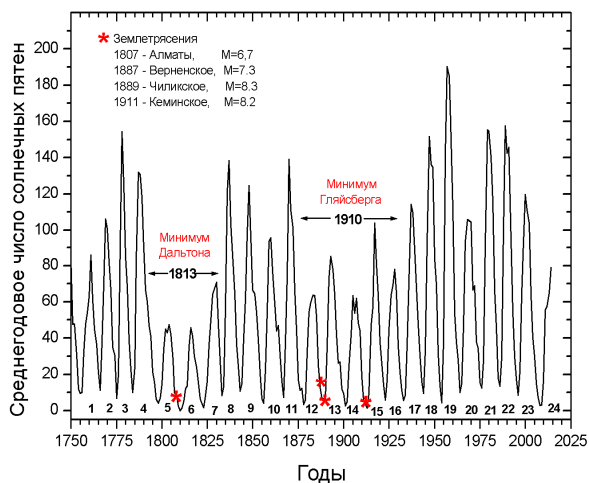


Рисунок 5 – Среднегодовые числа солнечных пятен в 1750-2014 гг (1-24 циклы) и даты сильнейших исторических землетрясений на Северном Тянь-Шане (звездочки)

Установка «Горизонт-Т» позволит определять энергетический спектр первичного космического излучения в области энергий больше 10¹⁶эВ, а также поток наклонных мюонов. То есть, к настоящему времени на территории Северного Тянь-Шаня уже создана основная наукоемкая часть системы для реализации космофизического метода прогноза сильных землетрясений. С установлением на территории комплекса акустических приемников и сейсмической станции, появится возможность экспериментального наблюдения корреляций между моментами появления широких атмосферных ливней, как источников пучков энергичных мюонов, и вызванных ими импульсов акустической и сейсмической эмиссий. В результате может быть создан новый инструмент изучения сейсмического процесса – мониторинг объемного напряженного состояния среды на глубине формирования потенциально-очага землетрясения и новый космогеофизический метод краткосрочного прогноза сильных землетрясений, сочетающий в себе как методы регистрации проникающей мюонной компоненты космических лучей и акустические шумы в широком диапазоне частот. Последние могут быть эффективно зарегистрированы высокочувствительными акустическими параметрическими преобразователями [3, 29,30].

Заключение

Проникающая в земную толщу мюонная компонента космических лучей при взаимодействии с напряженной сейсмически активной средой может порождать микротрещины с генерацией акустической и даже сейсмической волн. Одновременная регистрация мюонов в широких атмосферных ливнях и энергии акустической и сейсмической эмиссий вблизи оси ливня позволила бы создать новое средство изучения сейсмического процесса, пригодного для проведения мониторинга объемного напряженного состояния среды на глубине формирования потенциально-очага землетрясения, что стало бы основой для разработки нового космогеофизического метода краткосрочного прогноза сильных землетрясений.

Литература

- 1 Mukashev K.M., Vildanov L.I., Sadykov T.H., Chubenko A.P. Atmospheric electricity and radiation that occur when storm events.- Almaty. 2012. – 253 p.
- 2 Gusev, G.A., Zhukov V.V., Ryabov V.A., Chechin V.A., Chubenko A.P., Shepetov A. L. Cosmic rays as an innovative tool for seismological research Brief reports on physics LPI. -2011.– No. 12. – P. 43-51.

- 3 Vildanov L.I., Ryabov V.A., Chubenko A.P., Shepetov A.L. The First results of the monitoring of acoustic signals generated by muons of cosmic rays in the seismically-charged environment Short reports on physics FIAN. -2013.– No. 12. – S. 31-39.
- 4 Sadykov T.Kh., Zhukov V.V., Breusov N.G., Mukashev K.M., Khachikyan G.Ya., Zastrozhnova N.N. Seismic stations for short-term prediction of earthquakes by means of the cosmic rays // proceedings of the VIII international scientific-practical conference "news of scientific thought – 2013", 28-30 October 2013. – Czechia, Prague: Publishing House "Education and Science" (Czech Republic, Prague).- S. 78-81. (in russ)
- 5 Zhantayev J.S., Breusov N.G., Kurmanov B.K., Khachikyan G.Ya., Sadykov T.H., Mukashev K.M., Zhukov V.V. Cosmogeophysical method of forecasting of strong earthquakes // proceedings of NAS RK. The mathematics series. -2014.–№ 4 (296). – S. 140-149. (in russ)
- 6 Zhantayev J.S., Breusov N.G., Kurmanov B.K. Khachikyan G.Ya., Mukashev K.M., Sadykov T.H., Zhukov V.V. Probability of initiating seismic waves penetrating components of cosmic rays // Global scientific potential: mater. 10-th Intern. scientific-pract. Conf.– Bulgaria, Sofia, 2014.–Vol. 6 (Physics). –P. 33-38. (in russ)
- 7 Tsarev V.A. Chechin V.A. Atmospheric muons and high-frequency seismic noise. Preprint FIAN. – 1988.– No. 179. – 21 c.
- 8 Hinton J. A. Extensive air shower. PhD Thesis. University of Leeds. – 1998. – 276 p.
- 9 Beringer J. et al. (Particle Data Group), PR D86, 010001 (2012) and 2013 partial update for the 2014 edition. – 2013, – December 18. – URL: <http://pdg.lbl.gov>.
- 10 Groom D.E., Mokhov N.V., Striganov S.I. Muon stopping-power and range tables// Atomic Data and Nuclear Data Tables. – 2001. 78. – 183 p.
- 11 Adamson P. et al. Measurement of the atmospheric muon charge ratio at TeV energies with MINOS // Phys. Rev. – 2007. – Vol. D76. -P. 052003. – hep-ex/0705.3815.
- 12 Crouch M. An Improved World Survey Expression for Cosmic Ray Vertical Intensity VS. Depth in Standard Rock // Proc. 20th Int. Cosmic Ray Conf., Moscow. 1987. – 6. – P. 165. – [<http://adsabs.harvard.edu/abs/1987ICRC....6..165C>].
- 13 Andreev Yu.M., Gurentzov V.I., Kogai I.M. Muon Intensity from the Baksan Underground Scintillation Telescope // Proc. 20th Int. Cosmic Ray Conf. Moscow. – 6. – P. 200. [<http://adsabs.harvard.edu/abs/1987ICRC....6..200A>].
- 14 Aglietta M. et al. (LVD Collab. Neutrino-induced and atmospheric single-muon fluxes measured over five decades of intensity by LVD at Gran Sasso Laboratory.//Astropart. Phys. – 1995. -3. – P. 311-320.
- 15 Ambrosio M. et al. (MACRO Collab.). Vertical muon intensity measured with macro at the Ggran Sasso laboratory. // Phys. Rev. -1995. – D52. – P. 3793-3802.
- 16 Berger Ch. et al. (Frejus Collab.). Experimental study of muon bundles observed in the Fréjus detector// Phys. Rev. – 1989. – D40. – P. 2163
- 17 Mukashev K.M., Sadykov T.H., Zhukov V.V., Novolodskaya O.A. Applied research in cosmic rays physics. Part 1.-Almaty. 2016. – 287 S.
- 18 Ichiki, M., Baba, K., Toh, H., Fuji-ta, K., 2009. An overview of electrical conductivity structures of the crust and upper mantle beneath the northwestern Pacific, the Japanese islands, and continental East Asia. Gondwana Research 16. – PP. 545–562
- 19 Hasegawa, A., Nakajima, J., Uchida, N., Okada, T., Zhao, D., Matsuzawa, T., Umino, N., Plate subduction, and generation of earthquakes and magmas in Japan as inferred from seismic observations: an overview. Gondwana Research 16. – PP. 370–400. (in russ)
- 20 Maruyama S., Hasegawa A., Santosh M., Kogiso T., Omori S., Nakamura H., Kawai H., Zhao D., 2009. The dynamics of big mantle wedge, magma factory, and metamorphic- metasomatic factory in subduction zones. Gondwana Research 16. – PP. 414-430. (in russ)
- 21 Golitsyn G. S. Statistics and dynamics of natural processes and phenomena: Methods, tools, results. Series: Synergetics: from past to future. – 2013. – No. 68. – ISBN 978-5-396-00502-0. – 400 p. (in russ)
- 22 Abakanov T. D., Sadykova A. B., Khachikyan G.Ya., Modern seismo-tectonic status of the crust in the Northern Tien Shan. Reports Of The National Academy Of Sciences Of The Republic Of Kazakhstan. ISSN 2224-5227. -2015. – No. 2. – P. 98-110. (in russ)
- 23 Timush A.V., Sadykova A.B., Stepanenko N.P., Khachikyan G.Ya., Structure of the lithosphere as a factor of variations of seismotectonic deformations in connection with solar activity in the Northern Tien-Shan //News NAN RK, series of Geology and technical Sciences. -2013, No. 1. – S. 55-66. (in russ)
- 24 Rybin A.K., Batalev V.Y., Shelokov G. G Towards a 3D structure of the crust and upper mantle of the Tien Shan: the results of deep magnetotelluric // Geodynamics and geoenvironmental problems of high-altitude regions (2nd international Symposium; abstracts). Bishkek, 2002. – S. 25-27.
- 25 Mukashev K.M., Sadykov T.H., Zhukov V.V., Novolodskaya O.A. Applied research in physics of cosmic rays. Part 2.-Almaty. 2017. – 314 p. (in russ)
- 26 Feynman, J., Ruzmaikin A. The Centennial Gleissberg Cycle and its association with extended minima // J. Geophys. Res. Space Physics. 2014. V. 119. P. 6027–6041. doi:10.1002/2013JA019478.
- 27 Mukashev K.M., Sadykov T.H. Physics, astrophysics of cosmic rays and anomalous effects in hadron interactions. – Almaty. 2011. – 374 p. (in russ)
- 28 Novikov B.K., Rudenko O.V., Timoshenko V.I. Nonlinear underwater acoustics.– Leningrad: Shipbuilding. 1981. – 264 c. (in russ)
- 29 Voronin V.A., Tarasov S.P., Timoshenko V.I. parametric Sonar system. – Rostov n/D: Rostizdat, 2004.- 400 p. (in russ)

Reference

- 1 K.M. Mukashev, L.I Vildanov, T.H.Sadykov and A.P.Chubenko. Atmospheric electricity and radiation that occur when storm events. (Almaty. 253 p.) (2012). (in russ)
- 2 G.A.Gusev, V.V.Zhukov, V.A.Ryabov, V.A.Chechin, A.P.Chubenko and A.L. Shepetov. Cosmic rays as an innovative tool for seismological research Brief reports on physics LPI.. 12. P. 43-51. (2011). (in russ)
- 3 L.I.Vildanov, V.A.Ryabov, A.P.Chubenko and A.L.Shepetov. The First results of the monitoring of acoustic signals generated by muons of cosmic rays in the seismically-charged environment, Short reports on physics FIAN.. 12. p. 31-39. (2013). (in russ)
- 4 T.Kh.Sadykov, V.V.Zhukov, N.G.Breusov, K.M.Mukashev, G.Ya.Khachikyan and N.N. Zastrozhnova Proceedings of the VIII international scientific-practical conference "news of scientific thought. (Czechia, Prague: Publishing House "Education and Science" (Czech Republic, Prague). S. 78-81. (2013). (in russ)
- 5 J.S.Zhantayev, N.G. Breusov, B.K.Kurmanov, G.Ya.Khachikyan, T.H.Sadykov, K.M.Mukashev and V.V. Zhukov Proceedings of NAS RK. The mathematics series..4 (296).S. 140-149. (2014). (in russ)
- 6 J.S.Zhantayev, N.G.Breusov, B.K. Kurmanov, G.Ya.Khachikyan, K.M.Mukashev, T.H.Sadykov and V.V. Zhukov Global scientific potential: mater. 10-th Intern. scientific.-pract. Conf. (Bulgaria, Sofia, Vol. 6 (Physics). P. 33-38. (2014). (in russ)
- 7 V.A. Tsarev and V.A. Preprint FIAN 179. 21C. (1988)
- 8 J. A. Hinton Extensive air shower.(PhD Thesis. University of Leeds). 276 p. (1998).
- 9 J.Beringer et al. (Particle Data Group), PR D86, 010001 (2012) and 2013 partial update for the 2014 edition. 2013, December 18 . URL: <http://pdg.lbl.gov>.
- 10 D.E.Groom, N.V. Mokhov and S.I. Striganov Muon stopping-power and range tables Atomic Data and Nuclear Data Tables.. 78. 183 p. (2001)
- 11 P. Adamson et al. Phys. Rev.. D76. 052003. hep-ex/0705.3815. (2007)
- 12 M.Crouch Proc. 20th Int. Cosmic Ray Conf., (Moscow, 1987) 165. [<http://adsabs.harvard.edu/abs/1987ICRC....6..165C>].
- 13 Yu.M.Andreev, V.I.Gurentzov and I.M. Kogai Proc. 20th Int. Cosmic Ray Conf. (Moscow, 2007). 6. P. 200. [<http://adsabs.harvard.edu/abs/1987ICRC....6..200A>].
- 14 M.Aglietta et al. (LVD Collab. Astropart. Phys.. 3. P. 311-320. (1995)
- 15 M.Ambrosio et al. (MACRO Collab.). Phys. Rev.. D52. P. 3793-3802. (1995)
- 16 Ch.Berger et al. (Frejus Collab.). Phys. Rev. D40. P. 2163.(1989)
- 17 K.M.Mukashev, T.H.Sadykov, V.V.Zhukov and O.A. Novolodskaya Applied research in cosmic rays physics. Part 1.(Almaty, 2016). 287 p.
- 18 M.Ichiki, K.Baba , H.Toh, K. Fuji-ta, Gondwana Research 16. 545–562 (2009).
- 19 Hasegawa, A., Nakajima, J., Uchida, N., Okada, T., Zhao, D., Matsuzawa, T., Umino, N., Gondwana Research 16. 370–400. (2010). (in russ)
- 20 S.Maruyama, A.Hasegawa, M. Santosh, T.Kogiso, S.Omori, H.Nakamura, H.Kawai and D.Zhao, Gondwana Research 16. 414–430. (2009). (in russ)
- 21 G. S. Golitsyn Statistics and dynamics of natural processes and phenomena: Methods, tools, results. Series: Synergetics: from past to future. No. 68. ISBN 978-5-396-00502-0. – 400 p. (2013). (in russ)
- 22 T.D. Abakanov, A.B.Sadykova and G.Ya.Khachikyan Modern seismo-tectonic status of the crust in the Northern Tien Shan. Reports Of The National Academy Of Sciences Of The Republic Of Kazakhstan. ISSN 2224-5227. No. 2. P. 98-110. (2015). (in russ)
- 23 A.V.Timush, A.B.Sadykova, N.P.Stepanenko and G.Ya.Khachikyan, News NAN RK, series of Geology and technical Sciences 1, 55-66. (2013) (in russ)
- 24 A.K.Rybin, V.Y.Batalev, G.G. and T.Shelokov Geodynamics and geoenvironmental problems of high-altitude regions (2nd international Symposium; abstracts). Bishkek. S. 25-27. (2002).
- 25 K.M.Mukashev, T.H.Sadykov, V.V.Zhukov and O.A. Novolodskaya Applied research in physics of cosmic rays. Part 2. (Almaty, 2017), 314 p. (in russ).
- 26 J.Feynman, A.Ruzmaikin The Centennial Gleissberg J. Geophys. Res. Space Physics 119. P. 6027–6041. doi:10.1002/2013JA019478. (2014).
- 27 K.M.Mukashev and T.H. Sadykov Physics, astrophysics of cosmic rays and anomalous effects in hadron interactions. (Almaty, 2011), 374 p. (in russ)
- 28 B.K.Novikov and O.V.Rudenko, V.I. Timoshenko Nonlinear underwater acoustics. (Leningrad: Shipbuilding, 1981), 264 p. (in russ)
- 29 V.A.Voronin, S.P.Tarasov and V.I. Timoshenko Parametric Sonar system. (Rostov n/D: Rostizdat, 2004), 400 p. (in russ)

