

ISSN 1563-0315; eISSN 2663-2276

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

№2 (73)

Алматы
«Қазақ университеті»
2020



ISSN 1563-0315; eISSN 2663-2276

Индекс 75877; 25877

ХАБАРШЫ

ФИЗИКА СЕРИЯСЫ №2 (73) маусым



04.05.2017 ж. Қазақстан Республикасының Ақпарат және коммуникация министрлігінде тіркелген

Қуәлік № 14498-Ж

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

ЖАУАПТЫ ХАТШЫ

Иманбаева А.К., ф.-м.ғ.к. (Қазақстан)

Телефон: +7(727) 377-33-46

E-mail: akmaral@physics.kz

РЕДАКЦИЯ АЛҚАСЫ:

Давлетов А.Е., ф.-м.ғ.д., профессор – ғылыми редактор (Қазақстан)

Лаврищев О.А., ф.-м.ғ.к. – ғылыми редактордың орынбасары (Қазақстан)

Әбишев М.Е., ф.-м.ғ.д., профессор (Қазақстан)

Асқарова Ә.С., ф.-м.ғ.д., профессор (Қазақстан)

Буртебаев Н., ф.-м.ғ.д., профессор (Қазақстан)

Дробышев А.С., ф.-м.ғ.д., профессор (Қазақстан)

Жаңабаев З.Ж., ф.-м.ғ.д., профессор (Қазақстан)

Косов В.Н., ф.-м.ғ.д., профессор (Қазақстан)

Буфенди Лайфа, профессор (Франция)

Иващук В.Д., ф.-м.ғ.д., профессор (Ресей)

Ишицука Эцуо, доктор (Жапония)

Лунарска Элина, профессор (Польша)

Сафарик П., доктор (Чехия)

Тимошенко В.Ю., ф.-м.ғ.д., профессор (Ресей)

Кеведо Эрнандо, профессор (Мексика)

ТЕХНИКАЛЫҚ ХАТШЫ

Дьячков В.В., ф.-м.ғ.к. (Қазақстан)

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



Министерство образования и науки Республики Казахстан
Официальный интернет-ресурс Комитета по контролю в сфере образования и науки



Ғылыми басылымдар бөлімінің басшысы

Гульмира Шаққозова

Телефон: +7 747 125 6790

E-mail: Gulmira.Shakkozova@kaznu.kz

Редакторлары:

Гульмира Бекбердиева

Агила Хасанқызы

Компьютерде беттеген

Айгүл Алдашева

ИБ № 13653

Пішімі 60x84 1/8. Көлемі 9 б.т. Тапсырыс № 4498.

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, 2020

1-бөлім
**ТЕОРИЯЛЫҚ ФИЗИКА.
ЯДРО ЖӘНЕ ЭЛЕМЕНТАР БӨЛШЕКТЕР
ФИЗИКАСЫ. АСТРОФИЗИКА**

Section 1
**THEORETICAL PHYSICS.
NUCLEAR AND ELEMENTARY PARTICLE
PHYSICS. ASTROPHYSICS**

Раздел 1
**ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА.
ФИЗИКА ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ.
АСТРОФИЗИКА**

В.Д. Джунушалиев¹ , В. Фоломеев², В.В. Дядлева^{1*} 

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

²Институт физики им. Ж. Жеенбаева НАН Кыргызской Республики, Кыргызстан, г. Бишкек,

*e-mail: llxdlxdl@gmail.com.

УСЛОВИЯ ЭНЕРГОДОМИНАНТНОСТИ В ЦЕНТРЕ ТОРОИДАЛЬНОЙ T^2 -ГОРЛОВИНЫ

Определены условия энергодоминантности материи, необходимые для существования тороидальной T^2 горловины. Рассмотрен центр горловины, который определен как сечение кротовой норы с минимальной площадью, и имеющий топологию T^2 2-тора. Используются условия положительности 2-ых производных некоторых компонент метрики, описывающих изменение линейных размеров метрики поперечного сечения горловины в ее центре. Получены соответствующие неравенства для плотности энергии, давления материи и метрики в центре горловины. Рассмотрены некоторые частные условия нарушения или не нарушения условий энергодоминантности для построения T^2 горловин. Были проанализированы энергетические условия, налагаемые на материю, которая образует кротовую нору: необходимы ли эти нарушения или нет. Были получены неравенства, которые описывают энергетические условия, необходимые для существования тороидальной T^2 горловины, при условии достижения минимумов всех метрических функций в точке $\chi = 0$ для всех значений угловой координаты β одновременно. Эти условия имеют сложный вид; поэтому, чтобы получить более конкретные результаты, уточняющие физическую ситуацию, были проанализированы производные неравенств в некоторых частных случаях. В одном из частных случаев было получено, что горло тороидальной T^2 горловины может существовать только при нарушении нулевого энергетического условия.

Ключевые слова: ОТО, кротовая нора, горловина, экзотическая материя, тороидальная горловина, энергетические условия, нарушение энергетических условий.

V.D. Dzhunushaliev¹, V. Folomeev², V.V. Dyadleva¹

¹Al-Farabi Kazakh National University, IETP, Kazakhstan, Almaty

²Zh. Zheenbayev physics institute of the NAS of the Kyrgyz Republic, Kyrgyzstan, Bishkek,

*e-mail: llxdlxdl@gmail.com

Energy dominance conditions in the center of toroidal T^2 -wormhole

The conditions for the energy dominance of matter necessary for the existence of a toroidal-shaped T^2 neck are identified. The center of the wormhole, which is defined as a section of a wormhole with a minimum area and having the topology of a T^2 2-torus is taken up. The positivity conditions of the 2nd derivatives of some components of the metric are used, which describe the change in the linear dimensions of the metric of the neck cross section at its center. The corresponding inequalities are obtained for the energy density, matter pressure and metric in the center of the neck. Some particular conditions of violation or non-violation of energy dominance conditions for constructing T^2 necks are examined. The energy conditions imposed on the matter forming the wormhole were analyzed and the need for these violations was considered. Inequalities were obtained that describe the energy conditions necessary for the existence of a toroidal T^2 neck, provided that the minima of all metric functions at the point $\chi = 0$ are reached for all values of the angular coordinate β simultaneously. These conditions are complex; therefore, in order to obtain more specific results clarifying the physical situation, the derivatives of the inequalities were assessed in some special cases. In one particular case, it was found that the throat of a toroidal T^2 neck is able to exist only if there is a violation of a zero energy condition.

Key words: theory of general relativity, wormhole, filler, exotic matter, toroidal throat, energy conditions, violation of energy conditions.

В.Д. Джунушалиев¹, В. Фоломеев², В.В. Дядлева^{1*}

¹Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, ЭТФҒЗИ, Қазақстан, Алматы қ.

²Ж. Жеенбаев атындағы физика институты, Қырғызстан, Бішкек қ.
e-mail: lxxdxdll@gmail.com

Тороидальды T^2 шұңқыр центріндегі энергодоминанттық шарттары

T^2 шұңқыр тороидальды болуы үшін қажетті заттардың энергетикалық үстемдігінің шарттары анықталған. Шұңқырдың ортасы қарастырылғанымен, ол минималды аумағымен қатар T^2 торының топологиясы бар құрт шұңқырының бөлімі ретінде анықталады. Метриканың кейбір компоненттерінің екінші туындыларының позитивті шарттары қолданылады, олар оның орталығындағы мойын қимасының метрикалық сызықтық өлшемдерінің өзгеруін сипаттайды. Шұңқырдың ортасындағы энергия тығыздығы, зат қысымы және метрика үшін тиісті теңсіздіктер алынады. T^2 мойындарын орындау үшін энергияның үстемдік шарттарын бұзудың немесе бұзбаудың кейбір нақты шарттары қарастырылады. Оның құрамына кіретін материяның энергетикалық жағдайлары зерттелді: бұл бұзылулардың қажеттілігі туралы анықталған. T^2 тороидальды шұңқырдың болуы үшін қажетті энергетикалық шарттарды сипаттайтын теңсіздіктер алынған, барлық метрикалық функциялардың минимумы $\chi = 0$ нүктесінде бұрыштық координаттардың барлық мәндері үшін жеткізілген жағдайында қарастырылады. Бұл шарттар күрделі болып табылады, сондықтан физикалық жағдайды нақтылайтын дурыс нәтижелерге қол жеткізу үшін ерекше шарттарда теңсіздіктердің туындылары талданды. Ерекше жағдайлардың бірінде, тороидальды T^2 шұңқырдың жұлдыруы нөлдік энергетикалық шарттың бұзылған жағдайда ғана болудың алатындығы анықталды.

Түйін сөздер: салыстырмалылықтың жалпы теориясы, құрт шұңқыры, шұңқыр, экзотикалық материя, тороидты шұңқыр, энергетикалық шарттар, энергия жағдайларының бұзылуы.

Введение

Горловинами в общей теории относительности (ОТО) называются соответствующие решения в ОТО, соединяющие две асимптотически плоские области. История этих решений берет свое начало с получения Шварцшильдом решения, называемое теперь черной дырой, для которой существует нестатичная горловина [1, 2].

Ключевой пункт получения решений для горловин в ОТО заключается в использовании нарушений слабого и/или нулевого энергетических условий для материи, образующей горловину (при данных условиях материя начинает себя вести как экзотическая материя). Присутствие подобных нарушений дает возможность получить конфигурации с нетривиальной топологией пространства-времени – проходимые горловины. Нетривиальная топология решений для горловин, где различные области пространства-времени связаны «горловиной» (горловина – центр горловины), требует присутствия экзотической материи в ОТО.

Экзотическая материя – понятие физики элементарных частиц, описывающее любое (как пра-

вило, гипотетическое) вещество, которое нарушает одно или несколько классических условий, либо не состоит из известных барионов. Подобные вещества могут обладать такими качествами, как отрицательная плотность энергии или отталкиваться, а не притягиваться вследствие гравитации. Экзотическая материя используется в теории о строении кротовых нор. Наиболее известным представителем экзотической материи является вакуум в области с отрицательным давлением, производимым эффектом Казимира [3-11].

Получение решений в ОТО для тороидальной T^2 кротовой норы является сложной задачей, так как дифференциальные уравнения, описывающие тороидальную горловину, являются уравнениями в частных производных [12, 18].

В этой работе будут проанализированы условия, налагаемые на материя, которая образует тороидальную T^2 кротовую нору. Этими условиями являются условия положительности 2-ых производных некоторых компонент метрики, которые описывают увеличение линейных размеров (или площади) поперечного сечения горловины при удалении от центра кротовой норы.

Энергетические условия для горловины T^2 кротовой норы

Мы будем рассматривать центр горловины, который опеределен как сечение кротовой норы с минимальной площадью, и имеющий топологию T^2 2-тора. Мы будем искать решение уравнений Эйнштейна в тороидальных координатах.

Тороидальные координаты в плоском пространстве вводятся следующим способом:

$$\begin{aligned} x &= a \frac{\sinh \alpha \cos \varphi}{\cosh \alpha - \cos \beta}, \\ y &= a \frac{\sinh \alpha \sin \varphi}{\cosh \alpha - \cos \beta}, \\ z &= a \frac{\sin \beta}{\cosh \alpha - \cos \beta}, \end{aligned}$$

где $0 \leq \alpha < \infty$, $-\pi \leq \beta \leq \pi$, $0 \leq \varphi \leq 2\pi$. Тор с $\alpha = 0$ – вырожденный тор, т.е. окружность. Центр тора с $\alpha = 0$ расположен на бесконечности.

В тороидальных координатах плоская метрика Минковского выглядит следующим образом

$$\begin{aligned} ds^2 &= -dt^2 + \left(\frac{a}{\cosh \alpha - \cos \beta} \right)^2 \times \\ &\times (d\alpha^2 + d\beta^2 + \sinh^2 \alpha d\varphi^2), \end{aligned} \quad (1)$$

где a – некоторый параметр.

Уравнения Эйнштейна

$$R_{\nu}^{\mu} - \frac{1}{2} \delta_{\nu}^{\mu} R = \kappa T_{\nu}^{\mu}, \quad (2)$$

$$\begin{aligned} -\frac{\omega_{,\chi,\chi}}{\omega} - \frac{l}{g} \frac{\omega_{,\chi,\chi}}{\omega} - \frac{g_{,\chi,\chi}}{g} - \frac{l_{,\beta,\beta}}{g} + \frac{g_{,\beta} l_{,\beta}}{2g^2} + \frac{l}{2} \frac{g_{,\beta} \omega_{,\beta}}{g^2 \omega} + \frac{g_{,\chi}^2}{2g^2} + \frac{g_{,\chi} l_{,\chi}}{2lg} - \frac{g_{,\chi} \omega_{,\chi}}{2g\omega} + \\ + \frac{l_{,\beta}^2}{2lg} - \frac{l_{,\beta} \omega_{,\beta}}{2g\omega} + \frac{l_{,\chi} \omega_{,\chi}}{2l\omega} + \frac{l}{2g} \frac{\omega_{,\chi}^2}{2\omega^2} + \frac{\omega_{,\chi}^2}{2\omega^2} = 2\kappa l \varepsilon, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} -\frac{\omega_{,\beta,\beta}}{\omega} - \frac{f_{,\beta,\beta}}{f} + \frac{g_{,\beta} f_{,\beta}}{2gf} + \frac{g_{,\beta} \omega_{,\beta}}{2g\omega} - \frac{g_{,\chi} f_{,\chi}}{2lf} - \frac{g_{,\chi} \omega_{,\chi}}{2l\omega} + \frac{f_{,\beta}^2}{2f^2} - \frac{f_{,\beta} \omega_{,\beta}}{2f\omega} - \frac{g}{2l} \frac{f_{,\chi} \omega_{,\chi}}{f\omega} + \\ + \frac{\omega_{,\beta}^2}{2\omega^2} = -2\kappa g p_{\chi}, \end{aligned} \quad (7)$$

где $\kappa = 8\pi G$, а тензор энергии-импульса для макроскопической материи выбирается в виде

$$T_{\nu}^{\mu} = \text{diag}(\varepsilon, p_{\chi}, p_{\beta}, p_{\varphi}). \quad (3)$$

Для тороидальной T^2 горловины используем следующую метрику

$$\begin{aligned} ds^2 &= f(\chi, \beta) dt^2 - l(\chi, \beta) d\chi^2 - \\ &- g(\chi, \beta) d\beta^2 - \omega(\chi, \beta) d\varphi^2. \end{aligned} \quad (4)$$

Координаты t, χ, β, φ – тороидальные координаты, которые в плоском пространстве Минковского описывают метрику (1). Координата χ в (2) связана с координатой α из (1), как $\alpha = -\ln \chi$. Для метрики (4) имеются следующие ненулевые компоненты тензора Эйнштейна:

$$\begin{pmatrix} \beta \\ \beta \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \varphi \\ \varphi \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \chi \\ \chi \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \chi \\ \beta \end{pmatrix}.$$

Поэтому тензор энергии-импульса материи должен иметь следующий вид

$$T_{\nu}^{\mu} = \begin{pmatrix} \varepsilon & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -p_{\chi} & \frac{\sigma}{l} & 0 \\ 0 & \frac{\sigma}{g} & -p_{\beta} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -p_{\varphi} \end{pmatrix}, \quad (5)$$

где ε – представляет собой энергетическую плотность материи; p_{χ} , p_{β} и p_{φ} – компоненты давления плотности, а σ – это плотность импульса потока.