4-бөлім
**ЖОҒАРЫ ОҚУ ОРНЫНДА
ФИЗИКАНЫ ОҚЫТУ ӘДІСТЕМЕСІ**

Раздел 4
**МЕТОДИКА ПРЕПОДАВАНИЯ ФИЗИКИ
В ВЫСШЕЙ ШКОЛЕ**

Section 4
**METHODS OF TEACHING
HIGH SCHOOL PHYSICS**

Жусупов М.А.¹, Турсынбаева Д.А.², Жаксыбекова К.А.¹, Кабатаева Р.С.¹

¹Казахский национальный университет имени аль-Фараби, НИИЭТФ,
кафедра теоретической и ядерной физики, г. Алматы, Казахстан

²Казахский национальный педагогический университет имени Абая,
кафедра методики преподавания математики, физики и информатики,
г. Алматы, Казахстан, e-mail: raushan.kabatayeva@gmail.com

МЕТОДИКА ВЫПОЛНЕНИЯ КВАНТОВЫХ РАСЧЕТОВ

В настоящей статье рассматривается методика использования константы конверсии и постоянной тонкой структуры в квантовых расчетах. Знание данной методики необходимо для молодых преподавателей и исследователей в области теоретической ядерной и атомной физики, а также студентов, магистрантов и докторантов. Показано, как с помощью константы конверсии и постоянной тонкой структуры можно выполнять квантовые расчеты, таким образом, чтобы получать в результате величины необходимой размерности. Рассмотрено несколько случаев, такие как расчет энергетических уровней и энергии ионизации водородоподобных атомов, вычисление радиуса первой боровской орбиты для атома водорода, массы квантов сильного взаимодействия и радиуса слабых взаимодействий, расчет полной и кинетической энергий для релятивистских частиц. В литературе по субатомной физике встречается много других случаев, когда без использования этих констант невозможно получить порядок и размерность искомой величины. Рассмотренные примеры знакомят читателя с единицами микромира, а также дают глубокое понимание тем, кто уже имеет опыт работы в мире субатомных единиц. Постоянная тонкой структуры является безразмерной единицей, но она имеет глубинный смысл, поскольку все основные свойства и характеристики объектов микромира определяются этой величиной.

Ключевые слова: константа конверсии, постоянная тонкой структуры, квантовый расчет, субатомные единицы, водородоподобный атом, квант взаимодействия, радиус взаимодействия.

Zhusupov M.A., Tursynbayeva D.A., Zhaksybekova K.A., Kabatayeva R.S.

¹al-Farabi Kazakh National University, NIETF,

Department of Theoretical and Nuclear Physics, Almaty, Kazakhstan

²KazNPU them. Abay, Department of Methods of Teaching Mathematics, Physics and Informatics,
Almaty, Kazakhstan, E-mail: raushan.kabatayeva@gmail.com

Methodology of quantum calculations

In present article a methodology of conversion constant and fine structure constant's use in quantum calculations is considered, knowledge of the methodology is necessary for young teachers and researchers in field of theoretical nuclear and atomic physics, and also for bachelor, master and PhD students. It is shown how using the conversion constant and fine structure constant one can do quantum calculations in such a way that to obtain as a result quantities of necessary dimensions. Several cases are considered, such as a calculation of energy levels and ionization energies of hydrogen-like atoms, calculation of radius of the first Bohr orbit for hydrogen-like atom, mass of strong interaction quanta and weak interaction radius, calculation of total and kinetic energies for relativistic particles. In a literature on subatomic physics there appear a lot of cases when without using these constants it is not possible to obtain orders and dimensions of quantities. The examples considered acquaintance the readers with micro-world units, and also give a deep understanding for those who have an experience in subatomic units. The fine structure constant is dimensionless, but it has a deep

meaning since all fundamental properties and characteristics of micro-world objects are defined by this quantity.

Key words: conversion constant, fine structure constant, quantum calculation, subatomic units, hydrogen-like atom, interaction quantum, interaction radius.

Жусупов М.А.¹, Турсынбаева Д.А.², Жаксыбекова К.А.¹, Кабатаева Р.С.¹

¹Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, ЭТФҒЗИ,
теориялық және ядролық физика кафедрасы, Алматы қ., Қазақстан

²Абай атындағы Ұлттық педагогикалық университет, математика, физика және информатиканы оқыту
әдістеме кафедрасы, Алматы қ., Қазақстан, e-mail: raushan.kabatayeva@gmail.com

Кванттық есептеулерді орындау әдіснамасы

Нақты мақалада кванттық есептеулерде конверсия тұрақтысын және нәзік құрылым тұрақтысын қолдану методикасы қарастырылған, бұл методиканы білу теориялық ядролық және атомдық физика саласындағы жас оқытушыларға және зерттеушілерге аса қажетті, сонымен қатар студенттерге, магистранттарға және докторанттарға пайдалы болып табылады. Кванттық есептеулер нәтижесінде керекті өлшем бірлікті алу үшін конверсия тұрақтысын және нәзік құрылым тұрақтысын қолдану жолдары көрсетілген. Бірнеше жағдай қарастырылған, нақтылап айтқанда, сутегі тәрізді атомдардың энергетикалық деңгейлерін және ионизация энергиясын есептеу, сутегі атомы үшін бірінші бор орбитасын, күшті әсерлесу кванттарының массасын және әлсіз әсерлесу радиусын, релятивистік бөлшектер үшін толық және кинетикалық энергиясын есептеу. Субатомдық физика әдебиеттерінде керекті шаманың ретін және өлшем бірлігін табу үшін айтылған тұрақтыларының қолданбауысыз мүмкін емес екенін айқындайтын басқа да көптеген жағдайлар кездеседі. Қарастырылған мысалдар оқырманды микро әлемнің бірліктерімен таныстырады, және де субатомдық бірліктермен жұмыс тәжірибесі бар ізденушілерге де терең түсінігін береді. Нәзік құрылым тұрақтысы өлшембірліксіз болып табылады, бірақ оның терең мағынасы бар, себебі микро әлем объектілерінің негізгі қасиеттері және сипаттамалары дәл осы шамамен анықталады.

Түйін сөздер: конверсия тұрақтысы, нәзік құрылым тұрақтысы, кванттық есептеу, субатомдық бірліктер, сутегі тәрізді атом, әсерлесу кванты, әсерлесу радиусы.

Введение

Квантовые расчеты используются почти во всех областях современной науки и техники [1-6]. Понятие квантовых расчетов встречается в исследованиях по квантовой химии [7], квантовой информации [8], квантовой биологии [9], астрофизике [10] и многих других. Область квантовой химии пережила огромный прогресс за последние два десятилетия [7]. Двигателем к этому явились возможность все более и более мощного компьютерного обеспечения, развитие и внедрение улучшенных методик с улучшенным компромиссом между точностью и эффективностью расчетов, а также успешные применения этих методик к проблемам реального мира. Таким образом, квантовые расчеты стали существенным инструментом во многих областях химических исследований. В работе [7] дается обзор того, как квантовое химическое моделирование используется в химической промышленности, путем обзора статей, написанных авторами из химической промышленности. Различные темы специфической промышленной важности рассмотрены вместе с механизмами квантовых

расчетов. Как пример, это расчеты реакций термодинамики и кинетики, так как именно они являются ключевыми составляющими к пониманию и предсказанию химической реактивности.

В работе [8] дается описание основ теории квантовой информации и понятие квантовой запутанности, была предложена методология для модельного запутанного квантового расчета в области квантовых алгоритмов, также рассмотрены уровни запутанности в операции квантовых алгоритмов.

Глубокое понимание и проведение эффективных квантовых расчетов требует знания фундаментальных квантовых констант и понимание их физической сущности, а также навыков их применения в аналитических и численных расчетах. В расчетах в атомной и ядерной физике, физике элементарных частиц принято, используя соотношение Эйнштейна $E = Mc^2$, измерять массы частиц в единицах $MэВ/c^2$, или пользоваться величиной $Mc^2 [MэВ]$. Так, для электрона $m_e c^2 = 0.511 MэВ$, для протона и нейтрона $M_p c^2 = 938.27 MэВ$ и $M_n c^2 = 939.57 MэВ$ соответственно и т.д.

Конкретные расчеты в различных квантовых приложениях значительно упрощаются, если использовать не численные значения наиболее часто встречающихся фундаментальных постоянных, таких как e – абсолютное значение электрического заряда электрона, $\hbar = h/2\pi$, где h – постоянная Планка, c – скорость света в вакууме, а рассматривать их комбинации [11]. Такими являются константа конверсии $\hbar c = 1,97 \cdot 10^{-11} \text{ МэВ} \cdot \text{см}$ и постоянная тонкой структуры $\frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137}$. При этом для масс частиц употребляются энергетические единицы [МэВ]. Рассмотрим следующие примеры [12, 13].

Коэффициент конверсии в квантовых расчетах

1. Энергетические уровни и энергии ионизации водородоподобных атомов.

В этом случае энергетические уровни квантуются [11]:

$$E_n = -\frac{\mu z^2 e^4}{2\hbar^2} \frac{1}{n^2}.$$

Для атома водорода $z = 1$, μ – приведенная масса системы электрон-ядро:

$$\mu = \frac{m_e \cdot M_p}{m_e + M_p}.$$

Для атома водорода $\mu \approx m_e$, так как $\frac{m_e}{M_p} = \frac{1}{1836}$, $n = 1, 2, 3, \dots$ – главное квантовое число.

Энергия ионизации (энергия связи) – это энергия, необходимая для отрыва электрона от атома в основном состоянии $I = -E_1 = \varepsilon_{\text{св.}}$ [11]:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\text{св.}} &= \frac{m_e e^4}{2\hbar^2} = \frac{m_e c^2}{2} \frac{e^4}{\hbar^2 c^2} = \\ &= \frac{0,511 \text{ МэВ}}{2} \frac{1}{137^2} = 13,6 \text{ эВ}. \end{aligned}$$

2. Радиус первой бордовской орбиты для атома водорода a [11]:

$$\begin{aligned} a &= \frac{\hbar^2}{m_e e^2} = \frac{\hbar^2 c^2}{m_e e^2 c^2} = \frac{\hbar c}{e^2} \frac{\hbar c}{m_e c^2} = \\ &= 137 \cdot \frac{1,97 \text{ МэВ} \cdot \text{см}}{0,511 \text{ МэВ}} = 0,528 \cdot 10^{-8} \text{ см}. \end{aligned}$$

Напомним, что в полуквантовой теории Бора боровский радиус a – это расстояние от ядра, на котором движется электрон. В квантовой механике боровский радиус a – это расстояние, на котором максимальна вероятность обнаружения электрона в основном состоянии атома.

3. Масса квантов сильного взаимодействия
Согласно современным представлениям взаимодействие между нуклонами осуществляется путем обмена между ними некоторыми частицами – квантами ядерного поля [12]. При этом на расстояниях $r \geq 0,8 \cdot 10^{-13} \text{ см}$ основную роль играет обмен π -мезонами. Связь между радиусом сил и массой переносчика взаимодействия можно получить, если использовать соотношение неопределенностей для энергии и времени

$$\Delta E \cdot \Delta t \approx \hbar.$$

Оно показывает, на какую величину ΔE может измениться энергия системы за промежуток времени Δt . За счет энергии ΔE на короткое время Δt может образоваться

виртуальная частица с массой $m = \frac{\Delta E}{c^2}$, то есть

в квантовой механике допускается нарушение закона сохранения энергии на время Δt . Предполагая, что гипотетический квант взаимодействия движется со скоростью света и проходит за время Δt расстояние, равное радиусу действия ядерных сил $a = 1,5 \text{ фм}$, получим

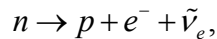
$$\begin{aligned} \Delta E &\approx \frac{\hbar}{\Delta t} = \frac{\hbar c}{c \cdot \Delta t} = \frac{\hbar c}{a} = \\ &= \frac{1,97 \cdot 10^{-11} \text{ МэВ} \cdot \text{см}}{1,5 \cdot 10^{-13} \text{ см}} \approx 130 \text{ МэВ}. \end{aligned}$$

Эта масса очень близка к массе π -мезонов. Таким образом, на расстояниях $r \geq 0,8 \text{ фм}$ заряженные π^\pm - и нейтральные π^0 -мезоны описывают взаимодействие между pp , nn и pp -парами. На меньших расстояниях между

нуклонами происходит обмен более тяжелыми ρ , η и ω -мезонами.