Все это приводит к следующим уравнениям, описывающим тороидальную T^2 горловину:

$$\frac{f_{,\beta,\chi}}{f} + \frac{\omega_{,\beta,\chi}}{\omega} - \frac{g_{,\chi}f_{,\beta}}{2gf} - \frac{g_{,\chi}\omega_{,\beta}}{2g\omega} - \frac{l_{,\beta}f_{,\chi}}{2lf} - \frac{l_{,\beta}\omega_{,\chi}}{2l\omega} - \frac{f_{,\chi}f_{,\beta}}{2f^2} - \frac{\omega_{,\chi}\omega_{,\beta}}{2\omega^2} = 2\kappa\sigma, \quad (8)$$

$$-\frac{f_{,\chi,\chi}}{f} - \frac{\omega_{,\chi,\chi}}{\omega} - \frac{l_{,\beta}f_{,\beta}}{2gf} - \frac{l_{,\beta}\omega_{,\beta}}{2g\omega} - \frac{l}{2g} \frac{f_{,\beta}\omega_{,\beta}}{f\omega} + \frac{l_{,\chi}f_{,\chi}}{2lf} + \frac{l_{,\chi}\omega_{,\chi}}{2l\omega} + \frac{f_{,\chi}^2}{2f^2} - \frac{f_{,\chi}\omega_{,\chi}}{2f\omega} + \frac{\omega_{,\chi}^2}{2\omega^2} = -2\kappa l p_{\beta}, \quad (9)$$

$$-\frac{f_{,\chi,\chi}}{f} - \frac{g_{,\chi,\chi}}{g} - \frac{l}{g} \frac{f_{,\beta,\beta}}{f} - \frac{l_{,\beta,\beta}}{g} + \frac{g_{,\beta}l_{,\beta}}{2g^2} + \frac{l}{2} \frac{g_{,\beta}f_{,\beta}}{gf} + \frac{g_{,\chi}^2}{2g^2} + \frac{g_{,\chi}l_{,\chi}}{2gl} - \frac{g_{,\chi}f_{,\chi}}{2gf} + \frac{l_{,\chi}^2}{2lg} - \frac{l_{,\beta}f_{,\beta}}{2gf} + \frac{l}{2g} \frac{f_{,\beta}^2}{f^2} + \frac{l_{,\chi}f_{,\chi}}{2lf} + \frac{f_{,\chi}^2}{2f^2} = -2\kappa l p_{\varphi}. \quad (10)$$

Чтобы определить энергетические условия, которые необходимо наложить на тензор энергии-импульса материи, создающий кротовую нору, запишем уравнения Эйнштейна: $\begin{pmatrix} t \\ \beta \end{pmatrix}$,

$\begin{pmatrix} \varphi \\ \varphi \end{pmatrix}$ в центре горловины, т.е. при $(\chi = 0)$, разрешив их относительно старших производных $f_{,\chi,\chi}, g_{,\chi,\chi}, \omega_{,\chi,\chi}$.

$$\begin{aligned} (f_{,\chi,\chi})_0 &= \kappa f_0 l_0 [\varepsilon_0 + (p_{\beta})_0 + (p_{\varphi})_0] + \frac{f_0 l_0}{2\omega_0 g_0} (\omega_{,\beta,\beta})_0 - \frac{f_0 l_0 (\omega_{,\beta}^2)_0}{4g_0 \omega_0^2} - \\ &-\frac{f_0 l_0 (\omega_{,\beta})_0 (g_{,\beta})_0}{4g_0 \omega_0 g_0} - l_0 \frac{(f_{,\beta})_0 (\omega_{,\beta})_0}{4\omega_0 g_0} + l_0 \frac{(g_{,\beta})_0 (f_{,\beta})_0}{4g_0^2} - \\ &-\frac{(l_{,\beta})_0 (f_{,\beta})_0}{2g_0} - l_0 \frac{(f_{,\beta,\beta})_0}{2g_0} + l_0 \frac{(f_{,\beta}^2)_0}{4f_0 g_0}, \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} (g_{,\chi,\chi})_0 &= \kappa g_0 l_0 [-\varepsilon_0 + (p_{\beta})_0 + (p_{\varphi})_0] - (l_{,\beta,\beta})_0 - l_0 \frac{(\omega_{,\beta,\beta})_0}{2\omega_0} + l_0 \frac{(\omega_{,\beta}^2)_0}{4\omega_0^2} + \\ &+ l_0 \frac{(\omega_{,\beta})_0 (g_{,\beta})_0}{4g_0 \omega_0} + \frac{(g_{,\beta})_0 (l_{,\beta})_0}{2g_0} + \frac{(l_{,\beta}^2)_0}{2l_0} + l_0 \frac{(f_{,\beta})_0 (\omega_{,\beta})_0}{4\omega_0 f_0} + \\ &+ l_0 \frac{(g_{,\beta})_0 (f_{,\beta})_0}{4g_0 f_0} - l_0 \frac{(f_{,\beta,\beta})_0}{2f_0} + l_0 \frac{(f_{,\beta}^2)_0}{4f_0^2}, \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} (\omega_{,\chi,\chi})_0 &= \kappa \omega_0 l_0 [-\varepsilon_0 + (p_{\beta})_0 - (p_{\varphi})_0] - \frac{l_0}{2g_0} (\omega_{,\beta,\beta})_0 + \frac{l_0}{4g_0 \omega_0} (\omega_{,\beta}^2)_0 + \\ &+ \frac{l_0}{4g_0^2} (\omega_{,\beta})_0 (g_{,\beta})_0 - \frac{(\omega_{,\beta})_0 (l_{,\beta})_0}{2g_0} - \frac{l_0}{4f_0 g_0} (f_{,\beta})_0 (\omega_{,\beta})_0 - \\ &-\frac{\omega_0 l_0}{4f_0 g_0^2} (g_{,\beta})_0 (f_{,\beta})_0 + \frac{\omega_0 l_0}{2f_0 g_0} (f_{,\beta,\beta})_0 - \frac{\omega_0 l_0}{4f_0^2 g_0} (f_{,\beta}^2)_0. \end{aligned} \quad (13)$$

Мы ищем симметричные решения, что означает, что все функции четные,

$$\frac{\partial}{\partial \chi} [f(\chi, \beta), l(\chi, \beta), g(\chi, \beta), \omega(\chi, \beta)]|_{\chi=0} = 0.$$

Компонента $\begin{pmatrix} \chi \\ \beta \end{pmatrix}$ в уравнении Эйнштейна будет иметь следующий вид

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2g_0} \left[\frac{(f, \beta, \beta)_0}{f_0} + \frac{(\omega, \beta, \beta)_0}{\omega_0} - \frac{(\omega, \beta)_0^2}{2\omega_0^2} - \frac{(\omega, \beta)_0(g, \beta)_0}{2g_0\omega_0} \right] + \\ & + \frac{1}{2g_0} \left[\frac{(\omega, \beta)_0(f, \beta)_0}{2\omega_0 f_0} - \frac{(g, \beta)_0(f, \beta)_0}{2g_0 f_0} - \frac{(f, \beta)_0^2}{2f_0^2} \right] = \kappa(p_\chi)_0. \end{aligned} \quad (14)$$

При условии
уравнение $\sigma_0(\beta) = \sigma(\chi = 0, \beta) = 0$

(15)

$$T_{\nu; \mu}^\mu = 0$$

(16)

и компонента $\begin{pmatrix} \chi \\ \beta \end{pmatrix}$ уравнений Эйнштейна удовлетворяются.

Уравнение (16) удовлетворяется при $\nu = t, \varphi$, и, когда $\nu = \beta$, принимает следующий вид:

$$\frac{(l, \beta)_0}{l_0} (p_\chi)_0 + \left[\frac{(f, \beta)_0}{f_0} - \frac{(l, \beta)_0}{l_0} - \frac{(\omega, \beta)_0}{\omega_0} \right] (p_\beta)_0 - 2(p_{\chi, \beta})_0 - \frac{(f, \beta)_0}{f_0} \varepsilon_0 + \frac{(\omega, \beta)_0}{\omega_0} (p_\varphi)_0 = 0. \quad (17)$$

Для существования тороидальной T^2 горловины необходимое условие существования – это либо условие минимума метрических функций $g(\chi, \beta) = g_{\beta\beta}$ и $\omega(\chi, \beta) = g_{\varphi\varphi}$:

$$\frac{\partial^2 g}{\partial \chi^2} \Big|_{\chi=0} > 0, \quad \frac{\partial^2 \omega}{\partial \chi^2} \Big|_{\chi=0} > 0. \quad (18)$$

Либо минимум произведения $g \times \omega$:

$$\left(\frac{1}{g} \frac{\partial^2 g}{\partial \chi^2} \right) \Big|_{\chi=0} + \left(\frac{1}{\omega} \frac{\partial^2 \omega}{\partial \chi^2} \right) \Big|_{\chi=0} > 0. \quad (19)$$

Из этого выражения следует условие, что площадь горловины имеет минимум, т.е. $\frac{\partial(g\omega)}{\partial \chi} = 0$.

Далее будут рассмотрены условия (18), которые являются более строгими, чем условия (19).

Условия (18) отвечают за увеличение поперечных размеров T^2 горловины вдоль обоих радиусов поперечного сечения горловины при удалении от центра. При удалении от центра длины окружностей $2\pi\sqrt{g}$ и $2\pi\sqrt{\omega}$ будут увеличиваться. С другой же стороны, если условие (19) выполняется, площадь поперечного сечения будет увеличиваться, но длины окружностей могут изменяться в противоположные стороны, т.е. длина одной окружности будет увеличиваться, а длина другой окружности будет уменьшаться.

Из условия (18) и уравнений (12), (13), с учетом (14), вытекают следующие условия, налагаемые на плотность энергии и давление материи, которые необходимые для создания тороидальной T^2 горловины

$$\kappa[\varepsilon_0 + (p_\chi)_0 + (p_\beta)_0 - (p_\varphi)_0] < \frac{1}{g_0} \left[-\frac{(l, \beta, \beta)_0}{l_0} + \frac{(l, \beta)_0^2}{2l_0^2} + \frac{(g, \beta)_0(l, \beta)_0}{2g_0 l_0} + \frac{(f, \beta)_0(\omega, \beta)_0}{2\omega_0 f_0} \right], \quad (20)$$

$$\kappa[\varepsilon_0 + (p_\chi)_0 - (p_\beta)_0 + (p_\varphi)_0] < \frac{1}{g_0} \left[\frac{(f, \beta, \beta)_0}{f_0} - \frac{(f, \beta)_0^2}{2f_0^2} - \frac{(g, \beta)_0(f, \beta)_0}{2g_0 f_0} - \frac{(\omega, \beta)_0(l, \beta)_0}{2\omega_0 l_0} \right]. \quad (21)$$

Тогда неравенство (19), которое описывает минимум площади центральной части

горловины, можно записать в следующем виде

$$\kappa \varepsilon_0 < \frac{1}{2g_0} \left[-\frac{(l_{,\beta,\beta})_0}{l_0} - \frac{(\omega_{,\beta,\beta})_0}{\omega_0} + \frac{(\omega_{,\beta}^2)_0}{2\omega_0^2} + \frac{(l_{,\beta}^2)_0}{2l_0^2} + \frac{(\omega_{,\beta})_0(g_{,\beta})_0}{2\omega_0 g_0} - \frac{(\omega_{,\beta})_0(l_{,\beta})_0}{2\omega_0 l_0} + \frac{(g_{,\beta})_0(l_{,\beta})_0}{2g_0 l_0} \right]. \quad (22)$$

Анализ условий энергодоминантности для тороидальной T^2 горловины

Для построения любого рода кротовых нор необходимо нарушить энергетические условия в центре горловины. Необходимы ли подобные нарушения для построения данной горловины? В данном разделе будут рассмотрены некоторые частные условия нарушения или не нарушения условий энергодоминантности для построения T^2 горловин.

Введем новые функции для удобства вычислений

$$\begin{aligned} f(\chi, \beta) &= e^{F(\chi, \beta)}, \\ g(\chi, \beta) &= e^{G(\chi, \beta)}, \\ l(\chi, \beta) &= e^{L(\chi, \beta)}, \\ \omega(\chi, \beta) &= e^{\Omega(\chi, \beta)}. \end{aligned} \quad (23)$$

Здесь будут проанализированы условия (20) и (21), которые необходимы для существования компонент метрики $g_{\beta\beta}$ и $g_{\varphi\varphi}$.

Полагая, что

$$L_{,\beta}(\chi = 0, \beta) = 0, \quad (24)$$

мы приводим неравенства (20) и (21) к более симметричному виду. Тогда в неравенствах (20) и (21) первые слагаемые в левых и правых частях одинаковы, а вторые имеют противоположные знаки.