4. Радиус слабых взаимодействий.

Слабые взаимодействия ответственны за бета-распады атомных ядер, за распады нестабильных элементарных частиц. Например, нейтроны распадаются по следующей схеме [12]:



здесь $\tilde{\nu}_e$ – электронное антинейтрино. Квантами слабых взаимодействий являются промежуточные W - и Z -бозоны, впервые обнаруженные в ЦЕРНе в 1983 году. Их массы $M_W = 80,22 \text{ ГэВ}$ и $M_Z = 91,19 \text{ ГэВ}$.

Используя те же соображения, что и в предыдущем пункте, получим:

$$R_W = \frac{\hbar c}{M_W c^2} = \frac{1,97 \cdot 10^{-11} \text{ МэВ} \cdot \text{см}}{80220 \text{ МэВ}} \approx 2,5 \cdot 10^{-16} \text{ см}.$$

5. Определить полную E и кинетическую T энергии электрона, приведенная длина волны которого равна $\tilde{\lambda} = 10^{-2} \phi_m$.

$$\tilde{\lambda} = \frac{\hbar}{p} = \frac{\hbar c}{pc}.$$

Для рассматриваемых длин волн электроны являются высокоэнергетичными. Для их энергий используем релятивистскую формулу [13]

$$E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4$$

$$pc = \sqrt{E^2 - m^2 c^4}.$$

Тогда

$$\sqrt{E^2 - m^2 c^4} = \frac{\hbar c}{\tilde{\lambda}} = \frac{1,97 \cdot 10^{-11} \text{ МэВ} \cdot \text{см}}{10^{-2} \cdot 10^{-13} \text{ см}} = 2 \cdot 10^4 \text{ МэВ} = 20 \text{ ГэВ}.$$

Поскольку $E = mc^2$, то $E \approx T = 20 \text{ ГэВ}$. Подобные энергии электронов легко достижимы на ускорителях в ЦЕРНе.

Литература

- 1 Pacios L.F. A program to test basis-sets for quantum calculations with the option to include effective core potentials // Computer Physics Communications. V. 67. No. 2. P. 309-324. 1991.
- 2 Balucani N., Skouteris D., Cartechini L., Capozza G., Segoloni E., Casavecchia P., Alexander M.H., Capecchi G., Werner H.J. Differential cross sections from quantum calculations on coupled ab initio potential energy surfaces and scattering experiments for Cl(P-2)+H-2 reactions // Physical Review Letters. V. 91. No. 1. 013201. DOI: 10.1103/PhysRevLett.91.013201. 2003.
- 3 Miroshnichenko G.P. Discrete photodetection for protocols of linear optical quantum calculations and communications // Journal of Experimental and Theoretical Physics. V. 112. No. 6. P. 923-931. DOI: 10.1134/S1063776111050141. 2011.
- 4 Simenel C., Chomaz P., de France G. Quantum calculations of Coulomb reorientation for sub-barrier fusion // Physical Review Letters. V. 93. No. 10. 102701. DOI: 10.1103/PhysRevLett.93.102701. 2004.
- 5 Bovino S., Wernli M., Gianturco F.A. Fast LiH destruction in reaction with H: quantum calculations and astrophysical consequences // Astrophysical Journal. V. 699. No. 1. P. 383-387. DOI: 10.1088/0004-637X/699/1/383. 2009.
- 6 Costantini A., Lago N.F., Lagana A., Huarte-Larranaga F. A Grid implementation of direct quantum calculations of rate coefficients // Computational Science and its Applications – ICCSA 2009, PT II. Lecture Notes in Computer Science. V. 5593. P. 104. 2009. International Conference on Computational Science and Its Applications (ICCSA 2009). Seoul, South Korea. 2009.
- 7 Deglmann P., Schaefer A., Lennartz C. Application of quantum calculations in the chemical industry-an overview // International Journal of Quantum Chemistry. V. 115. No. 3. P. 107-136. DOI: 10.1002/qua.24811. 2015.
- 8 Potapov V., Gushanskiy S., Guzik V., Polenov M. Development of methodology for entangled quantum calculations modeling in the area of quantum algorithms // Software Engineering Trends and Techniques in Intelligent Systems, CSOC 2017. V. 3. Advances in Intelligent Systems and Computing. P. 106-115. DOI: 10.1007/978-3-319-57141-6_12. 2017.
- 9 Suprun A.D., Shmeleva L.V. Current in the protein nanowires: quantum calculations of the base states // Nanoscale Research Letters. V. 11. No. 74. DOI: 10.1186/s11671-016-1269-0. Feb 9 2016.
- 10 Oliver M.A. Quantum calculations in a unique rest frame // Foundations of Physics Letters. V. 4. No. 4. P. 337-350. DOI: 10.1007/BF00665893. Aug 1991.
- 11 В.М.Галицкий, Б.М.Карнаков, В.И.Коган. Задачи по квантовой механике, учебное пособие. – М. Наука, Главная редакция физико-математической литературы, 1981. – 648 стр.

- 12 Субатомная физика. Под редакцией Б.С.Ишханова. – Москва, МГУ, 1994. – 224 стр.
- 13 Д. Перкинс. Введение в физику высоких энергий. – Москва, Энергоатомиздат, 1991. – 429 стр.

References

- 1 Pacios L.F., Computer Physics Communications. V. 67. No. 2. P. 309-324. 1991.
- 2 Balucani N., Skouteris D., Cartechini L., Capozza G., Segoloni E., Casavecchia P., Alexander M.H., Capecchi G., Werner H.J., Physical Review Letters. V. 91. No. 1. 013201. DOI: 10.1103/PhysRevLett.91.013201. 2003.
- 3 Miroshnichenko G.P., Journal of Experimental and Theoretical Physics. V. 112. No. 6. P. 923-931. DOI: 10.1134/S1063776111050141. 2011.
- 4 Simenel C., Chomaz P., de France G., Physical Review Letters. V. 93. No. 10. 102701. DOI: 10.1103/PhysRevLett.93.102701. 2004.
- 5 Bovino S., Wernli M., Gianturco F.A., Astrophysical Journal. V. 699. No. 1. P. 383-387. DOI: 10.1088/0004-637X/699/1/383. 2009.
- 6 Costantini A., Lago N.F., Lagana A., Huarte-Larranaga F. A, Computational Science and its Applications – ICCSA 2009, PT II. Lecture Notes in Computer Science. V. 5593. P. 104. 2009. International Conference on Computational Science and Its Applications (ICCSA 2009). Seoul, South Korea. 2009.
- 7 Deglmann P., Schaefer A., Lennartz C., International Journal of Quantum Chemistry. V. 115. No. 3. P. 107-136. DOI: 10.1002/qua.24811. 2015.
- 8 Potapov V., Gushanskiy S., Guzik V., Polenov M., Software Engineering Trends and Techniques in Intelligent Systems, CSOC 2017. V. 3. Advances in Intelligent Systems and Computing. V. 575. P. 106-115. DOI: 10.1007/978-3-319-57141-6_12. 2017.
- 9 Suprun A.D., Shmeleva L.V., Nanoscale Research Letters. V. 11. No. 74. DOI: 10.1186/s11671-016-1269-0. Feb 9 2016.
- 10 Oliver M.A., Foundations of Physics Letters. V. 4. No. 4. P. 337-350. DOI: 10.1007/BF00665893. Aug 1991.
- 11 V.M.Galitsky, B.M.Karnakov, V.I.Kogan. Zadachi po kvantovoy mekhanike, uchebnoe posobie. (M. Nauka, Glavnaya redaktsiya fiziko-matematicheskoy literatury, 1981). 648 p.
- 12 Subatomnaya fizika. Pod redaktsiei B.S.Ishkhanova. (Moskva, MGU, 1994), 224 p. (in russ)
- 13 D. Perkins. Vvedenie v fiziku vysokih energiy. (Moskva, Energoatomizdat, 1991), 429 p. (in russ).

Габдуллина Г.Л., Габдуллина А.Т., Медетбекова А.А.

Казахский Национальный университет имени аль-Фараби, Алматы, Казахстан,
e-mail: Gabdullina2401@gmail.com, gabdullyna71@gmail.com

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЦИФРОВЫХ ОБРАЗОВАТЕЛЬНЫХ РЕСУРСОВ В ПРЕПОДАВАНИИ ФИЗИКИ

В статье рассматривается роль цифровых образовательных ресурсов в образовании и их влияние на развитие общества в целом. Показаны пути и возможности оптимизации обучения физике на основе цифровых ресурсов. Показана значимость цифровых образовательных ресурсов для получения качественного образования. В данной работе было предложено использовать цифровые образовательные ресурсы для изучения раздела общего курса физики «Электричество и магнетизм» для студентов КазНУ. Цифровые образовательные ресурсы были разработаны с помощью программы Adobe Flash Professional CS5.5. В работе учтены возможности осуществления контроля и проверки усвоения материала через контрольные и тестовые задания разного формата. В предложенных цифровых ресурсах модуль «тест» создан с помощью Adobe flash professional CS5.5 и запрограммирован на языке Actionscript. Показано, что цифровой образовательный ресурс может полноценно обеспечивать знание, усвоение и закрепление учебного материала и будет способствовать подготовке квалифицированных кадров в области естественных наук.

Ключевые слова: образование, знание, цифровой образовательный ресурс, информация, педагогическая технология, информационные технологии.

Gabdullina G.L., Gabdullina A.T., Medetbekova A.A.

al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan,
e-mail: Gabdullina2401@gmail.com, gabdullyna71@gmail.com

Use of digital educational resources in teaching physics

The article discusses the role of digital educational resources in education and their impact on the development of society as a whole. The ways and opportunities of teaching physics based on digital resources. The importance of digital educational resources for quality education was shown. In the work it was proposed to use digital educational resources for learning section of General physics course "Electricity and magnetism" for KazNU students. Digital educational resources were developed with the help of a program Adobe Flash Professional CS5.5. In the work considered the feasibility of monitoring and verification of learning through the test and test tasks of different formats. In the proposed digital resources the module «test» created using Adobe flash professional CS5.5 and programmed in the language Actionscript. It is shown that the digital learning resource can fully provide the knowledge, learning and consolidation of educational material and promote the training of qualified personnel in the field of natural Sciences.

Key words: education, knowledge, digital educational resource, using, information, pedagogical technology, information technologies.

Габдуллина Г.Л., Габдуллина А.Т., Медетбекова А.А.

Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Алматы қ., Қазақстан,
e-mail: Gabdullina2401@gmail.com, gabdullyna71@gmail.com

Физиканы оқытуда сандық білім беру ресурстарын қолдану

Мақалада білім беруде сандық ресурстардың алатын ролі қарастырылған. Сандық ресурстардың негізінде физиканы оқытуды оңтайландыру мүмкіндіктері мен тиімді жолдары көрсетілген. Цифрлық білім беру ресурстарын сапалы білім алу үшін маңыздылығы көрсетілген. Бұл жұмыста ҚазҰУ-дың студенттеріне жалпы физика курсының «Электр және магнетизм» бөлімін оқып-үйрену үшін қолдануға болатын сандық білім беру ресурстары ұсынылған. Сандық білім беру ресурстары Adobe Flash Professional CS5.5 бағдарламасының көмегімен жасалған. Жұмыста әртүрлі форматта жасалған тестілік және бақылау тапсырмалары арқылы оқу материалын меңгеру мен бақылауды жүргізу мүмкіндіктері ескерілген. Сандық ресурстың «тест» модулі Adobe Flash Professional CS5.5 бағдарламасының көмегімен жасалған және Actionscript тілінде программаланған. Сандық білім беру ресурстары толық түрде білім алуды, оны меңгеруді және бекітуді қамтамасыз ете алады және жаратылыстану ғылымдары бойынша жоғарғы санатты мамандарды дайындауға мүмкіндік жасайды.

Түйін сөздер: білім, сандық білім беру ресурсы, ақпарат, педагогикалық технология, ақпараттық технологиялар.

Введение

Образование, являясь важным элементом общественной системы, определяется состоянием и тенденциями развития общества, и, в свою очередь, активно влияет на них. Следовательно, изменения, происходящие в системе общественных отношений, влекут за собой к модификации в образовании.

Образование обеспечивает ее обладателя максимально благоприятными условиями для выбора жизненного пути, повышения мобильности и социальной защищенности. Именно образование помогает предвидеть общественные и личностные проблемы, пути их решения и активно влияет на развитие общества.

В послании Президента Республики Казахстана Н.А. Назарбаева говорится, что страна, не умеющая развивать знания, в 21 веке обречена на провал [1]. Вместе с тем, политические и социально-экономические реформы современного казахстанского общества, необходимость наукоемких и капиталоемких производств, требуют формирования образованных, компетентных и квалифицированных кадров [2, 3]. С другой стороны, модернизация образовательной системы нашего государства и выход на международный уровень требует соответствия национального стандарта образования международным стандартам [4].