Рассмотрим следующий частный случай, чтобы проверить выполняются ли данные неравенства: вторые слагаемые в левых и правых частях равны

$$\kappa[(p_\beta)_0 - (p_\varphi)_0] = \frac{e^{-G}}{2} \left[-(F_{,\beta,\beta})_0 - \frac{(F_{,\beta}^2)_0}{2} + \frac{(F_{,\beta})_0(\Omega_{,\beta})_0}{2} + \frac{(F_{,\beta})_0(G_{,\beta})_0}{2} \right]. \quad (25)$$

Тогда неравенства (20) и (21) тождественны и имеют следующий вид

$$\kappa \varepsilon_0 < \frac{e^{-G}}{2} \left[-(\Omega_{,\beta,\beta})_0 - \frac{(\Omega_{,\beta}^2)_0}{2} + \frac{(\Omega_{,\beta})_0(G_{,\beta})_0}{2} \right]. \quad (26)$$

Разрешим уравнения (14), (17) и (25) относительно давлений $(p_\chi)_0$, $(p_\beta)_0$, $(p_\varphi)_0$:

$$\begin{aligned} (p_\chi)_0 &= \frac{e^{-G_0}}{2\kappa} \times \\ &\times \left[(F_{,\beta,\beta})_0 + \frac{(F_{,\beta}^2)_0}{2} + (\Omega_{,\beta,\beta})_0 + \frac{(\Omega_{,\beta}^2)_0}{2} + \frac{(F_{,\beta})_0(\Omega_{,\beta})_0}{2} - \frac{(F_{,\beta})_0(G_{,\beta})_0}{2} + \frac{(G_{,\beta})_0(\Omega_{,\beta})_0}{2} \right] \end{aligned} \quad (27)$$

$$(p_\beta)_0 = \varepsilon_0 + 2 \frac{(p_{\chi,\beta})_0}{F_{,\beta}} + \frac{e^{-G_0}}{2\kappa} \left\{ -\frac{(F_{,\beta,\beta})_0(\Omega_{,\beta})_0}{(F_{,\beta})_0} + \frac{(\Omega_{,\beta}^2)_0}{2} + \frac{(\Omega_{,\beta})_0}{2} [-(F_{,\beta})_0 + (G_{,\beta})_0] \right\}, \quad (28)$$

$$\begin{aligned} (p_\varphi)_0 &= \varepsilon_0 + 2 \frac{(p_{\chi,\beta})_0}{F_{,\beta}} + \frac{e^{-G_0}}{2\kappa} \left\{ (F_{,\beta,\beta})_0 \left[1 - \frac{(\Omega_{,\beta})_0}{(F_{,\beta})_0} \right] + \frac{(F_{,\beta}^2)_0}{2} - \frac{(F_{,\beta})_0(G_{,\beta})_0}{2} + \frac{(\Omega_{,\beta}^2)_0}{2} + \right. \\ &\quad \left. + \frac{(\Omega_{,\beta})_0}{2} [-2(F_{,\beta})_0 + (G_{,\beta})_0] \right\}. \end{aligned} \quad (29)$$

Проанализируем условия энергодоминантности.

$$T_{\mu\nu}k^\mu K^\nu \geq 0, \quad (30)$$

или, если записать через давление p_i

Нулевое энергетическое условие

$$\varepsilon_0 + p_i \geq 0, i = \chi, \beta, \varphi. \quad (31)$$

Нулевое энергетическое условие: для любого светоподобного вектора k_μ

Мы имеем следующие выражения для левой части неравенства (31):

$$\varepsilon_0 + (p_\chi)_0 = \varepsilon_0 + \frac{e^{-G_0}}{2\kappa} \times \left[(F_{,\beta,\beta})_0 + \frac{(F_{,\beta}^2)_0}{2} + (\Omega_{,\beta,\beta})_0 + \frac{(\Omega_{,\beta}^2)_0}{2} + \frac{(F_{,\beta})_0(\Omega_{,\beta})_0}{2} - \frac{(F_{,\beta})_0(G_{,\beta})_0}{2} - \frac{(G_{,\beta})_0(\Omega_{,\beta})_0}{2} \right]. \quad (32)$$

$$\varepsilon_0 + (p_\beta)_0 = 2\varepsilon_0 + \frac{(p_{\chi,\beta})_0}{F_{,\beta}} + \frac{e^{-G_0}}{2\kappa} \left\{ -\frac{(F_{,\beta,\beta})_0(\Omega_{,\beta})_0}{(F_{,\beta})_0} + \frac{(\Omega_{,\beta}^2)_0}{2} + \frac{(\Omega_{,\beta})_0}{2} [-(F_{,\beta})_0 + (G_{,\beta})_0] \right\}, \quad (33)$$

$$\varepsilon_0 + (p_\varphi)_0 = 2\varepsilon_0 + \frac{(p_{\chi,\beta})_0}{F_{,\beta}} + \frac{e^{-G_0}}{2\kappa} \left\{ (F_{,\beta,\beta})_0 \left[1 - \frac{(\Omega_{,\beta})_0}{(F_{,\beta})_0} \right] + \frac{(F_{,\beta}^2)_0}{2} - \frac{(F_{,\beta})_0(G_{,\beta})_0}{2} + \frac{(\Omega_{,\beta}^2)_0}{2} + \frac{(\Omega_{,\beta})_0}{2} [-2(F_{,\beta})_0 + (G_{,\beta})_0] \right\}. \quad (34)$$

Слабое энергетическое условие

Слабое энергетическое условие утверждает, что для любого времениподобного вектора V_μ

$$T_{\mu\nu}V^\mu V^\nu \geq 0. \quad (35)$$

Для нашего случая мы имеем

$$\varepsilon_0 \geq 0, \quad (36)$$

$$\varepsilon_0 + p_i \geq 0, i = \chi, \beta, \varphi. \quad (37)$$

Энергетическая плотность ε_0 удовлетворяет неравенству (26) и будет положительной в том случае, если правая часть этого неравенства будет положительна на всем промежутке $-\pi \leq \beta \leq \pi$. Левая часть неравенства (37), в данном частном случае, будет иметь вид (38)-(42).

Сильное энергетическое условие

Сильное энергетическое условие утверждает, что для любого времениподобного вектора V_μ

$$\left(T_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} T \right) V^\mu V^\nu \geq 0. \quad (38)$$

Тогда мы имеем

$$\varepsilon_0 + (p_i)_0 \geq 0, i = \chi, \beta, \varphi, \quad (39)$$

$$\varepsilon_0 + \sum_i (p_i)_0 \geq 0. \quad (40)$$

Энергетическая плотность удовлетворяет неравенству (26) и будет положительна, если правая часть этого соотношения будет положительна на всем промежутке $-\pi \leq \beta \leq \pi$. В частном случае левая часть неравенства будет иметь следующий вид, если принять во внимание уравнения (32)-(34),

$$\varepsilon_0 + (p_\chi)_0 + (p_\beta)_0 + (p_\varphi)_0 = 3\varepsilon_0 + 4 \frac{(p_{\chi,\beta})_0}{F_\beta} + \frac{e^{-G_0}}{2\kappa} \left\{ (\Omega_{,\beta,\beta})_0 + 2(F_{,\beta,\beta})_0 \left[1 - \frac{(\Omega_{,\beta})_0}{(F_{,\beta})_0} \right] + \frac{3(\Omega_{,\beta}^2)_0}{2} + \frac{(\Omega_{,\beta})_0(G_{,\beta})_0}{2} - (\Omega_{,\beta})_0(F_{,\beta})_0 + (F_{,\beta})_0^2 - (F_{,\beta})_0(G_{,\beta})_0 \right\}. \quad (41)$$

В итоге мы видим, что существуют некоторые обязательные условия, которые налагаются на материю, поддерживающую горловину, чтобы тороидальная T^2 горловина существовала.

Частные случаи

Даже в случае, когда $L_\beta = 0$, неравенство (26) и выражения (27)-(39) для анализа условий, налагаемых на материю, довольно громоздки. Поэтому мы будем рассматривать некоторые частные случаи, которые позволят упростить вышеуказанные уравнения. Отметим, что все это не обеспечивает глобального существования кротовой норы. Для существования такой кротовой норы необходимо определить также асимптотические граничные условия, которые обеспечат глобальное существование такого пространства-времени.

Частный случай 1

Здесь мы будем рассматривать специальный случай, когда правая часть неравенства(26) будет положительной. Для получения положительной плотности энергии $(\varepsilon)_0 > 0$, возьмем

$$(\Omega(\beta))_0 = -\cos\beta, \quad (42)$$

$$(G(\beta))_0 = -3\cos\beta + \log\sin^2\beta. \quad (43)$$

Тогда неравенство (26) будет выглядеть следующим образом:

$$\kappa(\varepsilon)_0 < \frac{e^{3\cos\beta}}{2}. \quad (44)$$

Данное выражение позволяет нам выбрать плотность энергии положительной.

Выражения для давлений в этом случае выглядят следующим образом:

$$(p_\chi)_0 = \frac{e^{-G_0}}{2\kappa} \left\{ (F_{,\beta,\beta})_0 + \frac{(F_{,\beta}^2)_0}{2} + (F_{,\beta})_0 [(\Omega_{,\beta})_0 - (G_{,\beta})_0] \right\} - \frac{e^{3\cos\beta}}{2\kappa}, \quad (45)$$

$$(p_\beta)_0 = \varepsilon_0 + 2 \frac{(p_{\chi,\beta})_0}{F_\beta} + \frac{e^{-G_0}}{2\kappa} \left\{ -\frac{(F_{,\beta,\beta})_0(\Omega_{,\beta})_0}{(F_{,\beta})_0} + \frac{(\Omega_{,\beta}^2)_0}{2} + \frac{(\Omega_{,\beta})_0}{2} [-(F_{,\beta})_0 + (G_{,\beta})_0] \right\}, \quad (46)$$

$$(p_\varphi)_0 = \varepsilon_0 + 2 \frac{(p_{\chi,\beta})_0}{F_\beta} + \frac{e^{-G_0}}{2\kappa} \left\{ (F_{,\beta,\beta})_0 \left[1 - \frac{(\Omega_{,\beta})_0}{(F_{,\beta})_0} \right] + \frac{(F_{,\beta}^2)_0}{2} - \frac{(F_{,\beta})_0(G_{,\beta})_0}{2} + \frac{(\Omega_{,\beta}^2)_0}{2} + \frac{(\Omega_{,\beta})_0}{2} [-2(F_{,\beta})_0 + (G_{,\beta})_0] \right\}. \quad (47)$$

Частный случай 2

Рассмотрим случай, когда $L_\beta = F_\beta = 0$. Как видно из уравнения (25), это предполагает под собой равенство линейных давлений в центре горловины,

$$(p_\beta)_0 = (p_\varphi)_0, \quad (48)$$

Тогда, давление $(p_\chi)_0$

$$(p_\chi)_0 = \frac{e^{-G_0}}{2\kappa} \left[(\Omega_{,\beta,\beta})_0 + \frac{(\Omega_{,\beta}^2)_0}{2} + \frac{(G_{,\beta})_0(\Omega_{,\beta})_0}{2} \right]. \quad (49)$$

Сравнивая это уравнение с неравенством (26), получим следующее соотношение между плотностью энергии ε_0 и давлением $(p_\chi)_0$:

$$\varepsilon_0 + (p_\chi)_0 < 0. \quad (50)$$

Это является нарушением нулевого энергетического условия (соотношение (31)). В то же время, давления $(p_\beta)_0$ и $(p_\varphi)_0$ остаются произвольными, подчиняясь только условию (48).

Обсуждение и заключение

В данной работе мы проанализировали энергетические условия, налагаемые на материю, которая образует кротовую нору: необходимы ли эти нарушения или нет.

Мы получили неравенства, которые описывают энергетические условия, необходимые для существования тороидальной T^2 горловины, при условии достижения минимумов всех метрических функций в точке $\chi = 0$ для всех значений

угловой координаты β одновременно. Эти условия являются геометрическими и они определяют требования к плотности энергии, давлениям и метрике, которые обеспечивают минимальный линейный размер поперечного сечения в центре тороидальной горловины. Физический смысл этих неравенств заключается в описании энергетических условий для материи, образующей тороидальную T^2 горловину. В данной работе были получены эти условия в общем виде. Эти условия имеют сложный вид; поэтому, чтобы получить более конкретные результаты, уточняющие физическую ситуацию, мы проанализировали производные неравенств в некоторых частных случаях. В одном из частных случаев было получено, что горло тороидальной T^2 горловины может существовать только при нарушении нулевого энергетического условия.