Таким образом, уровень подготовки, профессиональная компетентность будущих специалистов, выпускаемых на физико-техническом

факультете КазНУ должны выдержать конкуренцию на рынке труда. Следовательно, преподавание изучаемых дисциплин, в частности, преподавание физики должно идти в ногу со временем, т.е. с использованием современных электронных средств и действующих педагогических технологий [5, 6]. Педагогическая технология – совокупность, специальный набор форм, методов, способов, приемов обучения и воспитательных средств, системно используемых в образовательном процессе, на основе декларируемых психолого-педагогических установок. Дидактический аспект педагогической технологии изучался рядом ученых [6-8]. Также были предложены различные подходы к классификации педагогических технологий [6-8]. Среди педагогических технологий можно отметить следующие:

- алгоритмизация обучения,
- программированное обучение,
- технология коллективной учебно-познавательной деятельности,
- технология проблемного обучения,
- технология оптимизации обучения,
- технология интенсификации обучения,
- технология развивающего обучения,
- технология дифференцированного обучения,
- личностно-ориентированная технология обучения,
- технологии уровневой дифференциации,
- технология эвристического обучения,
- компьютерные технологии обучения и другие.

Новые педагогические технологии, и любые другие, используемые в настоящее время немыслимы без широкого применения новых информационных технологий, компьютерных, в первую очередь. Именно новые информационные технологии позволяют в полной мере раскрыть педагогические, дидактические функции этих методов, реализовать заложенные в них потенциальные возможности [6-9]. Безусловно, человек доверяет органу зрения, и более восьмидесяти процентов информации воспринимается и запоминается им через зрительный анализатор. И, по мнению большинства психологов и педагогов использование информационных технологий при проведении занятий активизирует психические процессы студентов. Улучшается восприятие, сосредотачивается внимание, т.е. активизируются познавательные процессы.

На сегодняшний день информационные технологии – компьютерные программы и обучающие системы – электронные учебники, учебные пособия, виртуальные лабораторные работы, системы тестирования знаний, системы на базе мультимедиа-технологий и т.п.

Как известно, цифровые образовательные ресурсы – это простые в использовании информационные источники, которые содержат текстовую, цифровую, речевую и другую информацию [10-16]. В учебных заведениях их можно использовать как дополнения к традиционным модулям и проводить динамичные, интересные, незабываемые, современные занятия, потому что, цифровые образовательные ресурсы не заменяют традиционные методически целесообразные средства обучения, а лишь дополняют и расширяют их возможности. И это, в свою очередь, повышает эффективность и качество обучения [17-21].

Экспериментальная часть

Авторами данной работы были разработаны и созданы цифровые образовательные ресурсы для раздела общего курса физики «Электричество и магнетизм» КазНУ. Целью дисциплины является представление электромагнетизма как теории, возникшей вследствие обобщения наблюдений, практического опыта и эксперимента в рамках лекционных, практических и лабораторных занятий. Реализация которой предпола-

гает использовать весь арсенал возможностей, в том числе инновационный подход к ведению курса для получения студентом бакалавриата теоретических и практических навыков понимания основ электромагнетизма и приобретения необходимых компетенций, которые он сможет продемонстрировать по окончании изучения дисциплины.

Цифровые образовательные ресурсы были разработаны с помощью программы **Adobe flash professional CS5.5** (рисунок 1). На сегодняшний день **flash-технологии**, т.е. технологии интерактивной веб-анимации объединяют в себе множество мощных технологических решений в области мультимедийного представления информации. **Actionscript** – это объектно-ориентированный язык программирования, который добавляет интерактивность, обработку данных и многое другое в содержимое Flash-приложений.

Структура предложенного цифрового ресурса представлена на рисунке 2. Теоретический материал, лабораторная работа, контрольная работа были конвертированы в Print2Flash (рисунок 3).

Теоретический материал цифрового образовательного ресурса представлен с помощью иллюстрированных слайд-шоу, анимации – модуль «физическая модель», интерактивных познавательных дидактических материалов – модули: «Знаете ли вы», «гlossарий», «библиографические ссылки» и др. Для наглядности изложения теоретических материалов также приведены фрагменты физических опытов, демонстрирующих фундаментальность многих теорий, законов, постулатов и др. Ко всем темам приведены контрольные модули с тестовыми заданиями, контрольными работами. Хотелось бы отметить, что цифровой образовательный ресурс может обеспечивать контроль и самоконтроль за усвоением учебного материала. В наших цифровых ресурсах модуль «тест» создан с помощью **Adobe flash professional CS5.5** и запрограммирован на языке Actionscript.

Особую роль в цифровых образовательных ресурсах играют интерактивные задания, они несут практико-ориентированный характер, формируют профессиональные компетенции будущих специалистов (рисунок 4).

Запрограммированные интерактивные задания выглядят как показано на рисунках 5, 6.

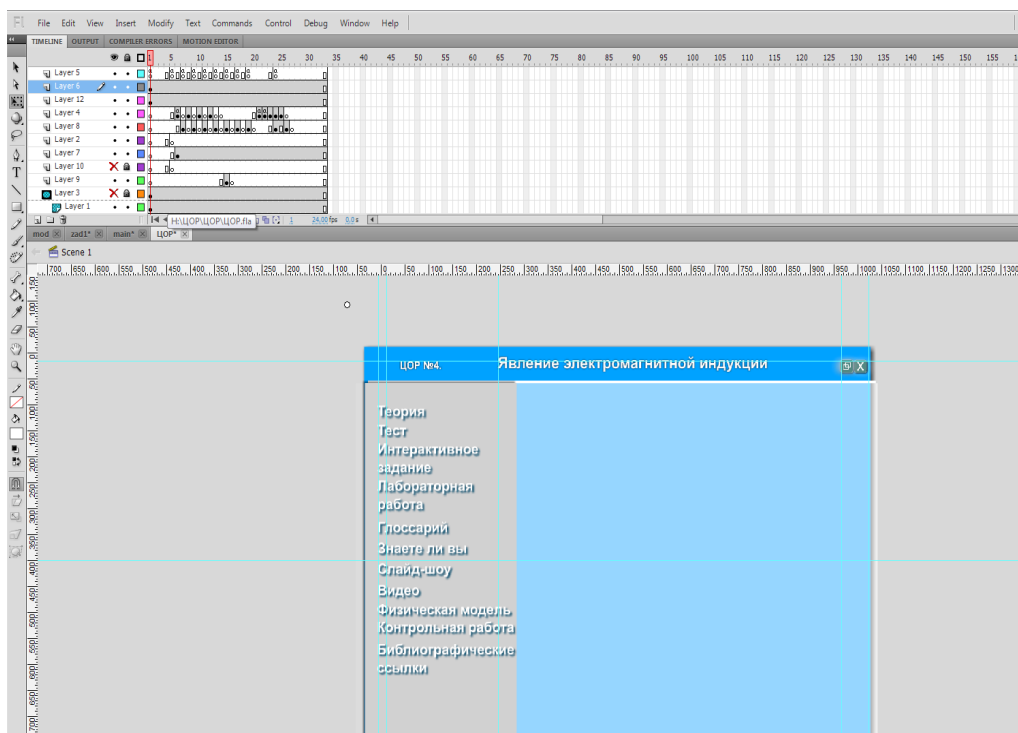


Рисунок 1 – Создание структуры и выбор дизайна цифрового образовательного ресурса

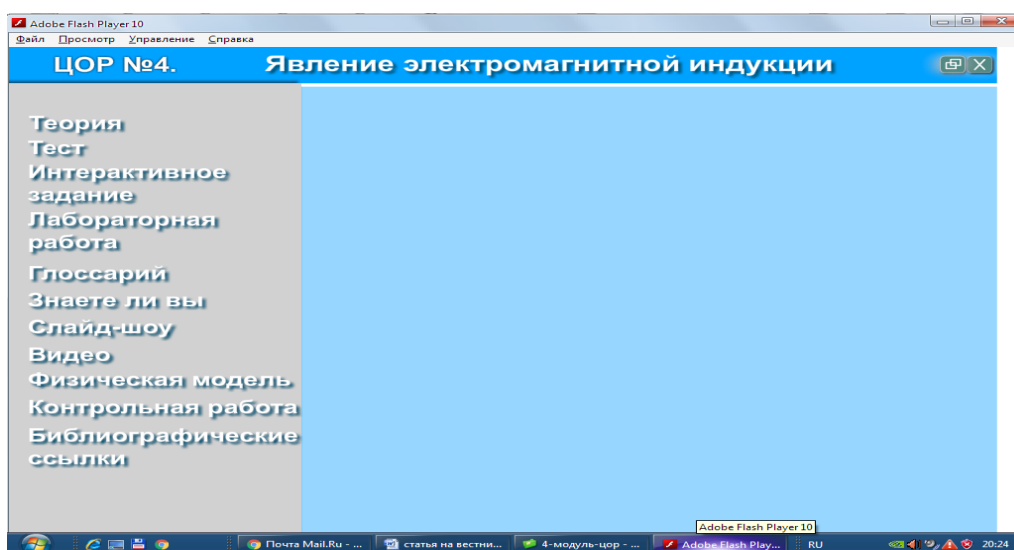


Рисунок 2 – Скриншот структуры цифрового образовательного ресурса

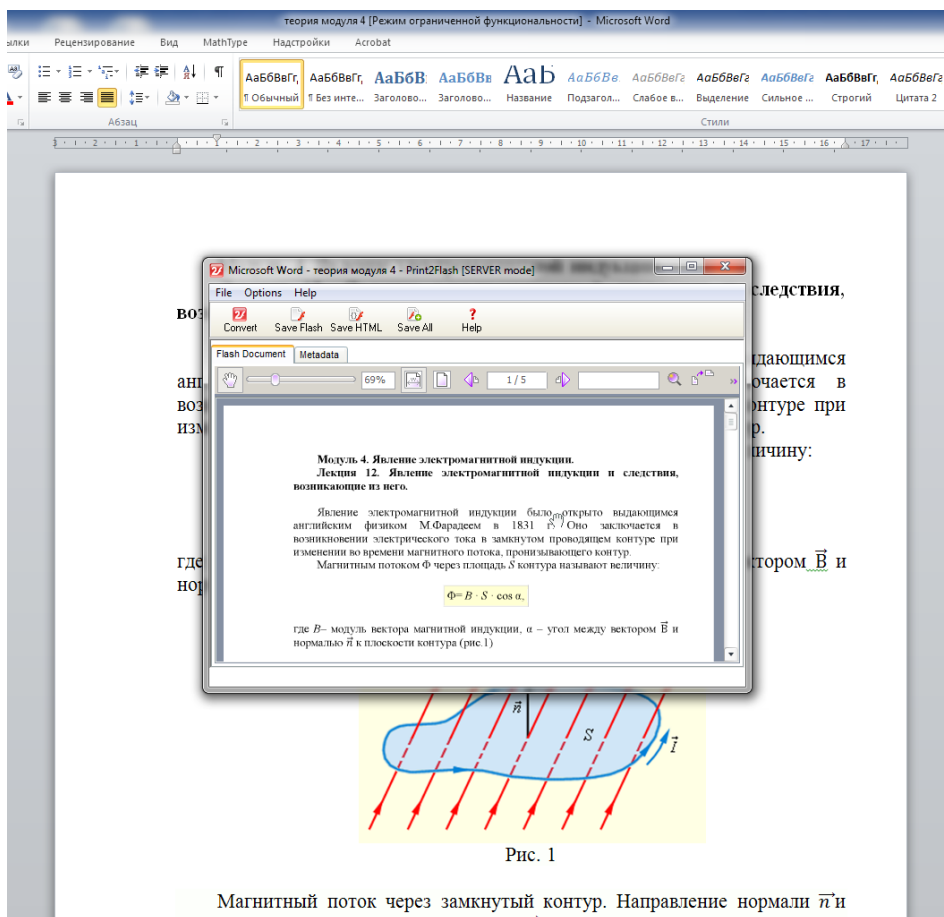


Рисунок 3 – Вид конвертированного Print2Flash материала цифрового ресурса

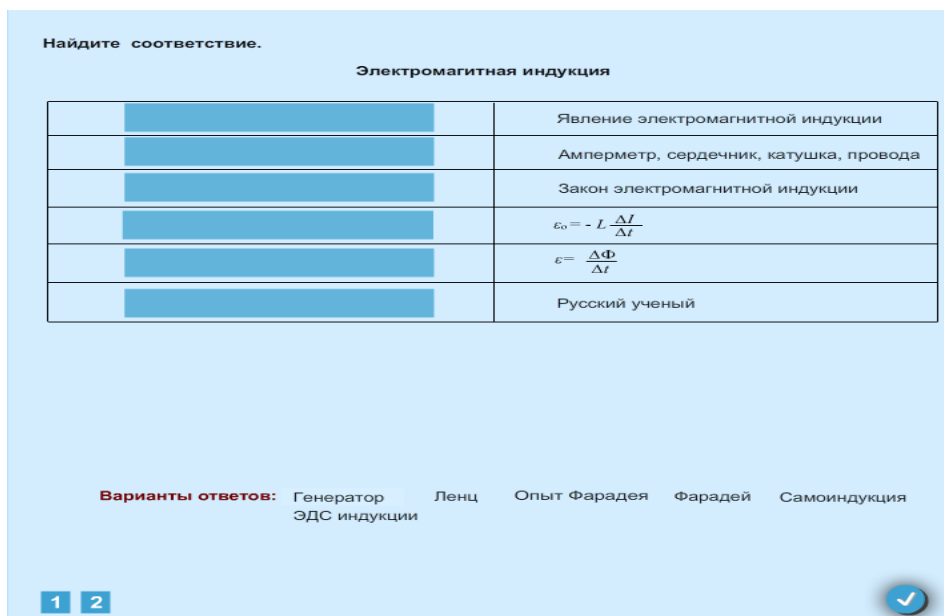


Рисунок 4 – Скриншот интерактивного задания «Найдите соответствие»

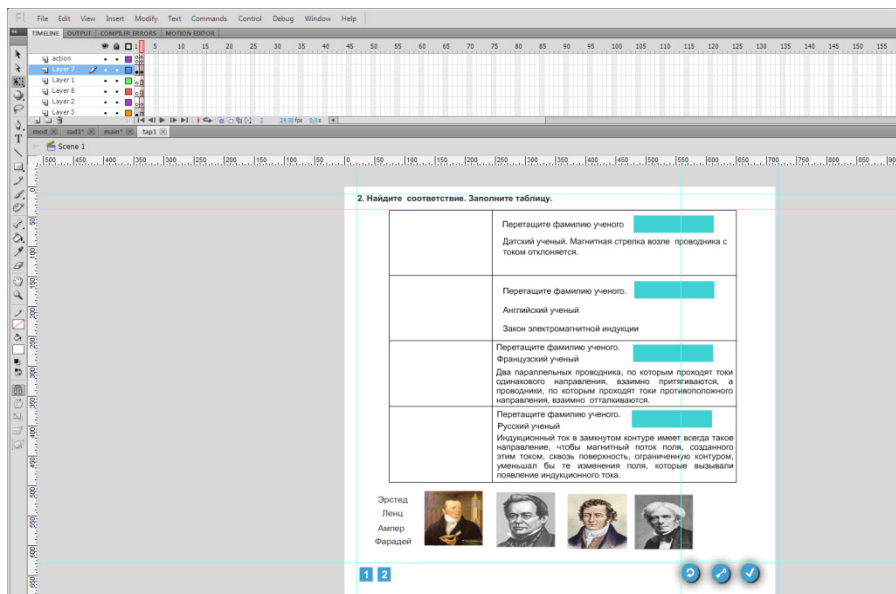


Рисунок 5 – Программирование интерактивного задания

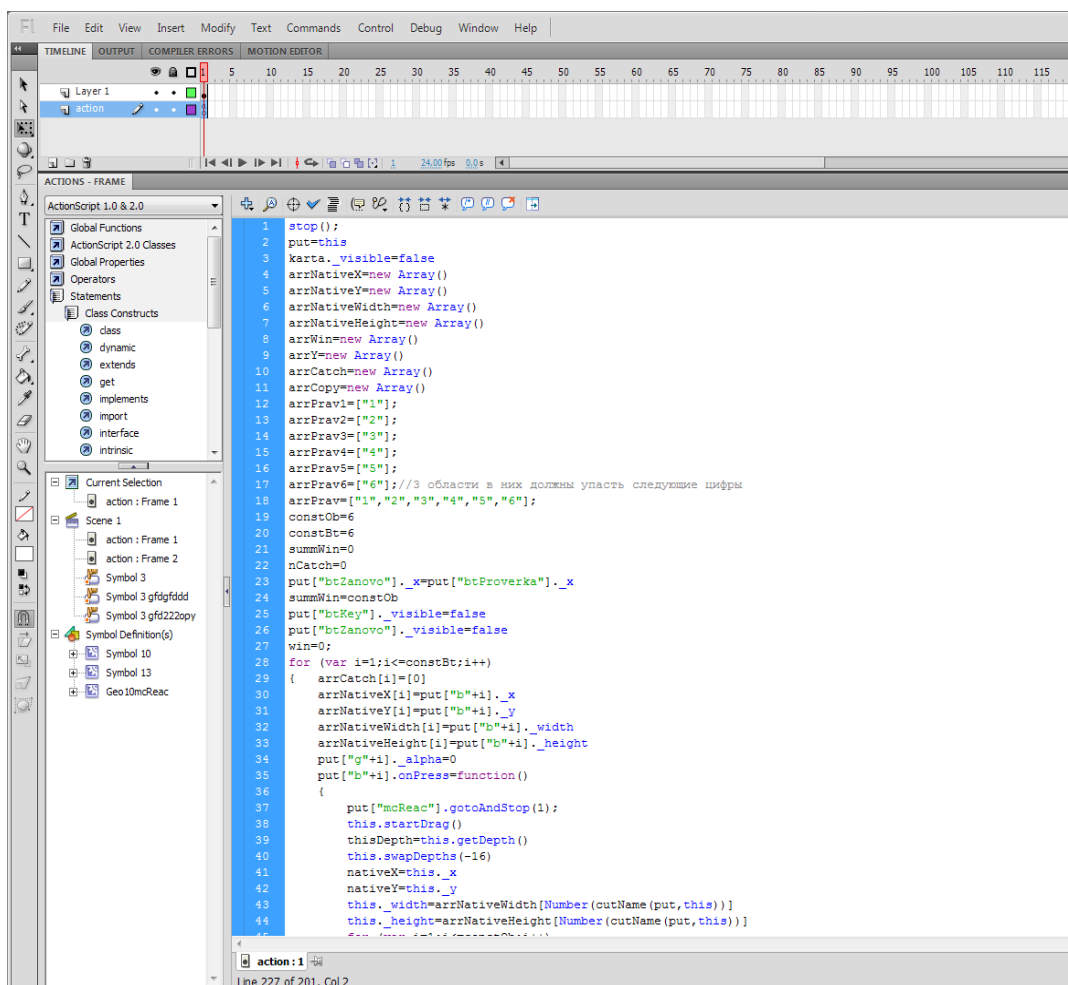


Рисунок 6 – Скриншот запрограммированного интерактивного задания

Заключение

Таким образом, в данной работе были представлены перспективы использования цифровых образовательных ресурсов, на примере созданного нами курса «Электричество и магнетизм» с помощью программы Adobe flash professional CS5.5 и показаны все возможности данной программы. Для закрепления теоретического материала

предложенные электронные средства позволяют включить контрольные и тестовые задания разного формата. Кроме того, показано, что цифровой образовательный ресурс в дополнение ко всему может обеспечивать контроль и самоконтроль за усвоением учебного материала. С помощью разработанных цифровых образовательных ресурсов можно провести интересный, увлекательный урок и для преподавателя и для студента.

Литература

- 1 Послание Президента РК Н.А.Назарбаева народу Казахстана «Построим будущее вместе»// Казахстанская правда. – (28 января) 2011. – С.1-6.
- 2 Государственная программа развития образования Республики Казахстан на 2011 – 2020 годы // Индустриальная Караганда. – 2010. – №199-200. – С. 5-10.
- 3 Управление проектами в образовании/ Под ред. Н.И.Ерофеевой// Народное образование. – 2002. – №5. - С.94-98.
- 4 Учебное пособие для студентов педагогических вузов и системы повышения квалификации педагогических кадров / Е. С. Полат, М. Ю. Бухаркина, М. В. Моисеева, А. Е. Петров. — М.: Издательский центр «Академия», 1999. — 224 с.
- 5 Ершова Е.С. Инновационная деятельность как фактор формирования профессионального мастерства будущего педагога // Вестник Московского государственного областного университета. Серия: Педагогика. – 2016. – №4. – С. 97-102.
- 6 Холина С.А. Проблема пропедевтического обучения физике в условиях модернизации системы образования // Вестник Московского государственного областного университета. Серия: Педагогика. – 2017. – № 2. – С. 140–147.
- 7 Панфилова А.П. Инновационные педагогические технологии: Активное обучение: учеб. пособие для студ. высш. учеб. заведений. – М.: Издательский центр «Академия», 2009. – 192 с.
- 8 Слостёнин В.А. О моделировании образовательных технологий // Наука и школа. – 2000. – № 4. – С. 50-56.
- 9 Инновационные технологии как ресурс эксперимента/ Под ред. Алексеевой Л.Н.//Учитель. – М.:Инфра, 2009. – 256 с.
- 10 Рыженков А. В., Дашковский В. А., Винник М. А. Массовые открытые онлайн курсы и российская система образования // Вестник Московского университета. Серия 20: Педагогическое образование. — 2016. — № 1. – С.75-88
- 11 Попов В.В. Проблемы внедрения современных информационных технологий в образовательную практику педагогических вузов на основе системного подхода// Университетское образование: сборник материалов VII международной научно-практической конференции (Пенза 10-11 апреля 2003 г.), с. 585
- 12 Авдеева С. Цифровые ресурсы в учебном процессе: [о проекте «Информатизация системы образования» и о создании Единой коллекции цифровых образовательных ресурсов] Народное образование. — 2008. — № 1. — С. 176-182. ISSN: 0130-6928
- 13 Буханцева Н.В. Электронные ресурсы: технологии разработки и взаимодействия; М-во образования и науки Рос. Федерации, Гос.образоват. учреждение высш. проф. образования «Волгогр. гос. ун-т». – Волгоград: Изд-во Волгоградского гос. ун-та, 2008. – 402 с. – Библиогр.: С. 369-371
- 14 Попов В.В. Проблемы и перспективы развития программированного обучения // Материалы Всероссийской научно-практической конференции «Проблемы образования в современной России» (Пенза 23-24 января 2002 г.), с. 193
- 15 Балабекова М.Ж. Подготовка будущих программистов к разработке цифровых образовательных ресурсов в системе непрерывного профессионального образования: автореф. дис. на соиск. учен. степ. канд. пед. наук: 13.00.08 – Теория и методика профессионального образования / Алматы: 2009. – 26 с.
- 16 Бидайбеков Е.Ы., Григорьев С.Г., Гриншкун В.В. Создание и использование образовательных электронных изданий и ресурсов: учебно-методическое пособие для вузов / Новое изд. – Алматы: КазНПУ, 2006. – 136 с. ISBN 9965-09-384-9: 41
- 17 Жунисбекова Ж.А., Абдраманова Н.Ш., Акимбаев А.А., Керимбеков М.А., Сыдыхов Б.Д., Койшибаева Н.И. Использование активных методов обучения в образовательном процессе вуза // Международный журнал экспериментального образования. – 2015. – № 3-3. – С. 279-282
- 18 Мынбаева А.К., Садвакасова З.М. Инновационные методы обучения, или Как интересно преподавать: Учебное пособие. – Алматы, 2009. – 344 с.
- 19 Захарова И.Г. Информационные технологии в образовании: учеб. пособие для студ. высш.учеб. заведений. – М.: ИЦ «Академия», 2005. – 192 с.
- 20 Сыдыхов Б.Д., Момбиева Г.А. Особенности профессиональной подготовки будущих специалистов на основе электронной образовательной среды в условиях информатизации образования// International Journal of applied and fundamental research. – 2016. – No 2. – P.93-96
- 21 Чиганова Н.В., Хасанова С.Л., Девяткин Е.М. Технологии разработки электронно-образовательных ресурсов // Современные наукоемкие технологии. – 2016. – №10-1. – С. 108-113

References

- 1 N.A. Nazarbaev J. *Kazahstanskaya Pravda*, 1-6 (2011). (in Russ).
- 2 J. *Industryalnaya Karaganda*, No 199-200, 5-10 (2010). (in Russ).
- 3 N.I. Erofeeva J. *Narodnoje obrazovaniye*, No 5, 94-98 (2002). (in Russ).
- 4 E.S. Polat, M.Yu.Bukharkina, M.V.Moiseeva and A.Ye.Petrov *Uchebnoye posobie dlya studentov pedagogicheskyyh vuzov I systemy povysheniya kvalifikatsii pedagogicheskyyh kadrov* (M.: Academy, 1999), 224 p. (in Russ).
- 5 E.S. Yershova J. *Vestnik Moscovskogo gosudarstvenogo oblastnogo universityeta*. Serya: Pedagogica, No 4, 97-102 (2016). DOI: 10.18384/2310-7219-2016-4-97-102. (in Russ).
- 6 S.A. Holina J. *Vestnik Moscovskogo gosudarstvenogo oblastnogo universityeta*. Serya: Pedagogica, No 2, 140-147 (2017).. DOI: 10.18384/2310-7219-2017-2-140-147. (in Russ)
- 7 A.P.Panfylova *Innovazionnye pedagogicheskiye technology: Aktivnoe obuchenie: Uchebnoye posobie dlya studentov vysshykh uchebnykh zavedeny* (M.: Academy, 2009), 192 p. (in Russ).
- 8 V.A.Slastjenin J. *Nauka i shkola*, No 4, 50-56 (2000). (in Russ).
- 9 L.N. Alekseeva *Innovazionnyye technology kak resursy experimenta* (M.: Infra, 2009), 256 p. (in Russ)
- 10 A.V.Ryzhenkov, V.A.Dashkovskiy and M.A. Vinnik J. *Vestnik Moscovskogo universityeta*. Serya 20: Pedagogicheskoye obrazovanie No 1, 75-88 (2016). (in Russ).
- 11 V.V.Popov Proc. of the VIIth International scientific-practical conference on university education (Penza, 10-11 April, 2003), p. 585.
- 12 S.Avdeeva J. *Narodnoye obrazovaniye* No 1, 1765-182 (2008). ISSN: 0130-6928. (in Russ).
- 13 N.V.Bukhanceva *Electronnyye resursy: technology, razrabotki i vzaimodeystviya* (Volgograd: Izd-vo Volgogradskogo universiteta, 2008), 402 p., Bibliography.: pp. 369-371 (in Russ).
- 14 V.V.Popov Proc. of the all-Russian scientific-practical conference «Problems of education in modern Russia» (Penza, 23-24 January, 2002), p. 193.
- 15 M.Zh. Balabekova *Podgotovka buduchykh programmystov k razrabotke cyfrovyykh obrazovatelnykh resursov v systeme nepreryvnogo professionalnogo obrazovaniya* [The dissertation on competition of a scientific degree of candidate of pedagogical Sciences: 13.00.08 – Theory and methods of vocational education (Almaty, 2009), 26 p.
- 16 Ye.Yi. Bydaibekov, S.G.Grigorev and V.V.Grinshkun *Sozdaniye i ispolzovaniye obrazovatelnykh elektronnykh izdaniy i resursov: uchebno-metodicheskoye posobie dlya vuzov* (Almaty: Izd-vo Kaz.NPU, 2006), 136 p. ISBN 9965-09-384-9: 41 (in Russ).
- 17 Zh.A. Zhunisbekova, N.Sh.Abdramanova A.A.Akymbaev, M.A.Kerymbekov, B.D.Sydykhov and N.I.Koyshibayeva *International Journal of experimental education*. No 3-3, 279-282 (2015). (in Russ).
- 18 A.K.Mynbayeva and Z.M.Sadvacasova *Innovazionnye metody obucheniya ili kak interesno prepodavat: uchebnoye posobie* (Almaty, 2009), 344 p. (in Russ).
- 19 I.G.Zaharova *Informationnyye technology v obrazovaniye: uchebnoye posobie dlya studentov vuzov* (M.:Academy, 2005), 192 p. (in Russ).
- 20 B.D.Sydykhov and G.A.Mombieva *International Journal of applied and fundamental research*. No 2, 93-96 (2016).
- 21 N.V.Chiganova, S.L.Hasanova and E.M.Devyatkin J. *Sovremenneye naukoemkiye technology*. No 10-1, 108-113 (2016). (in Russ).