Литература

- 1 Visser M. Lorentzian wormholes: From Einstein to Hawking. – Woodbury, New York, 1995. – 412 p.
- 2 Wormholes, Warp Drives and Energy Conditions. (Fundam. Theories of Physics (189)). By Lobo F.S.N. (Ed). – Springer, 2017. – 317 p.
- 3 Ellis H.G. Ether flow through a drainhole – a particle model in general relativity //J. Math. Phys. – 1973. – Vol.14. – P.104-118.
- 4 Bronnikov K.A. Scalar-tensor theory and scalar charge //Acta Phys. Polon. B. – 1973. – Vol.4. – P.251-266.
- 5 Kodama T. General Relativistic Nonlinear Field: A Kink Solution in a Generalized Geometry //Phys. Rev. D. – 1978. – Vol.18. – P.3529-3534.
- 6 Ellis H.G. The evolving, flowless drainhole: A nongravitating-particle model in general relativity theory //Gen Rel.Grav. – 1979. – Vol.10. – P.105-123.
- 7 Morris M.S., Thorne K.S. Wormholes in space-time and their use for interstellar travel: A tool for teaching general relativity //Am. J. Phys. – 1988. – Vol.56. – P.395-412.
- 8 Morris M.S., Thorne K.S., and Yurtsever U. Wormholes, Time Machines, and the Weak Energy Condition //Phys. Rev. Lett. – 1988. – Vol.61. – P.1446-1449.
- 9 Lobo F.S.N. Phantom energy traversable wormholes //Phys. Rev. D. – 2005. – Vol. 71. – Art#084011.
- 10 Hochberg D. Lorentzian wormholes in higher order gravity theories //Phys. Lett. B. – 1991 – Vol. 251, Iss.3 – P. 349-354.
- 11 Fukutaka H., Tanaka K. and Ghoroku K. Wormhole Solutions in Higher Derivative Gravity //Phys. Lett. B. – 1989. – Vol. 222. – P.191-194.
- 12 Dzhunushaliev V., Folomeev V., Kleihaus B., and Kunz J. Energy conditions for a T^2 wormhole at the center //Phys. Rev. D. – 2019 – Vol.100(8). – Art# 084008.
- 13 Thibeault M., Simeone C., and Eiroa E.F. Thin-shell wormholes in Einstein-Maxwell theory with a Gauss-Bonnet term //General Relativity and Gravitation. – 2006 – Vol.38. – P.1593-1608.
- 14 Richarte M.G. and Simeone C. Thin-shell wormholes supported by ordinary matter in Einstein-Gauss-Bonnet gravity //Phys. Rev. D. – 2007 – Vol.76. – Art#087502.
- 15 Lemos J.P.S. and Lobo F.S.N. Plane symmetric thin-shell wormholes: Solutions and stability //Phys. Rev. D. – 2008 – Vol. 78. – Art# 044030.
- 16 Rahaman, F. and Kalam, M. and Chakraborty, S. Thin shell wormholes in higher dimensional Einstein-Maxwell theory //General Relativity and Gravitation. – 2006. – Vol. 38 – P.1687-1695.
- 17 Hawking, S.W. The Chronology protection conjecture // Phys. Rev. D. – 1992. – Vol. 46. – P. 603-611.
- 18 Dzhunushaliev V., Folomeev V., Kleihaus B., and Kunz J. Thin-shell toroidal wormhole //Phys. Rev. D. – 2019 – Vol. 99. – Art# 044031.

References

- 1 M. Visser, *Lorentzian wormholes: From Einstein to Hawking* (Woodbury, New York, 1996), 412p..
- 2 *Wormholes, Warp Drives and Energy Conditions. (Fundam. Theories of Physics (189))*, By Lobo F.S.N. (Ed), (Springer, 2017), 317 p.
- 3 H.G. Ellis, *J. Math. Phys.* 14, 104 (1973).
- 4 K.A. Bronnikov, *Acta Phys. Polon.* B4, 251 (1973).
- 5 T. Kodama, *Phys. Rev. D*18, 3529 (1978).
- 6 H. G. Ellis, *Gen. Rel. Grav.* 10, 105 (1979).
- 7 M.S. Morris, K. S. Thorne, *Am. J. Phys.* 56, 395 (1988).
- 8 M.S. Morris, K. S. Thorne, and U. Yurtsever, *Phys. Rev. Lett.* 61, 1446 (1988).
- 9 F.S.N. Lobo, *Phys. Rev. D* 71, 084011 (2005).
- 10 D. Hochberg, *Phys. Lett.* B251, 349 (1990).
- 11 H. Fukutaka, K. Tanaka, and K. Ghoroku, *Phys. Lett.* B222, 191 (1989).
- 12 V. Dzhunushaliev, V. Folomeev, B. Kleihaus, and J. Kunz, *Phys. Rev. D* 100, 084008 (2019).
- 13 Thibeault, Marc and Simeone, Claudio and Eiroa, Ernesto F. *Gen. Rel. Grav.* D83,1593-1608 (2006).
- 14 Richarte, Martin G. and Simeone, Claudio. *Phys. Rev. D*76, 087502 (2007).
- 15 Lemos, Jose P.S. and Lobo, Francisco S.N. *Phys. Rev. D*78, 044030 (2008).
- 16 Rahaman, F. and Kalam, M. and Chakraborty, S. *Gen. Rel. Grav.* D38,1687-1695 (2006).
- 17 Hawking, S.W. *Phys. Rev. D*46,603-611 (1992).
- 18 V. Dzhunushaliev, V. Folomeev, B. Kleihaus, and J. Kunz, *Phys. Rev. D* 99, 044031 (2019).

А.К. Иманбаева¹ , С.К. Турежанов^{1*} , Г.А. Сапарбекова²

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

²Международный казахско-турецкий университет им. Х.А. Яссауи, Казахстан, г. Туркестан

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ МЕТОДОВ ВЫЧИСЛЕНИЯ ГРАВИТАЦИОННОЙ СИЛЫ ЧАСТИЦ ПРИ ЧИСЛЕННОМ МОДЕЛИРОВАНИИ ЗАДАЧИ N-ТЕЛ

Одной из основных проблем современных кодов для решения задачи N-тел является их большое сходство. Непосредственным следствием этого является то, что обычный метод проверки результатов моделирования путём сравнения независимых подходов вряд ли возможен. Требование точного расчета гравитационной силы не подразумевает необходимость использовать уникального подхода. Можно использовать приблизительное вычисление гравитационных сил между N взаимодействующими частицами. Например, приближенным методом с высокой точностью является быстрый мультипольный метод (БММ), который требует только $O(N)$ операций вместо $O(N^2)$ для вычисления сил для всех N частиц. БММ группирует частицы в пространственно ограниченные ячейки и использует межклеточные взаимодействия для аппроксимации силы в любом положении в ячейке-приемнике с помощью расширения Тейлора, полученного из мультипольного расширения исходной ячейки. Используя оценку ошибок этого процесса, можно минимизировать вычисления и при этом получить относительную погрешность $N \gtrsim 10^5$. В статье проведён сравнительный анализ методов моделирования N-тел и показано, что БММ со столкновениями приближает вычисление взаимных сил между частицами и рассматриваемая задача формулируется гораздо проще, чем, например, для случая несмягченной гравитации.

Ключевые слова: приближенные вычисления, вычисление гравитационных сил, взаимодействующие ячейки, быстрый мультипольный метод, аппроксимация.

A.K. Imanbayeva¹, S.K. Turezhanov^{1*}, G.A. Saparbekova²

¹Al-Farabi Kazakh national university, Kazakhstan, Almaty, *e-mail: serikbay_t@mail.ru

²Akhmet Yassawi International Kazakh-Turkish University, Kazakhstan, Turkestan

Comparative analysis of methods for calculating the gravitational force of particles in numerical simulation of the N-body problem

One of the main problems of modern codes for solving the N-body problem is their great similarity. The immediate consequence of this is that the usual method of checking the simulation results by comparing independent approaches is hardly possible. The requirement for accurate calculation of gravitational force does not imply the need to use a unique approach. An approximate calculation of gravitational forces between N interacting particles can be used. For example, an approximate method with high accuracy is the fast multipole method (FMM) that requires only $O(N)$ operations instead of $O(N^2)$ to calculate the forces all N particles.

FMM groups particles into spatially bounded cells and uses intercellular interactions to approximate forces at any position in the receiver cell using the Taylor extension obtained from the multipole extension of the original cell. Using the error estimate of this process it is possible to minimize the calculations while obtaining the relative errors $N \gtrsim 10^5$. The article provides a brief analysis of N-body modeling methods and shows that the FMM approximates the calculation of mutual forces between particles and the problem under consideration is formulated much easier than, for example, in the case of softened gravity.

Key words: approximate calculations, calculation of gravitational forces, interacting cells, fast multipole method, approximation.

А.К. Иманбаева¹, С.К. Төрежанов^{1*}, Г.А. Сапарбекова²¹Әл-Фараби ат. Қазақ ұлттық университеті, Қазақстан, Алматы қ., *e-mail: serikbay_t@mail.ru²Қожа Ахмет Ясауи ат. Халықаралық қазақ-түрік университеті, Қазақстан, Түркістан қ.

N-дененің есебін сандық модельдеу бөлшектердің тартылыс күшін есептеу әдістерін салыстырмалы талдау

N-денелік есепті шешудің заманауи кодтарының негізгі мәселелерінің бірі – олардың бір-біріне ұқсастығы. Мұның тікелей салдары – тәуелсіз тәсілдерді салыстыру арқылы модельдеу нәтижелерін тексерудің әдеттегі әдісін мүмкін емес. Гравитациялық күшті дәл есептеу қажеттілігі біртұтас тәсілді қолдану қажеттілігін білдірмейді. N өзара әрекеттесетін бөлшектер арасындағы гравитациялық күштердің шамаланған есебін қолдануға болады. Мысалы, барлығы N бөлшектері үшін күштерді есептеуге арналған дәлдігі жоғары жинақтау әдістердің бірі жылдам мультиполь әдісі (ЖМӨ), бұл әдіс $O(N^2)$ орнына тек $O(N)$ операцияларды қажет етеді. ЖМӨ бөлшектерді кеңістікте байланысқан жасушаларға бөледі және қабылдағыш ұяшықтағы кез-келген позициядағы күшті жуықтау үшін бастапқы жасушаның мультипольді кеңейтілуінен алынған. Тейлор кеңістігін қолдана отырып, жасушааралық өзара әрекеттесуді қолданады. Осы процестің қателіктерін есептеуді қолдана отырып, есептеулерді азайтуға және $N \geq 10^5$ қателіктерін алуға болады. Мақалада N-денені модельдеу әдістеріне қысқаша талдау жасалған және ЖМӨ бөлшектер арасындағы өзара күштерді есептеуге жақындағаны және қарастырылып отырған мәселе, мысалы, жұмсармаған гравитация жағдайында қарағанда оңайырақ тұжырымдалғаны көрсетілген.

Түйін сөздер: жуық есептеулер, гравитациялық күштерді есептеу, өзара әрекеттесетін жасушалар, жылдам мультиполь әдісі, жуықтау.

Введение

Гравитационное моделирование N-тел – широко используемый инструмент в астрофизике, с приложениями от небольшого числа систем или систем, подобных Солнечной системе и вплоть до галактических и космологических масштабов. Большинство гравитационных систем хорошо аппроксимируется ансамблем точечных масс, движущихся под их взаимным гравитационным притяжением и варьируются от планетных систем до звёздных скоплений, галактик, скоплений галактик и Вселенной в целом. Системы, в которых преобладают дальнедействующие силы, такие как гравитация, сложно рассчитывать статистическими методами: энергия невелика, канонические и микроканонические ансамбли не существуют, а теплоемкость отрицательна [1-2]. В [3] представлен обзор основных методов моделирования N-тел и астрофизический аспект, где применимы эти методы. При моделировании динамики звезд N-тел без столкновений моделью является просто представление гладкого распределения Монте-Карло в фазовом пространстве, а сила тел является только оценкой для гладкого силового поля моделируемой непрерывной системы [2]. В частности, сила N-тел неизбежно несёт погрешность оценки. Поэтому чаще всего в таких случаях используются при-

лиженные методы, такие как древовидный код Барнса и Хата (Barnes-Hutmethod (BH)) [4-5], если погрешности аппроксимации малы по сравнению с погрешностями оценки. В таком случае, постановка задачи состоит в вычислении взаимных гравитационных сил на каждом временном шаге, доминирующем над вычислительными затратами всех симуляций N-тел [6-8].

Моделирование звездной динамики с N-телами со столкновениями имеет совершенно иную природу. Так, частицы моделируют отдельные звезды, а сила N-тел не несёт погрешностей оценки. Тогда, отрицательный гравитационный потенциал, который представим в виде [9]

$$\psi(x_b) = \sum_{a \neq b} G \mu_a \psi(x_b - x_a), \quad (1)$$

где $\psi(r) = |r|^{-1}$ и его производная, ускорение должны быть вычислены с высокой точностью. Этого можно достичь прямым суммированием, когда (1) напрямую переводится в двоичный код и получаемые погрешности обусловлены точностью вычислений.

В [9] отмечено, что другое применение приближенных методов для такой модели не опробовано. Требования к такому подходу отличаются от требований к методам без столкновений N-тел в двух важных аспектах:

– отсутствует гравитационное смягчение;
 – погрешность аппроксимации должна быть намного меньше, чем в моделировании N -тел без столкновений. Это нужно для сохранения достоверности модели N -тел.

Для решения таких задач наиболее эффективным является применение метода быстрого мультипольного момента (БММ) [10, 11]. БММ значительно быстрее, чем древовидный код Денона [12, 13] при применении к неоднородным звёздным системам с низкой точностью силы, в модели динамики звёзд без столкновений. Наиболее подходящий метод для решения астрофизической задачи, в основном, зависит от конкретного контекста и, чаще всего, от масштаба времени и рассматриваемой проблемы.

Задачей данной работы является решение задачи адаптации метода быстрого мультипольного момента для большей эффективности, чем метод прямого суммирования при точных значениях силы и количестве частиц, требуемых при вычислении задач N -тел со столкновениями.

Сравнение быстрого метода мультиполей с древовидным кодом

Стандартные методы моделирования N -тел не используют тот факт, что соседние частицы будут подвергаться аналогичному ускорению от удаленных групп частиц, т.е., например, стандартный древовидный код аппроксимирует

сумму (1), сначала разделяя исходные на группы, ограниченные геометрическими ячейками, каждая из которых хорошо отделена от положения ячейки \mathbf{x}_b , а затем, вычисляя силы каждой исходной ячейки по их мультипольным моментам. Это соответствует расширению функции Грина $\psi(\mathbf{x}_b - \mathbf{x}_a)$ до функции Тейлора на расстояние до соответствующего центра каждой исходной ячейки. Быстрый мультипольный момент использует эту идею и использует мультипольное расширение для вычисления силы от удаленной исходной ячейки внутри ячейки.

Суть БММ состоит в том, чтобы с помощью функции Тейлора расширить функцию Грина не только в исходных позициях \mathbf{x}_a , но также и в позициях \mathbf{x}_b . Последнее означает аппроксимацию гравитационного поля внутри каждой ячейки-поглотителя посредством её локального расширения Тейлора, относительно некоторого потенциально подходящего центра расширения \mathbf{s} . Этот подход выгоден только в том случае, если силы для большей части ячеек-поглотителей должны вычисляться одновременно.