Мұқашев Қ.М.¹, Алиева М.Е.²

¹ЭТФҒЗИ, әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті,
Алматы қ., Қазақстан, e-mail: mukash_kanat@mail.ru

²Абай атындағы Қазақ ұлттық педагогикалық университеті, Алматы қ., Қазақстан

АТОМДЫҚ МИКРОБӨЛШЕКТЕРДІҢ ТОЛҚЫНДЫҚ ҚАСИЕТТЕРІН ОҚЫТУ ДИДАКТИКАСЫН ЖЕТІЛДІРУ

Физиканы оқыту дидактикасының міндеті – баяндалатын әрбір физикалық құбылыстың мағынасын оқушыға мейлінше түсінікті тілде жеткізу. Құбылысты эксперимент арқылы дәлеледеу немесе тәжірибе жүзінде көрсете білу және тәжірибені білім алушының өзінің орындауы – білім беру дидактикасының негізгі көрсеткіші – көрнекілікті жүзеге асырғаны. Мақаланың міндеті – дидактиканың осы басты қағидасының орындалуын атомдық микробөлшектердің корпускулалық – толқындық қасиеттерін көрнекі түрде бейнелеу арқылы көрсету. Сол үшін электролитте үдемелі қозғалыста болатын мыс иондары өлшемі мейлінше кіші саңлау арқылы өткізіледі. Иондардың толқындық қасиеттері де Бройль теориясына сәйкес, олардың дифракцияға ұшырауы нәтижесінде экранда туындайтын ионография арқылы бейнеленеді. Ионографиялық көріністі талдау нәтижесінде микробөлшектер үшін де Бройль толқын ұзындығы табылады. Зерттеу жұмыстары арнайы жасалған баламасы жоқ үлгідегі зертханалық қондырғымен жүргізіледі.

Түйін сөздер: оқыту дидактикасы, көрнекілік, атомдық бөлшектер, де Бройль толқыны, зертханалық қондырғы.

Mukashev K.M.¹, Aliyeva M.Ye.²

¹ИЕТР, Kazakh National University named Al-Farabi, Almaty, Kazakhstan, e-mail: mukash_kanat@mail.ru

²Kazakh National Pedagogical University named Abay, Almaty, Kazakhstan

Improvement of didactics of training wave properties of micro particles of atom origin

The main objective of didactics of training in physics is a support of the maximum accessibility of an entity of any explained physical phenomenon. The proof of this physical phenomenon by means of carrying out an experiment, and also direct participation in statement of an experiment of the trainee is also implementation of the basic principle of training – ensuring presentation of a statement of material. The purpose of the real work is demonstration of the principle of implementation of this provision of didactics of training by means of identification korpuskulyarno – the wave properties inherent in microparticles of an atomic origin. The laboratory stand which doesn't have an analog in which in an expedited manner the ions of metal moving in electrolyte are passed through a narrow crack has been for this purpose developed. Passing through a crack, they take part in diffraction process. Wave properties of ions are shown in the form of the ionografiya received on the screen which role carries out one of the accelerating electrodes. By the analysis of the received ionografiya pattern, it isn't difficult to find wavelength of de Broil of microparticles.

Key words: teaching didactics, visibility, atomic particles, de Broile waves, laboratory installation

Мукашев К.М.¹, Алиева М.Е.²

¹НИИЭТФ, Казахский национальный университет им. аль-Фараби,
г. Алматы, Казахстан, e-mail: mukash_kanat@mail.ru

²Казахский национальный педагогический университет им. Абая, г. Алматы, Казахстан

Совершенствование дидактики обучения волновых свойств микрочастиц атомного происхождения

Основной задачей дидактики обучения физике – это обеспечение максимальной доступности сущности любого излагаемого физического явления. Доказательство данного физического явления посредством проведения эксперимента, а также непосредственное участие в постановке эксперимента самого обучаемого и есть осуществление основного принципа обучения – обеспечение наглядности изложения материала. Целью настоящей работы является демонстрация принципа выполнения данного положения дидактики обучения посредством выявления корпускулярно – волновых свойств, присущих микрочастицам атомного происхождения. С этой целью был разработан не имеющий аналога лабораторный стенд, в котором ускоренно движущие в электролите ионы металла пропускаются через узкую щель. Проходя через щель, они принимают участие в процессе дифракции. Волновые свойства ионов проявляются в виде ионографии, получаемой на экране, роль которого выполняет один из ускоряющих электродов. Путем анализа полученной картины ионографии, не трудно найти длину волны де Бройля микрочастиц.

Ключевые слова: дидактика обучения, наглядность, атомные частицы, волны де Бройля, лабораторная установка.

Кіріспе

Н. Бордың теориясы сутек атомының спектрін түсіндіре алғанымен, ішкі қайшылықтарына байланысты көп электронды атомдардың спектрін сипаттауға жарамсыз болып шықты. 1927 ж. Луи де Бройль толқындық қасиет тек электрмагниттік процестерге ғана емес, тыныштық күйдегі массасы $m \neq 0$ қозғалыстағы жылдамдығы v болатын барлық бөлшектерге де корпускулалық – толқындық дуализм қасиеті ортақ болуы ықтимал деген пікір білдірді. Атом құрылымын зерттеу барысындағы ізденістердің нәтижесінде оның құрамындағы электрондардың және атом шығаратын фотондардың физикалық сипаты макроөлшемдік шамадағы денелерді сипаттауға арналған классикалық физиканың дәстүрлі заңдылықтарына қайшы келетіндігі белгілі болды. Атом электрондық қабықшасының дискретті энергетикалық деңгейлерінің болуын, деңгейлер арасындағы тасымалданудың және деңгейлердің толтырылу заңдылықтарын классикалық механикадан белгілі ұғымдарға және электромагнетизм заңдарына сүйене отырып түсіндіру мүмкін емес еді. Сондықтан атомдық деңгейдегі микробөлшектердің толқындық қасиеттерінің ашылуы кванттық механиканың ғылым болып қалыптасуының нәтижесі деп санауға толық негіз бар. Бұған дейін физикада жарық сәулесінің тек электрмагниттік толқын түріндегі табиғаты үстем болып келгені белгілі. Кейін М. Планк, А. Эйн-

штейн және басқалардың еңбектерінің арқасында жарық сәулесінің корпускулалық – фотондық қасиеттері ашылды (*Анықтама: фотон – тек жарық жылдамдығымен қозғалыста ғана өмір сүре алатын, массасы мен электр заряды жоқ, шығу табиғаты әртүрлі электрмагниттік сәулелердің (соның ішінде – жарық сәулесінің) кванты ретінде белгілі бөлшек. Кванттық бөлшек болғандықтан, фотонға корпускулалық-толқындық дуализм тән қасиет. Фотон – ғалам кеңістігінде аса көп тараған бөлшек және сол кеңістікте кездесетін әрбір нуклонға $2 \cdot 10^{10}$ фотон сәйкес келеді екен*).

Атомдық микробөлшектердің толқындық қасиеттері туралы алғашқы ұғымды француз физигі Луи де Бройль бастапқыда гипотеза түрінде ұсынды. Бұған дейін электрон классикалық динамиканың заңдарына бағынатын, қарапайым электр заряды бар материалдық нүкте түрінде сипатталып келген еді. Жарық сәулесінің денелермен әсерлесуі нәтижесінде орын алатын дифракциялық немесе интерференциялық құбылыстарға ұқсас электронның қасиеттері ешқашан байқалған емес. Ендеше, электронға толқындық қасиеттердің тән болуы да мүмкін емес деп саналатын. Тек кванттық механиканың дамуының нәтижесінде қозғалыстағы атомдық микробөлшектердің барлығына толқындық қасиеттің тиесілі болу мүмкіндігі туралы ұғым гипотеза дәрежесінен іс жүзінде дәлелденетін деңгейге көтерілді.

Қысқаша теориялық талдау

Толқындық процесті сипаттау үшін координаталар мен уақытқа тәуелді толқындық функция $\Psi(x, y, z, t)$ пайдалануға кіргізілді. Егер микробөлшекке әсер етуші өріс күші уақытқа тәуелсіз болса, толқындық функцияны екі құраушыға, бірі – тек уақытқа $f(t)$, екіншісі тек координаталарға тәуелді $\psi(x, y, z)$ функциялардың көбейтіндісі түрінде бейнелеуге болады [1]:

$$\Psi(x, y, z, t) = f(t) \cdot \psi(x, y, z), \quad (1)$$

мұндағы $\psi(x, y, z)$ – стационар күйдегі атомдық бөлшекті сипаттаушы ықтималдық параметр. Осы тұжырымдауды түсіндіру үшін сол стационар кеңістіктен шағын көлемді $dv = dx dy dz$ аумақ бөлініп алынсын. Микробөлшектің сол аумақтың ішінде болу ықтималдығы аумақтың көлеміне және толқындық функцияның модулінің квадратына тәуелді [2]:

$$dw = |\psi|^2 dv \quad (2)$$

Ендеше, атомдық бөлшектің шағын көлемді кеңістікте орналасу ықтималдығы толқындық функцияның физикалық мағынасын сипаттайды және оны *ықтималдық тығыздығы* деп атау келісілген [3].

Жарық сәулесінің фотондарына қарапайым микробөлшек тектес корпускулалық қасиеттің берілуі олардың толқындық қасиеттерін толықтыра түседі. Сондай толқындық қасиет микроэлемент бөлшектерінің баршасына, яғни электрондар мен протондарға, нейтрондар мен иондарға да тән қасиет деп санауға толық негіз бар. Егер

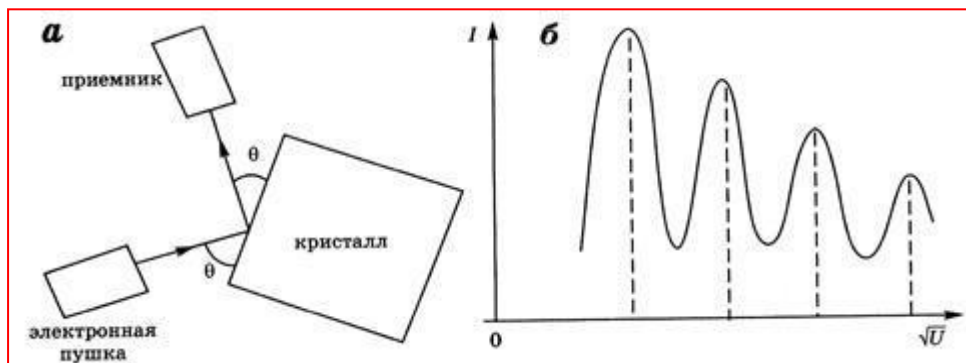
сондай микробөлшектің массасы m , қозғалу жылдамдығы v болса, оған тиесілі импульс

$$p = mv = h/\lambda,$$

немесе толқын ұзындығы

$$\lambda = h/(mv), \quad (3)$$

мұндағы h – Планк тұрақтысы. Яғни, қозғалыстағы кез-келген микробөлшекке тән өзіндік толқындық процес сәйкес келеді. Басқаша айтқанда, микробөлшектің қозғалысы толқын ұзындығы $\lambda = h/(mv)$ арқылы анықталатын толқындық процеспен сипатталады [4]. Бастапқы кезде бұл құбылыстың мағынасы көпшілікке түсініксіз болғандықтан, сол кезеңдегі белгілі ғалымдар дер кезінде оған жеткілікті түрде мән бере қоймаған еді [5]. Себебі массасы үлкен денелер ешбір толқындық сипат танытпайтын. Кейін Луи де Бройль пікірінің дұрыстығын К. Дэвиссон мен А. Джермер рентген сәулесінің кристалдардағы дифракциясына сүйене отырып, электрондардың никель монокристалымен әсерлесуі нәтижесінде орын алатын дифракциялық процесті байқаған және оған 1а-суретте көрсетілген құрылғыны жинап көз жеткізеді [6]. Үдеткіштен шыққан электрондар шоғыры θ бұрышпен кристалдың беттік қабатына бағытталады. Кристалдан шағылған электрондар қабылдағышпен тіркеледі. Электрондар шоғырының түсу бұрышы тұрақты $\theta = Const$ болған жағдайда, шағылған электрондардың қарқындылығы үдетуші кернеудің U квадрат түбір асты мәніне тәуелді екендігі белгілі болды [7].



1-сурет – К. Дэвиссон – А. Джермер тәжірибесі [6]

Себебі электронның кинетикалық энергиясы стационар электр өрісін туғызушы үдеткіш кернеуге пропорционал:

$$\frac{mv^2}{2} = eU.$$

Мұндағы v – қозғалыстағы электронның жылдамдығы. Осы теңдеуден:

$$v = \sqrt{\frac{2eU}{m}};$$

Бөлшектің жылдамдығының осы мәнін (3) теңдеуге қою арқылы қозғалыстағы бөлшектің толқын ұзындығын табу қиын емес [8]:

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv} = \frac{h}{\sqrt{2meU}} \sim \frac{h}{\sqrt{U}}; \quad (4)$$

Үдетуші кернеуді үздіксіз өзгерту арқылы шағылған электрондардың қарқындылығының кернеуге тәуелділігі өндірілген. Кернеуге байланысты бір бағытта өзгерудің орнына, қарқындылық максимумы мен минимумы тұрақты шамаға ығысқан және үздіксіз төмендейтін қисықпен сипатталды (16-сурет). Басқаша айтқанда, рентген сәулесі секілді, электрондар қарқындылығының экстремалдық нүктелерінің графиктегі орындары бөлшектердің толқын ұзындығына тәуелді болатындығы толық дәлелденді [9]. Кейін осы экспериментті Томсон мен Тартаковский жылдамдығы тұрақты электрондар шоғырын үш өлшемді дифракциялық тор ретінде қабылдауға болатын жұқа метал фольгасы арқылы өткізіп, экраннан дифракциялық электронограмманы өндіріп алады. Осындай тәжірибелер басқа микробөлшектермен де (протондар, иондар, нейтрондар, атомдар, молекулалар) орындалып, олардың барлығына корпускулалық қасиеттермен бірге, толқындық қасиеттер де ортақ екендігі нақты тәжірибелермен дәлелденеді [10]. Нәтижесінде осындай процестерді *де Бойль толқындары* деп атау келісілген. Бірақ тәжірибе қаншалықты шебер орындалғанымен, бөлшектің толқын ұзындығы түбір асты үдетуші кернеуге $1/\sqrt{U}$ кері пропорционал екендігі байқалмады.

Мысалы, электрон үшін $e = 1,6 \times 10^{-19} \text{ Кл}$; $m = 9,1 \times 10^{-31} \text{ кг}$; $h = 6,62 \times 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$ және

$U = 10^3 \text{ В}$ болған жағдайда (4) теңдеуден $\lambda = 4 \times 10^{-11} \text{ м}$ [11]. Бұл шама рентген сәулесінің толқын ұзындығына парапар және оны пайдалану арқылы өндірілген дифракциялық электронограмма да рентгенограммаға толық ұқсастық танытады (2-сурет).



2-сурет – Электрондардың дифракциялық электронограммасы [12]

Эксперимент нәтижесі

Жарық фотондарының толқындық қасиеттері интерференция немесе дифракция құбылыстарының негізінде дәлелденсе, Рентген сәулесі үшін дифракциялық құбылысты туғызатын, қажетті мөлшердегі санлауды жасау мүмкін емес. Сондықтан Рентген сәулесінің толқындық келбеті оның қатты дененің ақаусыз кристаллынан өту барысында шашырауын пайдалану арқылы өндіріледі [12]. Осы әдісті пайдаланып, электрондардың толқындық қасиеттеріне көз жеткізілді, нәтижесінде Луи де Бройль жорамалының дұрыстығы, яғни толқындық қасиет фотондармен қатар элементар бөлшектерге де тән құбылыс екендігі белгілі болды [13].

Кейін дифракция құбылысы атомдар мен молекулалар және нейтрондар үшін де байқалды. Басқаша айтқанда, материяның өте ұсақ бөлшектері кейбір құбылыстарды бақылау кезінде өзін толқын түрінде бейнелейтіндігі анықталды [14]. Осы тәжірибелер қарапайым бөлшектердің қатысуымен туындайтын дифракциялық процестерді сипаттау үшін қажетті және тиесілі толқын ұзындығын анықтауға негіз болды. Толқынның ұзындығы бөлшектің массасы мен жылдамдығының көбейтіндісіне кері

пропорционал екендігі, яғни Луи де Бройль өрнегімен толық сәйкестігі табылып, ал пропорционалдық коэффициент Планк тұрақтысы екендігі дәлелденді [15].

Әдетте, Планк тұрақтысы өте кішкене шама $h = 6.62 \times 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$, сондықтан, массасы үлкен бөлшектер үшін Луи де Бройль толқыны да өте қысқа болып келеді. Мысалы, массасы $m = 6.62 \times 10^{-10} \text{ кг}$, $\mathcal{G} = 1 \text{ м/с}$ жылдамдықпен қозғалыстағы тозақ бөлшегі үшін (3) теңдеуден

$$\lambda = \frac{h}{m\mathcal{G}} = \frac{6.62 \times 10^{-34}}{6.62 \times 10^{-10}} = 10^{-24} \text{ м}$$

толқын ұзындығы сәйкес келеді. Бұл шама атом ядросының өлшемінен миллиондаған есе төмен. Сондықтан де Бройль толқындарын классикалық механика тұрғысынан байқау ешбір мүмкін емес [16]. Керісінше, массасы тозаңның массасынан әлдеқайда төмен болатын электрон үшін, немесе кез-келген атом үшін *де Бройль* толқыны да бір талай көрнекі мәнге көтеріледі. Мысалы, жылдамдығы $\mathcal{G} = 10^5 \text{ м/с}$, массасы $m = 9.1 \times 10^{-31} \text{ кг}$ электрон үшін ұзындығы

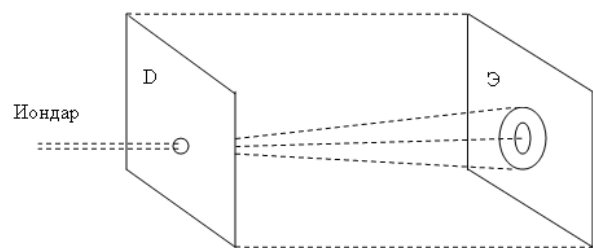
$$\lambda = \frac{6.62 \times 10^{-34}}{9.1 \times 10^{-31} \times 10^5} = 7.3 \times 10^{-9} \text{ м}$$

де Бройль толқыны сәйкес келеді. Бұл мысалдардан бөлшектердің толқындық қасиеті Луи де Бройль толқыны әсерлесетін нысанның өлшеміне жақын болған жағдайда ғана байқалатындығын көру қиын емес және (3), (4) теңдеулердің барлық жағдайда әділетті екендігі тағы бір дәлелденді [17].

Физика курсынан белгілі болғандай, дифракциялық көрініс өзара кезектесіп келетін үлкенді-кішілі сақина тәріздес, ақ-қара түсті шеңберлі жолақтардан құралады (3-сурет). Әрбір көрініс оның центріндегі жарық немесе кара көлеңкелі дөңгелектен басталады. Осы дөңгелектің жарық немесе кара көлеңкелі болып келуі сәуле өтетін диафрагма саңлауының ішкі өлшеміне Френель зонасының нешеуі орналасатындығына байланысты. Егер саңлаудың өлшемі екі Френель зонасы ғана сиятындай шамада болса, дифракциялық көріністің центрінде кара көлеңкелі домалақ шеңбер пайда болады. Өйткені көршілес екі зонадан шыққан сәулелер экранға жеткенше қарама-қарсы фазада кезде-

сіп, бірін-бірі әлсіретеді, тіпті жойып та жібереді [18]. Сондықтан осы маңда көлеңкелі көрініс туындайды. Керісінше, диафрагма саңлауына Френель зонасының үшеуі орналасатын болса, екінші және үшінші зоналардан өткен сәулелер экранда қарама-қарсы фазада кездесіп бірін-бірі жояды, нәтижесінде көріністің центріне бірінші жолақтан өткен сәуле ғана әлсірмей жетіп, оны жарықтандырады. Әлбетте, қараңғы дөңгелекті қоршай жарық сақина, жарық дөңгелекті қоршай қараңғы сақина орналасады. Осылай толқынның дифракциялық бейнесі қалыптасады.

Қорыта келгенде, саңлаудың өлшеміне сыйып орналасатын Френель зоналарының саны жұп болып келсе, дифракциялық көрініс көлеңкелі (қараңғы) дөңгелектен басталады. Басқа жағдайлардың барлығында көріністің центрінде жарық дөңгелек орналасады. Сыртқы сақиналардың өзара кезектесіп келуі осы жағдайға байланысты. Дифракциялық сақиналардың негізгі өлшемдерінің мәні сәуле өтетін саңлаудың өлшеміне тікелей тәуелді. Саңлаудың өлшемі неғұрлым үлкен шамада болса, солғұрлым сақиналардың өлшемдерінің кіші болғаны. Саңлаудың диаметрі жеткілікті шамаға ұлғайған жағдайда, сақина жолақтарының жіңішкеріп, жиі орналасуына байланысты, дифракциялық көрініс бірдей дәрежедегі көрініске ауысып, оларды өзара ажырату мүмкін болмайды. Дифракциялық көрініс жарықтануы орташа дәрежедегі сақинасыз көрініспен алмасады.



3-сурет – Дифракциялық көріністі байқау схемасы.

Табиғи жарық сәулесін пайдаланып дифракциялық көріністі өндіру бүгінгі күні ешбір қиындық туғызбайды. Рентген немесе гамма-сәулелерінің дифракциялық көріністерін өндіру – бұған қарағанда бір шама қиын процесс. Дегенмен, оны да орындауға болады. Электрондар мен зарядталған бөлшектерді пайдалану үшін қуатты үдеткіштер қажет [19].

Кез-келген бөлшек бөгет түріндегі бір нысанмен (кристал немесе молекула, т.б. болсын)

соқтыққан жағдайда оның энергиясы өзгеріске ұшырайды. Соқтығу нәтижесінде бөлшекке осы әрекеттесудің потенциалдық энергиясы беріледі. Соған сәйкес бөлшектің қозғалу сипаты өзгеріске ұшырайды. Мұндай жағдайда бөлшекпен байланыста болатын толқынның таралу сипаты қоса өзгеруге мәжбүр болады. Бұл құбылыс барлық толқындық процестерге тән принциптерге сәйкес орындалады. Сондықтан атомдық бөлшектердің дифракцияға ұшырауының геометриялық заңдылықтары толқындардың табиғаты басқа түрлерінің дифракцияға қатысу заңдылықтарынан айырмашылығы болмауы тиіс және барлығына ортақ бір шарт бар: әсерлесуші толқынның ұзындығы шашыратушы центрдің өлшеміне шамалас болуы тиіс $\lambda \leq d$ [20].

Бұл жұмыстың мақсаты – сұйық ерітінді арқылы жылдам қозғалыстағы иондардың дифракциялық көрінісін зертхана жағдайында өндірудің жаңа әдісін және соған сәйкес оқытудың дидактикасын ұсыну. Егер басқа да элементар бөлшектер секілді, толқындық сипат иондар үшін де ортақ қасиет екендігі күмән туғызбайтын болса, оларды өлшемі қозғалыстағы иондардың толқын ұзындығына сәйкес келетін диафрагмалық саңлаудан өткізу арқылы экраннан тиісті дифракциялық көріністі байқауға болады. Бірақ иондар үшін Луи де Бройль толқын ұзындығын жоғарыдағы өрнек арқылы анықтау біршама қиындық туғызады, өйткені олардың ерітіндідегі жылдамдығы белгісіз шама. Мұндай жағдайда жазық толқын үшін оның ұзындығымен (λ) диафрагмалық саңлауға сыйып орналасатын Френель зоналарының саны n арасындағы қатынасты пайдалану қолайлы:

$$\lambda = \frac{d^2}{4nL}$$

мұндағы d – диафрагмалық саңлаудың диаметрі; L – диафрагма мен экранның ара қашықтығы. Френель зоналарының саны n аса көп болмаса, экрандағы (Э) қара және жарық сақиналардың саны Френель зоналарының санына тең болады. Әрине, сақиналар бүтін сан арқылы табылғанмен, Френель зоналарының бүтін болмауы ықтимал. Бүтін санды бөлшек санға теңестіру әдістің негізгі қателігі ретінде саналады [21].

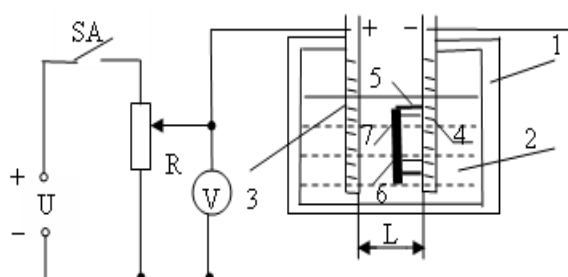
Тәжірибені ерітіндідегі мыс иондарын пайдаланып орындауға болады. Мыс иондарының

массасы $m = 1,05 \times 10^{-25}$ кг және электронның массасымен салыстырғанда 10^5 есе, протонның массасымен салыстырғанда 10^2 есе ауыр. Сондықтан олар ерітіндіде электр өрісінің әсерімен баяу қозғалады. Осы жағдай иондардың толқындық қасиетін тәжірибе жүзінде бақылауға мүмкіндік туғызады. Егер ерітіндідегі иондардың қозғалғыштығы (v) (подвижность) белгілі болса, олардың орта жылдамдығын

$$v = v \frac{U}{L}$$

өрнегі арқылы анықтап, жылдамдықтың жоғарыдағы теңдеуі арқылы табылған шамасымен салыстыруға болады. Мұндағы: U – электродтар арасындағы потенциалдар айырымы; L – электродтардың ара қашықтығы; $v = 4,8 \cdot 10^{-8}$ (м/с) / (В/м) [мыс иондары үшін] [21].

Иондардың толқындық қасиетін бақылау үшін 4-суретте көрсетілген қондырғы жиналады. Қондырғы шыны ыдыс түрінде жасалған ваннадан (1), оған құйылған мыс купоросының ерітіндісінен (2) және электродтардан (3, 4) тұрады. Электродтардың біреуі (3) – мыстан, екіншісі (4) – көмірден жасалады. Мыс электрод – анодтың, көмір электрод катодтың міндетін атқарады. Катодқа резинадан жасалған екі сақина (5) арқылы дөңгелек саңлаулары (6) бар диафрагма (7) бекітіледі.



4-сурет – Зертханалық қондырғының үлгісі

Катод пен диафрагма өзара қосымша изоляциялық материалмен ажыратылады. Айырғыш SA арқылы сыртқы ток көзі электролиттік ваннаның электродтарына қосылса, анодтан катодқа бағытталған электр өрісі пайда болады. Өрістің әсерімен оң зарядты мыс иондары үдемелі қозғала отырып, диафрагманың саңлауынан өте бере дифракцияға ұшырайды. Нәтижесінде катодқа жеткен иондар жеке-жеке, шеңбер тәрізді сақиналар туғыза орналасады. Олардың

пішіні жарық сәулесінің дөңгелек тесік саңлау арқылы өткен кезде туғызатын дифракциялық көріністің пішінін толық қайталайды. Қондырғыны жасау ешбір қиындық туғызбайды, сондықтан осы тәжірибені физика курсының электрдинамика және оптика бөлімдерін өту барысында зертханалық жұмыс түрінде қолдану физиканың эксперименталдық базасын нығайту арқылы оны оқыту дидактикасын жетілдірудің баламасыз тәсілі деп санауға болады.