Отношения БММ легче всего получить, используя декартовы координаты, однако для ньютоновской гравитации $\psi = |\mathbf{r}|^{-1}$ полученные соотношения неэффективны. Использование функции Грина вместо этого приводит к сферическим гармоникам. Пусть \mathbf{r} со сферическими координатами [7]

$$\Theta_n^m(\mathbf{r}) = (-1)^m \frac{(n-m)!}{r^{n+1}} P_n^m(\cos \Theta) e^{im\phi}, \quad (2)$$

$$\Upsilon_n^m(\mathbf{r}) = (-1)^m \frac{r^n}{(n+m)!} P_n^m(\cos \Theta) e^{im\phi}. \quad (3)$$

С такими определениями отношения БММ для вычисления потенциала, обусловленного всеми частицами в исходной ячейке A и в

любом положении \mathbf{x}_b в приёмной ячейке B мультиполями M_n^m , для тензоров F_n^m имеют вид [9]:

$$\Psi_{A \rightarrow B}(\mathbf{x}_b) = \sum_{n=0}^p \sum_{m=-n}^n \gamma_n^{m*}(\mathbf{s}_b - \mathbf{x}_b) F_n^m(\mathbf{s}_B) + \delta \Psi_{A \rightarrow B}, \quad (4a)$$

$$F_n^m(\mathbf{s}_b) = \sum_{k=0}^{p-n} \sum_{l=-k}^k M_k^{l*}(\mathbf{z}_A) \Theta_{n+k}^{m+l}(\mathbf{s}_B - \mathbf{z}_A), \quad (4b)$$

$$M_n^m(\mathbf{z}_A) = \sum_{a \in A} \mu_a \gamma_n^m(\mathbf{x}_a - \mathbf{z}_A), \quad (4c)$$

$$M_n^m(\mathbf{z}') = \sum_{k=0}^n \sum_{l=-k}^k \gamma_k^l(\mathbf{z} - \mathbf{z}') M_{n-k}^{m-l}(\mathbf{z}), \quad (4e)$$

$$F_n^m(\mathbf{s}') = \sum_{k=0}^{p-n} \sum_{l=-k}^k \gamma_k^{l*} (\mathbf{s} - \mathbf{s}') F_{n+k}^{m+l}(\mathbf{s}), \quad (4f)$$

$$\Psi_n^m(\mathbf{x}_b) = \sum_{k=0}^{p-n} \sum_{l=-k}^k \gamma_k^{l*} (\mathbf{s}_B - \mathbf{x}_b) F_{n+k}^{m+l}(\mathbf{s}_B) + \delta \Psi_n^m. \quad (4f)$$

$$\Psi_n^m(\mathbf{x}_b) = \sum_{k=0}^{p-n} \sum_{l=-k}^k M_k^{l*}(\mathbf{z}_A) \Theta_{n+k}^{m+l}(\mathbf{x}_b - \mathbf{z}_b) + \delta \Psi_n^m. \quad (4g)$$

Здесь p – порядок разложения, $\delta \Psi_{A \rightarrow B}$ – ошибка аппроксимированного потенциала. Уравнение (4f) вычисляет ускорения $\mathbf{a} = \nabla \Psi_0^0$ из локального выражения (4a). Уравнение (4g) определяет гравитацию, генерируемую из распределения источника с заданными мультиполями.

Код дерева, использует многополюсное разложение, но алгоритмически проще, чем БММ. Базовая структура данных представляет собой иерархическое дерево пространственных ячеек, которые либо кубические с восемью дочерними ячейками (октавное дерево), либо

кубоидальные с двумя дочерними ячейками (двоичное дерево). На первом этапе мультиполи М2Р должны быть рассчитаны для каждой ячейки из клеток их дочерних ячеек, используя ядро М2М уравнение 4d, или в случае конечных ячеек их частиц, используя ядро Р2М уравнение 4с (см. таблицу 1).

Код дерева заменяет прямое суммирование Р2Р на Р2М-М2М-М2Р (рис.1), в то время как БММ использует Р2М-М2М-М2L-L2L-L2Р.

Ядро Р2L соответствует (4b) с $z_A \rightarrow x_{ai}$ и $M_k^l \rightarrow m_a \delta_{k0}$. т.е. $F_n^m(s_b) = m_a \theta_n^m(s_b - s_a)$.

Таблица 1 – Ядра БММ

Ядро	Смысл	Уравнение
P2P	от частицы к частице	(1)
P2M	частица в мультиполе	(4c)
M2M	от мультиполя к мультиполю	(4d)
M2P	мультиполь к частице	(4g)
M2L	мультиполя к локальной экспансии	(4b)
L2L	локальное расширение к локальному расширению	(4e)
L2P	локальное расширение до частицы	(4f)

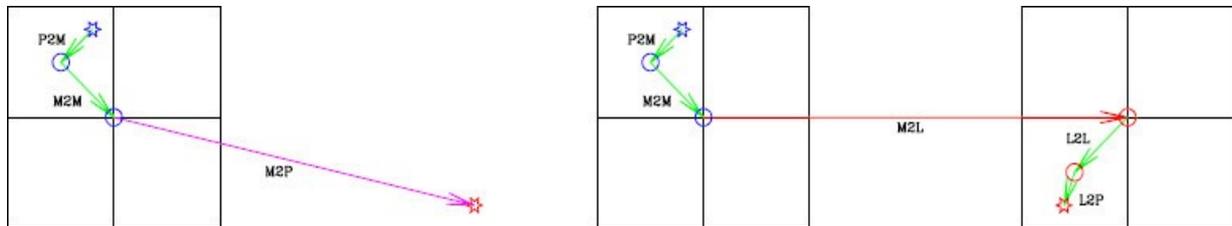


Рисунок 1 – Схематическое изображение кода дерева (слева) и БММ (справа)

Затем сила для каждой позиции стока вычисляется с использованием отдельного просмотра дерева, начиная с корневой ячейки. Сила, создаваемая ячейкой C , вычисляется с

помощью его мультипольного разложения с использованием ядра М2Р (ур.3g). Критерий приёмки по мультиполю удовлетворяется, если считается, что ячейка хорошо отделена от

положения приемника. В противном случае ячейка открывается, и сила вычисляется как сумма сил, создаваемых дочерними ячейками и при необходимости этот процесс повторяется. Таким образом, древовидный код заменяет ядро P2P прямого суммирования ядрами P2M, M2M и M2P так, как представлено на рисунке 1.

Адаптация алгоритма БММ

Адаптивный алгоритм БММ также использует древовидную структуру. Монополи M_n^m должны предварительно вычислены для каждой ячейки на первом этапе. Следующим шагом происходит аппроксимация с помощью одного двойного обхода дерева для всех положений ячеек и всеми исходными частицами [9, 13]. Этот алгоритм учитывает межклеточные взаимодействия и начинает с взаимодействия корень-корень. Если взаимодействующие ячейки хорошо разделены, то взаимодействие аппроксимируется с использованием ядра M2L (ур. 4b), которое вычисляет и накапливает тензоры локального поля $F_n^m(\mathbf{s}_b)$ для расширения силы тяжести внутри ячейки B и из-за всех источников в источнике ячейки A. При этом $A \rightarrow B$ и $B \rightarrow A$ считываются одновременно, иначе взаимодействие разделяется на отношения между дочерними между большей и меньшей из двух взаимодействующих клеток. После локальные тензоры поля передаются по дереву с использованием ядра L2L, а локальные расширения оцениваются в позициях приемника с использованием ядра L2P. Так БММ заменяет ядро M2P кода дерева на ядра M2L, L2L и L2P (рис. 1). Конечно, как в древовидном коде, так и в БММ при прямом суммировании ядро P2P используется всякий раз для взаимодействий с участием нескольких источников и приемников.

Древовидный код аппроксимирует силу от исходной частицы (голубая звезда на левой половине рисунка 1) в положении поглотителя (красная звезда), используя ядра P2M и M2M (зеленые стрелки) для вычисления мультиполей в клеточных центрах (синие круги) за которыми следует ядро M2P (розовая стрела). Ядра P2M и M2M вызываются один раз для исходной частицы и ячейки, соответственно, тогда как ядро M2P вызывается много раз для каждой позиции приемника.

БММ заменяет ядро M2P ядром M2L (красная стрелка), затем следуют ядра L2L и

L2P (зеленые стрелки). Ядра L2L и L2P вызываются всего один раз для каждой ячейки приемника и частицы, соответственно, но ядро M2L заменяет многие ядра M2P кода дерева, поскольку оно учитывает все положения в ячейке приемника.

Необходимо определить допустимую количественную меру значения для обеспечения точности, прежде чем оптимизировать этот метод.

При прямом суммировании точность ограничена только конечной точностью компьютерной арифметики. Если не используется двойная 64-битная точность, то для контроля качества используется сохранение полной энергии [14-16]. Однако, погрешность относительно энергии намного меньше, чем погрешность относительно силы, т.к. она является средней величиной по погрешностям силы. Вычисление полной энергии, необходимой для измерения погрешности, приводит к большей погрешности [15, 17].

При применении древовидного и БММ методов вычисленная потеря энергии фактически отражает среднюю амплитуду погрешности ускорения. Однако среднее значение влияния погрешности аппроксимации не отражается на точности моделирования. Например, одна большая погрешность силы не влияет на сохранение энергии, но может исказить достоверность моделирования [18-20]. Очевидно, что абсолютные ошибки не очень полезны сами по себе и должны быть нормализованы, чтобы иметь смысл. Одним из вариантов является деление δa на некоторую среднюю напряженность поля. Это имеет смысл для средней частицы, и не подходит для частиц, находящихся на окраине звездной системы, где напряженность поля ниже среднего значения $\delta a = |\mathbf{a}_{\text{числ}} - \mathbf{a}_{\text{реал}}|$. Для преодоления таких проблем естественным выбором является относительная погрешность, но она образует некоторые затруднения в центре звездной системы, где силы внешних частиц в значительной степени не учитываются. В такой ситуации \mathbf{a} может быть небольшим и, следовательно, большой относительной погрешностью, даже если каждая отдельная попарная сила была рассчитана с высокой точностью. Один из способов избежать этой проблемы, по аналогии с оценкой погрешности числовой квадратуры в случае, когда подынтегральное выражение

колеблется вокруг нуля – это нормализовать δa с помощью суммы

$$f_b = \sum_{a \neq b} \frac{G\mu_a}{|x_a - x_b|^2} \quad (5)$$

всех абсолютных значений парных ускорений. В общем случае, внешние частицы звездной системы таковы, что масштабированная ошибка приближается к относительной ошибке в центре.

Оценка ошибок при моделировании

Для оценки ошибок при моделировании N -тел со столкновениями метод прямого суммирования на основе графического процессора Sapporo [14] был применён к двум наборам $N = 10^5$ и $N = 10^6$ частицам равной массы,

взятыми случайным образом из сферы без внешнего усечения (модель Пламмера). Авторы [14] показали, что ошибка сильно зависит от достаточно малых ошибок интеграции η , тогда как зависимость от N довольно слабая. На рисунке 2 показаны результаты для $N = 32k$ и $N = 128k$.

Как и ожидалось, относительная погрешность $\sim 10^{-7}$, что сравнимо с относительной погрешностью округления в одинарной арифметической точности с плавающей запятой. И в доверок остается «четкий хвост» крупных относительных приращений. Это происходит из-за частиц с малым радиусом, ускорение которых мало, потому что парные силы с другими частицами не учитываются, а ошибки (округления) накапливаются.

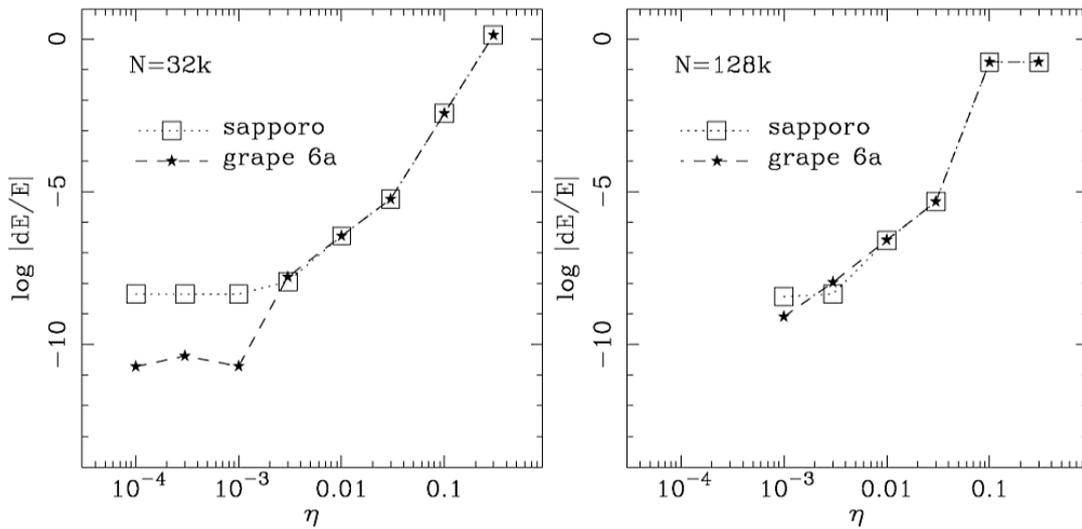


Рисунок 2 – Относительная ошибка в суммарной энергии как функция параметра точности шага по времени для модели Пламмера [14]

Таким образом, быстрый мультипольный метод (БММ) приближает вычисление взаимных сил между N частицами. Рассматриваемая математическая задача, формулируется гораздо проще, чем задачи для случая несмягченной гравитации.

Заключение

БММ использует иерархическое дерево пространственных ячеек, но в отличие от древовидного кода, использует взаимодействия ячейка-ячейка, которые учитывают все взаи-

действия между источниками и приемниками. Почти все взаимодействия между удаленными частицами «улавливаются» меньшим, чем 10^{-7} – взаимодействием между клетками, так что локальные взаимодействия, требующие вычислений $\mathcal{O}(N)$, доминируют в общей рабочей нагрузке [4]. С древовидным кодом ситуация меняется на противоположную: для удаленных взаимодействий требуется $\mathcal{O}(N)$ расчеты и доминируют в общей работе. Это подразумевает, что БММ имеет лучшее разрешение в отличие от удаленных взаимодействий, тем самым делая БММ идеально подходящим

для приложений на суперкомпьютерах, где связь с удаленными взаимодействиями более дорогостоящая, чем производимые вычисления.

В большинстве случаев традиционно используется простой критерий приемлемости мультиполя, основанный на угле раскрытия, и

центры клеток были равны либо геометрическому центру клетки, либо её центру масс, которые, были введены для упрощения вычислений, неизбежно приводят к большим относительным погрешностям силы с расхождением, достигающих ~ 1000 раз медианы.

Литература

- 1 Binney J.J., Tremaine S. Galactic dynamics. 2nd ed. – Princeton University Press, Princeton, 2008. – 920 p.
- 2 Dehnen W., Read J.I. N -Body simulations of gravitational dynamics //Eur. Phys. J. Plus. – 2011. – Vol.126. – Article ID 55.
- 3 Trenti M., Hut P. Gravitational N-body Simulations //arXiv:0806.3950v1 [astro-ph] 24 Jun 2008. – 13 p.
- 4 Barnes J., Hut P. A hierarchical O (N log N) force-calculation algorithm //Nature. – 1986. – Vol. 324. – P.446–449.
- 5 Barnes J.E. A modified tree code: don't laugh; it runs //Journal of Computational Physics. – 1990. – Vol.87, № 1. – P.161-170.
- 6 Вшиков В.А., Малышкин В.Э., Снытников А.В., Снытников В.Н. Численное моделирование гравитационной динамики многих тел методом частиц в ячейках: параллельная реализация //Сибирский журнал вычислительной математики. – 2003. – Том 6. – С.144-157.
- 7 Sasaki T., and Hosono N. Particle Number Dependence of the N-body Simulations of Moon Formation //The Astrophysical Journal. – 2018. – Vol. 856, N 2. – P.175.
- 8 Zhang T., Liao S., Li M., Gao L. The optimal gravitational softening length for cosmological N-body simulations //Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2019. – Vol.487, Iss 1. – P.1227–1232.
- 9 Dehnen W. A fast multipole method for stellar dynamics //Computational Astrophysics and Cosmology. – 2014. – Vol.1. – Article No 1.
- 10 Greengard L., Rokhlin V. A fast algorithm for particle simulations. //J. Comput. Phys. – 1987. – Vol.73. – P.325–348.
- 11 Cheng H., Greengard L., Rokhlin V. A fast adaptive multipole algorithm in three dimensions //J. Comput. Phys. – 1999. – Vol.155. – P.468–498.
- 12 Dehnen W. A very fast and momentum-conserving tree code. //Astrophys. J. – 2000. – Vol.536. – L39-L42.
- 13 Dehnen W. A hierarchical O(NlogN) force calculation algorithm. //J. Comput. Phys. – 2002. – Vol.179. – P.27–42.
- 14 Gaburov E., Harfst S., PortegiesZwart S. SAPPORO: a way to turn your graphics cards into a GRAPE-6. // New Astron. – 2009. – Vol.14(7). – P.630–637.
- 15 Henden N.A., Puchwein E., Shen S., Sijacki D. The FABLE simulations: a feedback model for galaxies, groups, and clusters //MNRAS. – 2018. – Vol. 479. – P.5385-5412.
- 16 Nyland L., Harris M., Prins J. N-body simulations on a GPU //In: ACM Workshop on General-Purpose Computing on Graphics Processors. – 2004. – P.C37.
- 17 Anderson J.A., Lorenz C.D., Travesset A. General purpose molecular dynamics simulations fully implemented on graphics processing units //Journal of Computational Physics. – 2008. – Vol. 227 (10). – P.5342–5359.
- 18 Gualandris A., PortegiesZwart S., Tirado-Ramos A. Performance analysis of direct n-body algorithms for astrophysical simulations on distributed systems. //Parallel Computing. – 2007. – Vol.33 (3). – P.159–173.
- 19 Harfst S., Gualandris A., Merritt D., Spurzem R., PortegiesZwart S., Berczik P. Performance analysis of direct N-body algorithms on special-purpose supercomputers //New Astronomy. – Jul. 2007. – Vol.12. – P.357–377.
- 20 Harfst S., Gualandris A., Merritt D., Mikkola S. A hybrid N-body code incorporating algorithmic regularization and post-Newtonian forces //MNRAS. – Sep. 2008. – Vol.389. – P.2-12.

References

- 1 J.J. Binney, and S. Tremaine, Galactic dynamics. 2nd ed. (Princeton University Press, Princeton, 2008), 920 p.
- 2 W. Dehnen, J.I. Read, Eur. Phys. J. Plus., 126, Article ID 55 (2011).
- 3 M. Trenti, and P. Hut, arXiv:0806.3950v1 [astro-ph], 13, 24 Jun (2008).
- 4 J. Barnes, and P. Hut, Nature, 324, 446–449 (1986).
- 5 J.E. Barnes, J of Computational Physics, 87 (1), 161-170 (1990).
- 6 V.A. Vshikov, V.E. Malyshekin, A.V. Snytnikov, V.N. Snytnikov, Sibirskiyzhurnalvychislitel'noymatematiki, 6, 144-157 (2003). (in Russ)
- 7 T. Sasaki, and N. Hosono, The Astrophysical Journal, 856 (2), 175 (2018).
- 8 T. Zhang, S. Liao, M. Li, and L. Gao, MNRAS, 487 (1), P.1227–1232 (2019).

- 9 W. Dehnen, *Computational Astrophysics and Cosmology*, 1, Article No 1 (2014).
- 10 L. Greengard, and V. Rokhlin, *J. Comput. Phys.*, 73, 325–348 (1987).
- 11 H. Cheng, L. Greengard, and V. Rokhlin, *J. Comput. Phys.*, 155, 468–498 (1999).
- 12 W. Dehnen, *Astrophys. J.*, 536, L39-L42 (2000).
- 13 W. Dehnen, *J. Comput. Phys.*, 179, 27-42 (2002).
- 14 E. Gaburov, S. Harfst, and S. PortegiesZwart, *New Astron.*, 14(7), 630–637 (2009).
- 15 N.A. Henden, E. Puchwein, S. Shen, and D. Sijacki, *MNRAS*, 479, 5385-5412 (2018).
- 16 L. Nyland, M. Harris, and J. Prins, N-body simulations on a GPU, In: *ACM Workshop on General-Purpose Computing on Graphics Processors*, C37 (2004).
- 17 J.A. Anderson, C.D. Lorenz, and A. Travasset, *J of Computational Physics*, 227 (10), 5342 –5359 (2008).
- 18 A. Gualandris, S. PortegiesZwart, and A. Tirado-Ramos, *Parallel Computing*, 33 (3), 159–173 (2007).
- 19 S. Harfst, A. Gualandris, D. Merritt, R. Spurzem, S. PortegiesZwart, and P. Berczik, *New Astronomy*, 12, 357–377 (2007).
- 20 S. Harfst, A. Gualandris, D. Merritt, and S. Mikkola, *MNRAS*, 389, 2-12 (2008).

Д.М. Зазулин^{1,2*} , С.Е. Кемелжанова¹ , П.Д. Эзау¹, И. Сатышев¹

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

²Институт ядерной физики, Казахстан, г. Алматы,

*e-mail: denis_zazulin@mail.ru

ПРИМЕНЕНИЕ ГЕОМЕТРОТЕРМОДИНАМИКИ К СИСТЕМЕ С КОНЕЧНОЙ БАРИОННОЙ ПЛОТНОСТЬЮ, ОПИСАННОЙ МЕТОДОМ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ ДУАЛЬНОСТЕЙ

В работе исследованы геометрические свойства равновесного многообразия термодинамической системы с конечной плотностью барионов, предсказанной методом голографических дуальностей. В качестве формализма исследования использовалась геометротермодинамика, позволяющая получать результаты инвариантные относительно преобразований Лежандра, т.е. независимые от выбора термодинамических потенциалов. Для рассматриваемых систем рассчитаны соответствующие метрики и скалярные кривизны, а также описаны их свойства. Для изучения термодинамических систем мы вычисляли метрические тензоры соответствующих равновесных многообразий, детерминанты метрических тензоров и соответствующие скалярные кривизны. С помощью голографического подхода были рассмотрены сильно взаимодействующие квантовые системы при конечной барионной плотности, т.е. системы, подобные квантовой хромодинамике. Получены трехмерные графики, на которых хорошо видно, при каких значениях термодинамических переменных скалярные кривизны стремятся к бесконечности или к нулю, что указывает на возможные фазовые переходы и на возможную компенсацию взаимодействий квантовыми эффектами соответственно.

Для установления надежной связи между полученными в настоящей работе линиями разрывов и фазовыми переходами в определенных в термодинамические системы, необходим, дополнительный анализ. Этот анализ можно провести, например, при построении геодезических кривых на рассматриваемых многообразиях.

Ключевые слова: голографические дуальности, геометротермодинамика, метрический тензор, скалярная кривизна, конечная барионная плотность, преобразования Лежандра.

D.M. Zazulin^{1,2*}, S.E. Kemelzhanova¹, P.D. Ezau¹, I. Satyshev¹

¹Al-Farabi Kazakh National University, Kazakhstan, Almaty

²Institute of Nuclear Physics, Kazakhstan, Almaty,

*e-mail: denis_zazulin@mail.ru

Application of geometrothermodynamics to the system with finite baryon density described by the method of holographic dualities

The geometric properties of the equilibrium manifolds of the thermodynamic system with finite baryon density predicted by the holographic dualities method have been studied in this work. Geometrothermodynamics was used as the formalism of the study, which allows to obtain results invariant with respect to the Legendre transformations, i.e. independently of the choice of thermodynamic potentials. For the considered system, the corresponding metrics and scalar curvatures are calculated, and their properties are also described. To study thermodynamic systems, we calculated the metric of the corresponding equilibrium manifolds, the determinants of the metric tensors, and the corresponding scalar curvatures. Using a holographic approach, strongly interacting quantum systems with a finite baryon density were considered, i.e. systems like quantum chromodynamics. 3D graphs are obtained, which clearly show at what values of thermodynamic variables the scalar curvatures tend to infinity or to zero, which indicates possible phase transitions and possible compensation of interactions by quantum effects, respectively.

To establish a reliable connection between the discontinuity lines obtained in this work and phase transitions in the thermodynamic systems defined in thermodynamic systems, additional analysis is

required. This analysis can be carried out, for example, when constructing geodesic curves on the considered manifolds.

Key words: holographic dualities, geometrothermodynamics, metric tensor, scalar curvature, finite baryon density, Legendre transformations.

Д.М. Зазулин^{1,2*}, С.Е. Кемелжанова¹, П.Д. Эзау¹, И. Сатышев¹

¹Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Қазақстан, Алматы қ.

²Ядролық Физика институты, Қазақстан, Алматы қ.,

*e-mail: denis_zazulin@mail.ru

Голографиялық екіжақтылық әдісімен сипаттау арқылы шектеулі жүйеде барионның тығыздына геометротермодинамиканы қолдану

Бұл жұмыста голографиялық екіжақтылық әдісі бойынша болжанған соңғы бариондардың тығыздығы бар термодинамикалық жүйенің тепе-теңдік алуының геометриялық қасиеттері зерттелген. Зерттеу формализмі ретінде термодинамикалық потенциалды таңдауға тәуелсіз Лежандр түрлендіруі бойынша нәтижелерді инвариантты алуға мүмкіндік беретін геометротермодинамика қолданылды. Қарастырылған жүйелер үшін тиісті метрикалар мен скалярлық қисықтар есептеледі, сондай-ақ олардың қасиеттері сипатталады. Термодинамикалық жүйелерді зерттеу үшін тиісті тепе-теңдіктің көптүрлілігінің метрикалық тензорларын, метрикалық тензорлардың детерминанттарын және сәйкес скалярлық қисықтарды есептедік. Голографиялық тәсілді қолдана отырып, шекті барион тығыздығы бар күшті өзара ірекеттесетін кванттық жүйелерді, яғни кванттық хромодинамика сияқты жүйелерді қарастырдық. Термодинамикалық айнымалылардың қандай шамалары скалярлық қисықтың шексіздікке немесе нөлге бейім болатындығын анықтайтын 3-өлшемді график алынған, бұл фазалардың ауысуы мен кванттық әсер арқылы өзара әрекеттесудің ықтимал өтелуін көрсетеді.

Осы жұмыста алынған үзік сызықтар мен термодинамикалық жүйелерде анықталған фазалық ауысулар арасында сенімді байланыс орнату үшін қосымша талдаулар қажет. Бұл талдауларды, мысалы көптүрлілік геодезиялық қисықтарды салу кезінде жүргізуге болады.

Түйін сөздер: голографиялық екіжақтылық, геометротермодинамика, метрикалық тензор, скалярлық қисықтық, соңғы барион тығыздығы, Лежандр түрлендіруі.

Введение

Метод голографических дуальностей позволяет описывать квантовые системы в режиме сильной связи [1]. Голографические модели приводят к множеству качественных предсказаний, которые хорошо согласуются с экспериментальными данными и в ряде случаев не имеют другого теоретического объяснения.

Также с помощью голографии предсказываются новые типы квантовых систем. Например, в работе [2] обнаружена система, у которой при низких температурах имеется нулевая звуковая мода как у Ферми жидкости, но у этой системы совершенно иная температурная зависимость теплоемкости. В работе [3], при голографическом описании теории с ненулевой барионной плотностью при нулевой температуре обнаружен фазовый переход второго рода, когда химический потенциал становится равным массе барионов. В обеих работах приведены соответствующие термодинамические соотношения.

В связи с вышеизложенным, становится актуальной задача исследования транспортных и термодинамических свойств новых квантовых систем, в том числе задача поиска фазовых переходов. В настоящей работе было проведено исследование термодинамики, полученной в работе [3] квантовой системы с конечной барионной плотностью. В качестве метода исследования мы использовали геометротермодинамику [4].