Қорытынды

Атомдық мөлшердегі микробөлшектердің толқындық қасиеттерінің ашылуы нәтижесінде оларды сипаттау үшін классикалық механика тәсілдерінің мүлдем жарамсыз екендігі белгілі болды. Өйткені микробөлшектердің толқындық қасиеттері басым болған жағдайда бөлшек үшін траектория туралы ұғым да өзінің мағынасын жоғалтады. Траектория жоқ жерде жылдамдық та жоқ, жылдамдық жоқ жерде үдеу туралы сөз қозғау да орынсыз, ал үдеу жоқ жерде динамиканың екінші заңын қолдануға болатын материалдық дене де жоқ. Мұндай жағдайда классикалық механиканың басты схемасы мен қағидаларын қолдану мүмкіншілігінің шектеулі болуы, керісінше, микроәлем кеңістігіндегі тол-

қындық құбылыстар физикасын оқыту дидактикасын жетілдіру мүмкіндігін кеңейте түседі [22].

Қорыта келе, ешбір бөлшек өзі туғызатын өрістен ажырамайды және әрбір өріс бөлшектің қасиеттерін анықтаушы құрылымның туындауына өзінің ықпалын тигізеді. Бөлшек пен өрістің осындай ажырамас байланысын материяның құрылымындағы, маңызы айтарлықтай ерекше, дара бола тұрып үзіліссіз қалуының көрінісі деп санауға болады [23]. Материялық нысандардың корпускулалық және толқындық қасиеттерінің ажырамас бірлігі замануи физиканың іргелі қайшылықтарының қатарына жатады және микроәлем кеңістігін тереңірек талдау барысында ғана даралық пен үзілісдіктің өзара байланысқан бір процес екендігіне көз жеткізуге болады. Микро өлшемді нысандардың бөлшекке немесе толқынға тасымалдану арқылы түрленуі, соған сәйкес тиісті қасиетке бейімделуі макроәлемге алдын-ала қойылатын шарттарға байланысты. Нәтижесінде, электрондар, атомдар, молекулалар, иондар мен зарядталған бөлшектер ағыны жолындағы өлшемдері жақын тосқауылдан өту үшін дифракция, интерференция, шағылу, сыну секілді толқындық заңдылықтарға бағынуға міндетті болады.

Әдебиеттер

- 1 Бояркин О. М. Введение в физику элементарных частиц. – М.: КомКнига. 2010. – 264 с.
- 2 Гааз А. Волны материи и квантовая механика. – М.: КД Либроком, 2014. – 168 с.
- 3 Ландау Л.Д. Теорет. физика в 10 томах Квантовая механика (нерелятивная теория) т.3. – М.: Физматлит, 2012. – 800 с.
- 4 Анов Р.А. Физическая реальность и познание. – М.: Красанд. 2014. – 528 с.
- 5 Артеха С.Н. Основания физики (критический взгляд): – М.: Ленанд, 2015. – 208 с.
- 6 Feynman R. QED the Strange Theory of Light and matter, Penguin 1990 Edition, page 84.
- 7 Thomson G. P. (1927). Diffraction of Cathode Rays by a Thin Film (PDF). Nature. 119 (3007).
- 8 Einstein A. Zur Quantentheorie der Strahlung, Physicalische Zeitschrift. 18: 121–128. Translated in ter Haar, D. (1967). The Old Quantum Theory. Pergamon Press. pp. 167–183. LCCN 66029628.
- 9 McEvoy J. P., Oscar Zarate Introducing Quantum Theory. (2004). Totem Books. pp. 110–114. ISBN 1-84046-577-8.
- 10 Louis de Broglie The Reinterpretation of Wave Mechanics. Foundations of Physics, 1970. Vol. 1 No. 1
- 11 Doak R.B., Grisenti R.E., Rehbein S., Schmahl G., Toennies J.P. and Ch. Wöll (1999). Towards Realization of an Atomic de Broglie Microscope: Helium Atom Focusing Using Fresnel Zone Plates. Physical Review Letters. 83 (21): 4229–4232.
- 12 Shimizu. F. (2000). Specular Reflection of Very Slow Metastable Neon Atoms from a Solid Surface. Physical Review Letters. 86 (6): 987–990.
- 13 Григорьев Ю. М., Кычкин И. С. Физика атома и атомных явлений. М.: Физматлит. 2015. – 368 с.
- 14 Shimizu F. (2000). Specular Reflection of Very Slow Metastable Neon Atoms from a Solid Surface. Physical Review Letters. 86 (6): 987–990.
- 15 Kouznetsov D. and Oberst H. (2005). Reflection of Waves from a Ridged Surface and the Zeno Effect. Optical Review. 12 (5): 1605–1623.
- 16 Friedrich H., Jacoby C. and Meister G. (2002). Quantum reflection by Casimir–van der Waals potential tails. Physical Review A. 65 (3): 032902.
- 17 Cladé P., Ryu Ch., Ramanathan A., Helmerson K. and William D. Phillips (2008). Observation of a 2D Bose Gas: From thermal to quasi-condensate to superfluid. Physical Review Letters. 102 (17).

- 18 Kouznetsov D., Oberst H., Shimizu K., Neumann A., Kuznetsova Y., Bisson J.-F., Ueda K. and Brueck S. R. J. (2006). Ridged atomic mirrors and atomic nanoscope. *Journal of Physics B*. 39 (7): 1605–1623.
- 19 Arndt M., Nairz O., Voss-Andreae J., Keller C., van der Zouw G., and Zeilinger A. (1999). Wave-particle duality of C. 60. *Nature*. 401 (6754): 680–682.
- 20 Eibenberger Sandra, Gerlich Stefan, Arndt Markus, Mayor Marcel and Tüxen Jens (2013-08-14). Matter–wave interference of particles selected from a molecular library with masses exceeding 10 000 amu. *Physical Chemistry Chemical Physics*. 15 (35): 14696.
- 21 Resnick R. and Eisberg R. (1985). *Quantum Physics of Atoms, Molecules, Solids, Nuclei and Particles* (2nd ed.). New York: John Wiley & Sons. ISBN 0-471-87373-X.
- 22 Wang Z.Y. (2016). Generalized momentum equation of quantum mechanics. *Optical and Quantum Electronics*. 48 (2). doi:10.1007/s11082-015-0261-8.
- 23 Holden Alan (1971). *Stationary states*. New York: Oxford University Press. ISBN 0-19-501497-9.

References

- 1 Bojarkin O. M. *Vvedenie v fiziku `elementarnyh chastits* (M.: KomKniga, 2010). 264 p. (in russ).
- 2 Gaaz A. *Volny materii i kvantovaja mehanika*. (M.: KD Librokom, 2014). 168 p. (in russ).
- 3 Landau L.D. *Teoret.fizika v 10 tomah Kvantovaja mehanika (nereljativnaja teorija) t.3*. (M.: Fizmatlit, 2012), 800 p. (in russ).
- 4 Anov R.A. *Fizicheskaja real'nost' i poznanie* (M.: Krasand, 2014), 528 p. (in russ).
- 5 Arteha S.N. *Osnovaniya fiziki*. (M.: Lenand., 2015), 208p. (in russ).
- 6 Feynman R. *QED the Strange Theory of Light and matter*, (Penguin Edition, 1990), 84p.
- 7 Thomson G. P. *Nature*. 119 (3007). (1927).
- 8 A.Einstein *Zur Quantentheorie der Strahlung*, *Physicalische Zeitschrift*. 18: 121–128. Translated in ter Haar, D. *The Old Quantum Theory*. (Pergamon Press, 1967) pp. 167–183.
- 9 J.P.McEvoy and Oscar Zarate *Introducing Quantum Theory*. Totem Books. pp. 110–114. (2004).
- 10 Louis de Broglie *Foundations of Physics*. 1 No.1. (1970).
- 11 R.B.Doak, R.E.Grisenti, S. Rehbein, G.Schmahl, J.P. Toennies and Ch. Wöll. *Physical Review Letters*. 83 (21): 4229–4232. (1999).
- 12 F. Shimizu. *Physical Review Letters*. 86 (6). 987–990. (2000).
- 13 Grigor'ev Ju. M., Kychkin I. S. *Fizika atoma i atomnyh javlenij*. (M.: Fizmatlit, 2015). 368 c. (in russ).
- 14 F. Shimizu, *Physical Review Letters*. 86 (6). 987–990. (2000).
- 15 D.Kouznetsov and H.Oberst, *Optical Review*. 12 (5). 1605–1623. (2005).
- 16 H. Friedrich, C.Jacoby and G.Meister, *Physical Review A*. 65 (3). 032902. (2002).
- 17 P.Cladé, Ch.Ryu, A.Ramanathan, K.Helmerson and William D.. *Physical Review Letters*. 102 (17). (2008).
- 18 D.Kouznetsov, H.Oberst, K.Shimizu, A.Neumann, Y.Kuznetsova, J.-F.Bisson, K.Ueda and S. R. J. Brueck, *Journal of Physics B*. 39 (7).1605–1623. (2006).
- 19 M.Arndt, O.Nairz, J.Voss-Andreae, C.Keller, G.van der Zouw and A.Zeilinger, *Nature*. 401 (6754): 680–682. (1999).
- 20 Sandra Eibenberger, Stefan Gerlich, Markus Arndt, MarceMayor I and Jens Tüxen, *Physical Chemistry Chemical Physics*. 15 (35): 14696. (2013).
- 21 R.Resnick and R.Eisberg *Quantum Physics of Atoms, Molecules, Solids, Nuclei and Particles* (2nd ed.). (New York: John Wiley & Sons., 1985).
- 22 Wang Z.Y. *Optical and Quantum Electronics*. 48 (2) (2016). doi:10.1007/s11082-015-0261-8.
- 23 Alan Holden *Stationary states*. (New York: Oxford University Press, 1971).

МАЗМҰНЫ – СОДЕРЖАНИЕ

1-бөлім	Раздел 1
Жылу физикасы және теориялық жылу техникасы	Теплофизика и теоретическая теплотехника
<i>Асқарова Ә.С., Бөлегенова С.А., Бөлегенова С.А., Максимов В.Ю., Оспанова Ш.С., Бекетаева М.Т., Нұғыманова А.О., Байжума Ж.Е.</i>	
Сұйық отындардың жану процесін level set әдісімен модельдеу	4
<i>Абишев М., Малыбаев А., Кеведо Э.</i>	
Пространство равновесных состояний газа Ван-дер-Ваальса	14
2-бөлім	Раздел 2
Конденсирленген күй физикасы және материалтану проблемалары	Физика конденсированного состояния и проблемы материаловедения
<i>Ильина В.В.</i>	
Исследование динамики зарождения разрушения в деформируемом кристаллическом материале	24
3-бөлім	Раздел 3
Бейсызық физика және электроника. Ғарыш физикасы	физика и электроника. Физика космоса
<i>Алимгазинова Н.Ш., Наурызбаева А.Ж., Манапбаева А.Б., Икрамова С.Б., Құмаргазина М.Б., Кенжеғараева А.Д., Адилжан К.</i>	
Күннің рентгендік сәулелену сигналдарын талдауда рекурренттік диаграмма әдісін қолдану	30
<i>Жантаев Ж.Ш., Мукашев К.М., Мурадов А.Д., Садыков Т.Х., Хачикян Г.Я.</i>	
О возможности создания нового космогеофизического метода прогноза сейсмических процессов в земной коре путем регистрации мюонов космического происхождения и акустического шума.....	37
4-бөлім	Раздел 4
Жоғары оқу орнында физиканы оқыту әдістемесі	Методика преподавания физики в высшей школе
<i>Жусупов М.А., Турсынбаева Д.А., Жаксыбекова К.А., Кабатаева Р.С.</i>	
Методика выполнения квантовых расчетов	48
<i>Габдуллина Г.Л., Габдуллина А.Т., Медетбекова А.А.</i>	
Использование цифровых образовательных ресурсов в преподавании физики.....	53
<i>Мұқашев Қ.М., Алиева М.Е.</i>	
Атомдық микробөлшектердің толқындық қасиеттерін оқыту дидактикасын жетілдіру	61

CONTENTS

Section 1 Thermal Physics and Theoretical Thermal Engineering

*Askarova A.S., Bolegenova S.A., Bolegenova S.A., Maximov V.Yu., Ospanova Sh., Beketayeva M.T.,
Nugymanova A., Baizhauna Zh.*
Simulation of combustion processes of liquid fuels method the level set 4

Abishev M., Malybayev A., Quevedo H.
The equilibrium manifold of the van der Waals gas 14

Section 2 Condensed Matter Physics and Materials Science Problems

Ilyina V.V.
Study of dynamics of the fracture nucleation in a crystal material deformed 24

Section 3 Nonlinear Physics and Electronics. Space physics

*Alimgazinova N.Zh., Naurzbaeva A.Zh., Manapbaeva A.B., Ikramova S.B., Kurmangazina M.B., Kenzhegaraeva A.D.,
Adilzhan K.*
Application of the method of recurrent diagrams to the analysis of signs of x-ray sun radiation 30

Zhantaev Zh.Sh., Mukashev K.M., Muradov A.D., Sadykov T.Kh., Khachikyan G.Ya.
About the possibility of creating a new cosmogeophysical method of forecasting seismic processes
in the earth crust with the registration of muons of cosmic origin and acoustic noise 37

Section 4 Methods of teaching high school physics

Zhusupov M.A., Tursynbayeva D.A., Zhaksybekova K.A., Kabatayeva R.S.
Methodology of quantum calculations 48

Gabdullina G.L., Gabdullina A.T., Medetbekova A.A.
Use of digital educational resources in teaching physics 53

Mukashev K.M., Aliyeva M.Ye.
Improvement of didactics of training wave properties of micro particles of atom origin 61