Геометротермодинамика

Дифференциальная геометрия является одним из важнейших инструментов математической физики со многими приложениями. В качестве примера можно упомянуть все четыре известные взаимодействия природы, которые могут быть описаны в геометрических терминах.

В геометротермодинамике (ГТД), предложенной Э. Кеведо [4], взаимодействия в термодинамических системах описываются с помощью кривизны Риманова равновесного много-

образом, инвариантного относительно преобразований Лежандра. Так и в термодинамике физические свойства системы не зависят от выбора термодинамических потенциалов, с помощью которых эта система описывается. Переход от одного набора термодинамических потенциалов к другому осуществляется при помощи преобразований Лежандра, и в этом смысле термодинамика инвариантна относительно преобразований Лежандра. В ГТД, например, как это было показано в [4], идеальный газ, частицы которого не взаимодействуют друг с другом, соответствует Риманову многообразию с нулевой кривизной. В случае взаимодействующих систем с нетривиальной структурой фазовых переходов, кривизна должна воспроизводить поведение системы вблизи точек, где происходят фазовые переходы. Это интуитивное требование выражается в конкретных математических условиях для метрических структур равновесных пространств. В частности, как было показано на примере газов Ван-дер-Ваальса, Бозе – Эйнштейна, термодинамик различных черных дыр и т.д. [5], вблизи фазовых переходов скалярная кривизна соответствующих равновесных многообразий стремится к бесконечности. Этот факт очень удобен для поисков неизвестных фазовых переходов в малоизученных термодинамических системах.

$$P_{abcd} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 g_{ad}}{\partial E^b \partial E^c} + \frac{\partial^2 g_{bc}}{\partial E^a \partial E^d} - \frac{\partial^2 g_{ac}}{\partial E^b \partial E^d} - \frac{\partial^2 g_{bd}}{\partial E^a \partial E^c} \right) + g_{np} \left(\Gamma_{bc}^n \Gamma_{ad}^p - \Gamma_{bd}^n \Gamma_{ac}^p \right), \quad (3)$$

где $g^{nm}(g_{ad})$ – метрический тензор,

$$\Gamma_{bc}^n = \frac{1}{2} g^{nm} \left(\frac{\partial g_{mb}}{\partial E^c} + \frac{\partial g_{mc}}{\partial E^b} - \frac{\partial g_{bc}}{\partial E^m} \right) - \text{символы}$$

Кристоффеля. Далее, скалярная кривизна вычисляется по формуле $R = g^{ac} g^{bd} R_{abcd}$.

Поскольку в дальнейшем мы будем иметь дело с системами, зависящими только от двух термодинамических потенциалов, то выражение для скалярной кривизны упрощается до:

$$P = \frac{2P_{1212}}{\det(g)}, \quad (4)$$

где $\det(g)$ – детерминант двумерного метрического тензора. Все расчеты в настоящей

В настоящей работе для изучения термодинамических систем мы вычисляли метрические тензоры соответствующих равновесных многообразий, детерминанты метрических тензоров и соответствующие скалярные кривизны. В качестве формул для вычисления метрик и соответствующих метрических тензоров мы использовали [4]:

$$dl^2 = E_a \frac{\partial \Phi}{\partial E^a} \delta_{ab} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial E^b \partial E^c} dE^a E^c, \quad (1)$$

$$dl^2 = E_a \frac{\partial \Phi}{\partial E^a} \eta_{ab} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial E^b \partial E^c} dE^a E^c, \quad (2)$$

где l^2 – квадрат термодинамической длины, $\Phi \equiv \Phi(E^a)$ – термодинамический потенциал, который явно зависит от других термодинамических потенциалов – E^a , n – количество термодинамических потенциалов, от которых зависит Φ , $\delta_{ab} = \text{diag}(1, 1, \dots, 1)$ и 2. Формула (1), предположительно, корректно описывает фазовые переходы 1-го рода, а формула (2) – фазовые переходы 2-го рода.

Выражение для тензора кривизны имеет вид:

работе были проведены с помощью системы MatLab.

Большой термодинамический потенциал для системы с конечной барионной плотностью, предсказанной методом голографических дуальностей

В работе [3] с помощью голографического подхода были рассмотрены сильновзаимодействующие квантовые системы при конечной барионной плотности, т.е. системы, подобные квантовой хромодинамике. Авторами [3] получены термодинамические соотношения для нескольких случаев. Рассмотрим сначала соотношение для большого термодинамического потенциала при нулевой температуре, зависящего от массы m частиц и химического потенциала μ [3]:

$$\Omega(\mu, m) = \frac{1}{4} \gamma N (2\pi\alpha')^4 \mu^3 (4m - \mu), \quad (5)$$

где N, γ, α' – некоторые параметры теории, которые в нашем анализе принимались за константы. Более того, мы приняли выражение $\frac{1}{4} \gamma N (2\pi\alpha')^4$ – за единицу. Поэтому

$$\Omega(\mu, m) = \mu^3 (4m - \mu). \quad (6)$$

На рисунке 1 представлен график (6). Используя (1-4) и термодинамический потенциал (6), нами были численно получены соответствующие геометрические величины в широком диапазоне массы и химического потенциала. Для каждой геометрической величины также были получены явные формулы но ввиду их громоздкости мы их в настоящей работе нигде не приводим. Вычисленные детерминант метрического тензора и скалярная кривизна показаны на рисунках 2 и 3.

Из рисунков 2 и 3 видно, что на графиках для скалярной кривизны имеются разрывы на линиях $m \equiv \mu = 4m$ и $\mu = 2m$ соответственно (функции в этих областях стремятся к бесконечности). Также на обоих графиках имеется особенность в области $\mu = 0$. Согласно представлениям ГТД перечисленные линии, возможно соответствуют линиям фазовых переходов в рассматриваемой квантовой системе. Для всех остальных значений параметров μ и m скалярная кривизна близка к нулю, что обусловлено, как это видно из рисунков 2 а) и 3 а), большими величинами детерминантов метрических тензоров, которые в свою очередь стоят в знаменателе формулы (4). В формализме ГТД маленькая величина скалярной кривизны соответствует маленькой величине термодинамического взаимодействия между частицами. Для рассматриваемой квантовой системы с сильным взаимодействием это может означать, что взаимодействие компенсируется квантовыми эффектами.

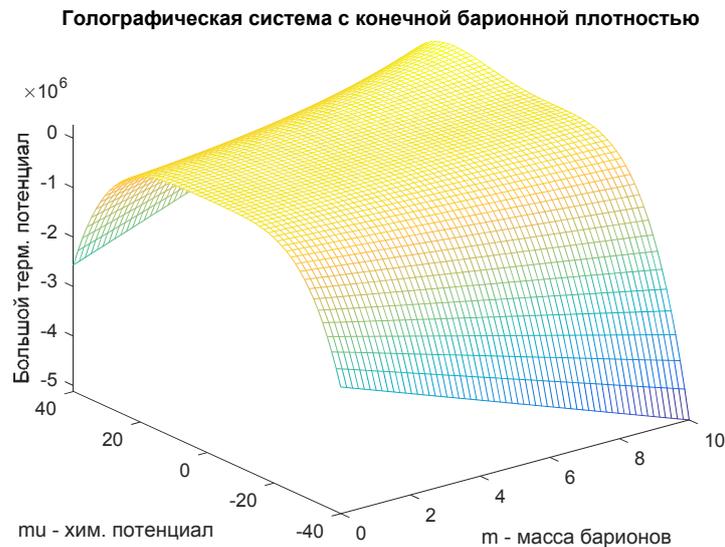


Рисунок 1 – Большой термодинамический потенциал (6) в зависимости от химического потенциала и массы барионов для голографической системы с конечной барионной плотностью [3]

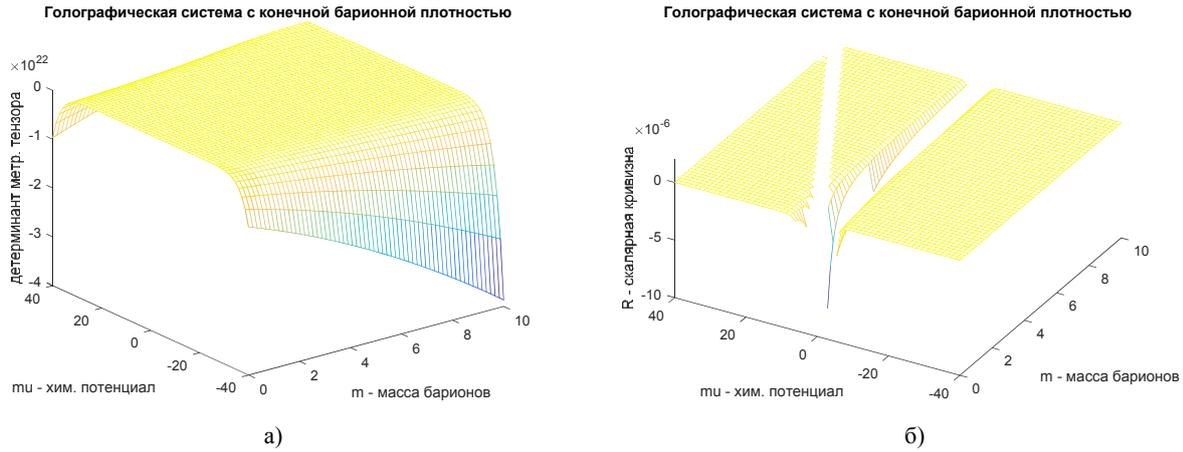


Рисунок 2 – а) – Зависимость детерминанта от химического потенциала и массы барионов, б) - зависимость скалярной кривизны от тех же параметров для (6). Метрика вычислялась по формуле (1)

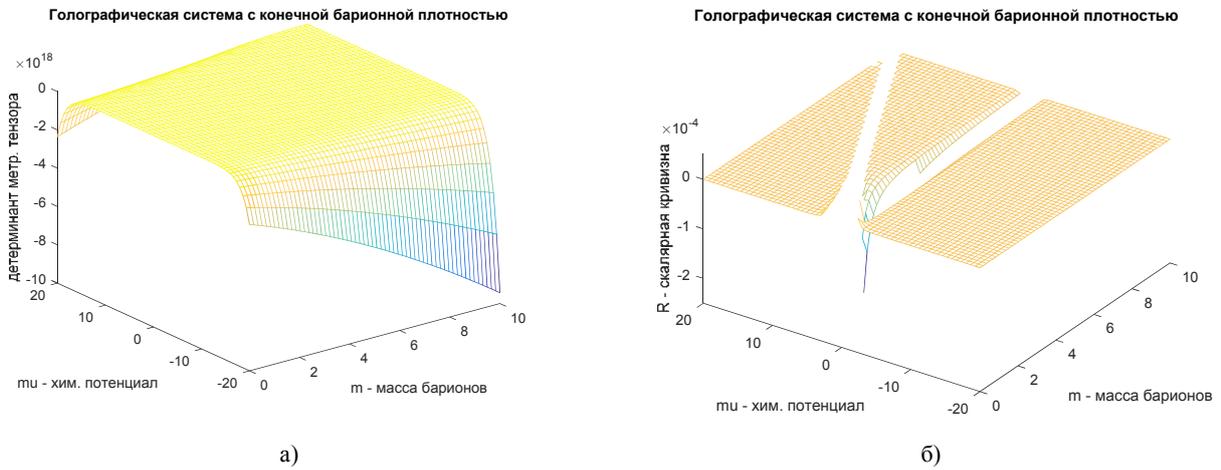


Рисунок 3 – а) – Зависимость детерминанта от химического потенциала и массы барионов, б) – зависимость скалярной кривизны от тех же параметров для (6). Метрика вычислялась по формуле (2)

Далее нами был сделан анализ следующего соотношения для большого термодинамического потенциала системы с сильным взаимодей-

ствием, выведенного в [3] тоже для температуры равной нулю:

$$\Omega(\mu, m) = \frac{1}{4} \gamma \mathcal{N} (2\pi\alpha')^4 \left(- \left[\mu^2 - \left(m - \frac{y_0}{2\pi\alpha'} \right)^2 \right]^2 + 4\mu \left[\mu^2 - \left(m - \frac{y_0}{2\pi\alpha'} \right)^2 \right] \frac{y_0}{2\pi\alpha'} \right). \quad (7)$$

Приняв для упрощения $\frac{1}{4} \gamma \mathcal{N} (2\pi\alpha')^4 = 1$ и $\frac{y_0}{2\pi\alpha'} = 1$ получим:

$$\Omega(\mu, m) = \left(- [\mu^2 - (m-1)^2]^2 + 4\mu [\mu^2 - (m-1)^2] \right). \quad (8)$$

Трехмерный график функции (8) приведен на рисунке 4. Также используя (1–4) и выражение (8) были численно получены соответствующие геометрические величины в широком диапазоне массы и химического потенциала. Вычисленные для (8) детерминант метрического тензора и скалярная кривизна показаны на рисунках 5 и 6.

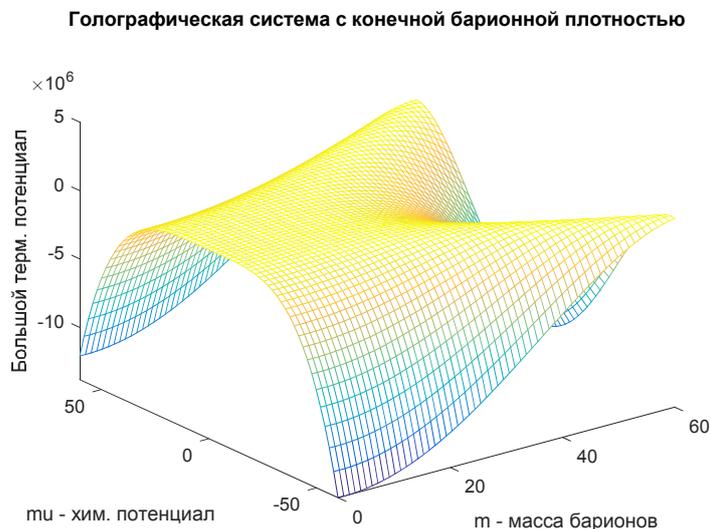


Рисунок 4 – Большой термодинамический потенциал (8) в зависимости от химического потенциала и массы барионов для голографической системы с конечной барионной плотностью [3]

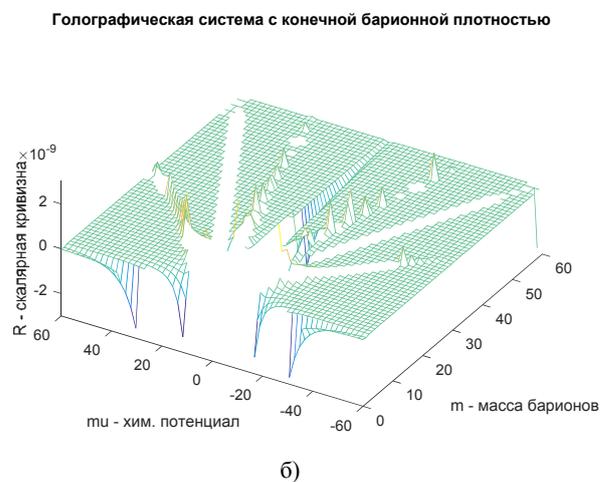
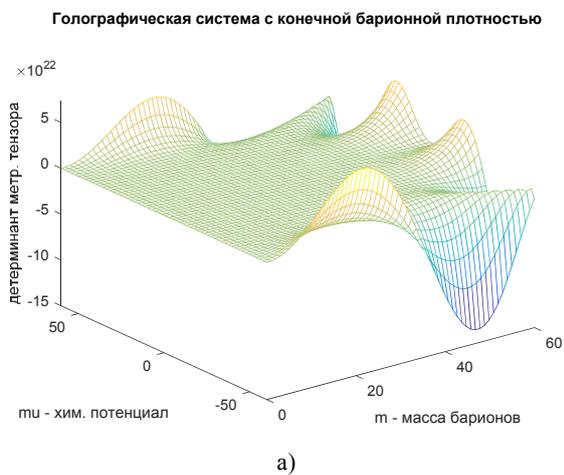


Рисунок 5 – а) – Зависимость детерминанта от химического потенциала и массы барионов, б) – зависимость скалярной кривизны от тех же параметров для (8). Метрика вычислялась по формуле (2)

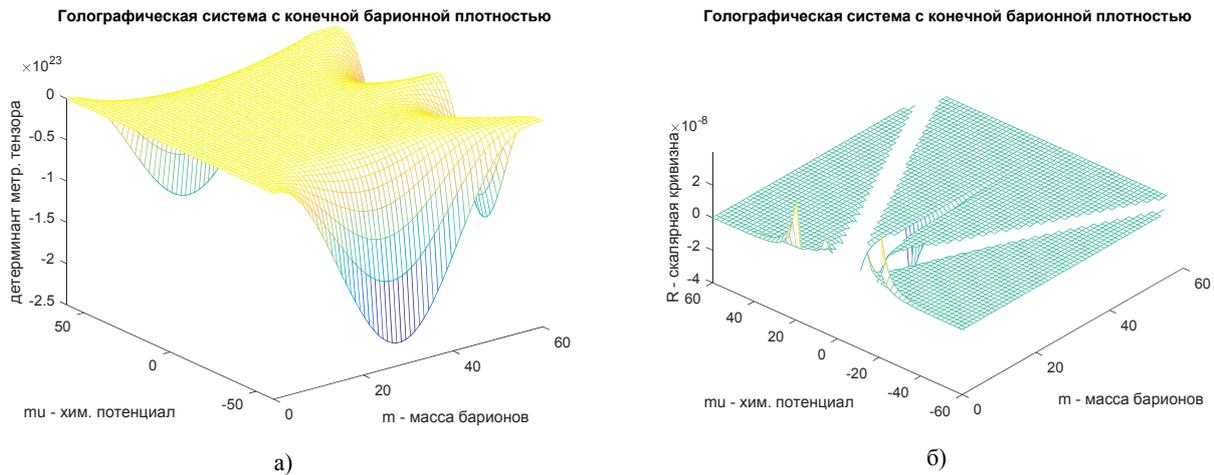


Рисунок 6 – а) – Зависимость детерминанта от химического потенциала и массы барионов, б) – зависимость скалярной кривизны от тех же параметров для (8). Метрика вычислялась по формуле (2)

Из рисунков 5 и 6 видно, что на обоих графиках для скалярной кривизны имеются разрывы на линиях $\mu \equiv \pm t$ (функции в этих областях стремятся к бесконечности). В работе [3] было показано, что на линии $\mu = t$ в рассматриваемой системе происходит фазовый переход второго рода. Также имеются разрывы на линиях $\mu \approx \pm 2t, \mu \approx \pm 0.5t, \mu \approx 0, t \approx 0$, как это видно из рисунка 5 б) (на рисунке 6 б) разрывы видны только на линиях $\mu \approx 0, t \approx 0$). Эти линии, возможно, соответствуют линиям фазовых переходов. При остальных значениях параметров μ и t скалярная кривизна пренебрежимо мала, что также как и в первом рассмотренном нами случае связано с большими величинами детерминантов метрических тензоров (см. рисунки 5 а) и 6 а)) и это соответствует маленькой величине термодинамического взаимодействия между частицами системы.

Свободная энергия Гельмгольца для системы с конечной барионной плотностью, предсказанной методом голографических дуальностей

Еще одним термодинамическим потенциалом из [3] по которому мы сделали анализ была свободная энергия Гельмгольца при нулевой температуре:

$$F = \frac{1}{4} N^{\frac{1}{3}} \gamma^{\frac{1}{3}} \left(\frac{d^2}{(2\pi\alpha')^2} - c^2 \right)^{\frac{1}{3}} \times \left(3 \frac{d^2}{(2\pi\alpha')^2} + c^2 \right) \tag{9}$$

где [3]

$$c = \gamma N (2\pi\alpha')^3 (\mu^2 - t^2) t, \tag{10}$$

$$\frac{d}{2\pi\alpha'} = \gamma N (2\pi\alpha')^3 (\mu^2 - t^2) \mu. \tag{11}$$

Выразив F через химический потенциал и массу, и для упрощения, положив все константы равными 1, получим:

$$F(\mu, t) = (\mu^2 - t^2) (3\mu^2 + t^2). \tag{12}$$

График функции (12) приведен на рисунке 7. Используя выражение (12) и геометрические соотношения (1-4) были численно получены соответствующие величины в широком диапазоне химического потенциала и массы. Рассчитанные для (12) детерминант метрического тензора и скалярная кривизна показаны на рисунках 8 и 9.

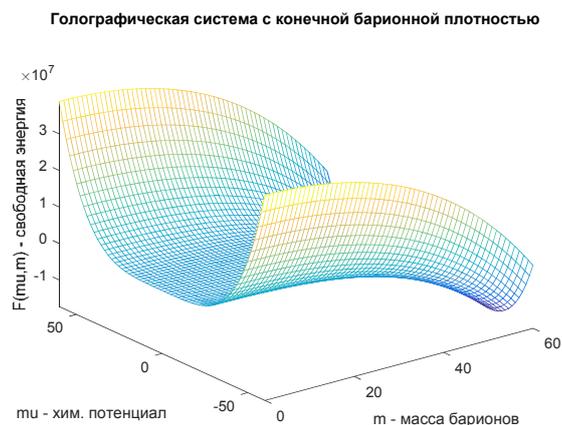


Рисунок 7 – Зависимость свободной энергии Гельмгольца (10) от химического потенциала и массы барионов для голографической системы с конечной барионной плотностью [3]

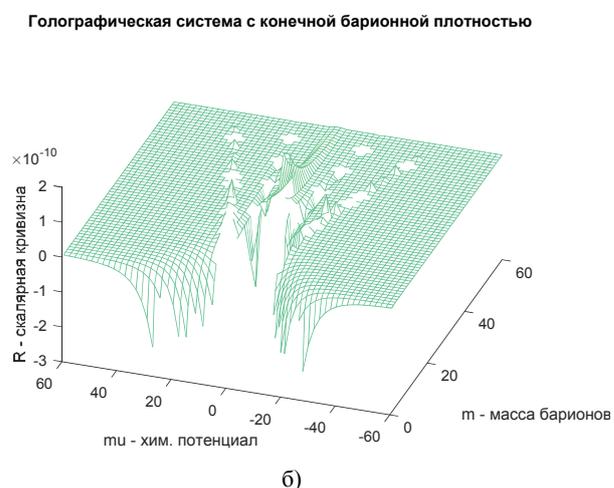
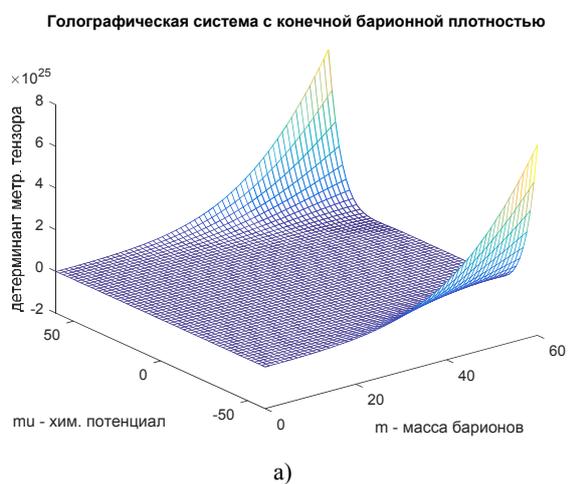


Рисунок 8 – а) - Зависимость детерминанта от химического потенциала и массы барионов, б) - зависимость скалярной кривизны от тех же параметров для (10). Метрика вычислялась по формуле (1)

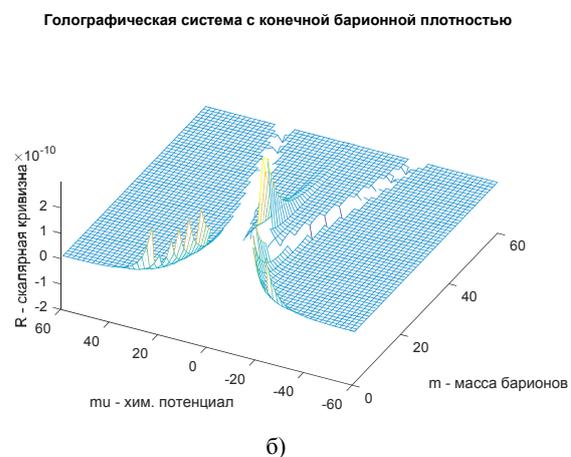
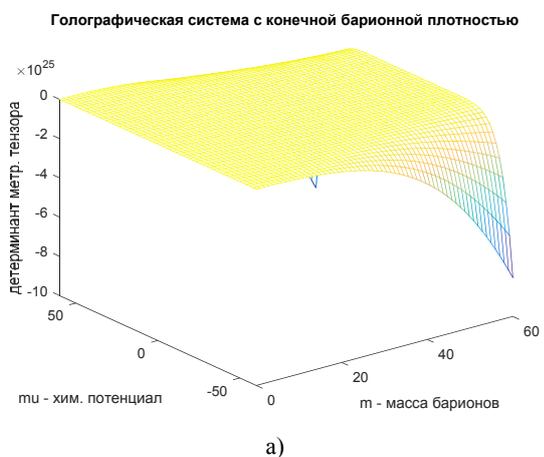


Рисунок 9 – а) – Зависимость детерминанта от химического потенциала и массы барионов, б) – зависимость скалярной кривизны от тех же параметров для (10). Метрика вычислялась по формуле (2).

Из рисунков 8 и 9 видно, что скалярная кривизна соответствующая метрике (1) имеет разрывы на линиях $tu \equiv \mu \approx 0.6t, \mu \approx 0.25t, \mu \approx 0$ и $t \approx 0$, а соответствующая метрике (2) на линиях $\mu \approx 0.5t, \mu \approx 0$ и $t \approx 0$. Для остальных значений параметров μ и t кривизны очень малы. Все рассуждения по поводу линий разрывов и малости величин скалярных кривизн для остальных значений параметров μ и t полностью аналогичны рассуждениям для предыдущих двух случаев.

Заключение

В настоящей работе в рамках ГТД для равновесных многообразий сильно взаимодействующих квантовых систем, предсказанных методами голографических дуальностей, вычислены метрические тензоры, их детерминанты и скалярные кривизны.

Были рассмотрены термодинамические системы с конечной барионной плотностью, для которых в качестве термодинамических потен-

циалов брались большие термодинамические потенциалы и свободная энергия Гельмгольца, зависящие от химического потенциала и массы частиц.

Получены 3-мерные графики, на которых хорошо видно, при каких значениях термодинамических переменных скалярные кривизны стремятся к бесконечности или к нулю, что указывает на возможные фазовые переходы и на возможную компенсацию взаимодействий квантовыми эффектами соответственно.

Фазовый переход второго рода, определенный в работе [3] для рассмотренной нами системы в нашем подходе, тоже был воспроизведен.

Для установления надежной связи между полученными в настоящей работе линиями разрывов и фазовыми переходами в определенными в [3] термодинамическими системами необходим дополнительный анализ. Этот анализ можно провести, например, при построении геодезических кривых на рассматриваемых многообразиях.

Литература

- 1 Maldacena J. The large N limit of super conformal field theories and supergravity // *Adv.Theor. Math. Phys.* – 1998. – P.231–252.
- 2 Karch A., Son D.T., and Starinets A.O. Zero sound from holography // *Phys. Rev. Lett.* – 2009. – Vol.102. – Ar.#051602.
- 3 Karch A., O'Bannon A. Holographic thermodynamics at finite baryon density: some exact results // *JHEP.* – 2007. – Vol. 0711. – Ar.#074.
- 4 Quevedo H. Geometrothermodynamics // *J. Math. Phys.* – 2007. – Vol. 48. – Ar.#013506.
- 5 Quevedo H., Sanchez A., Taj S., Vazquez A., Phase transitions in Geometrothermodynamics // *Gen. Rel. Grav.* – 2011. – Vol. 43. – P.1153-1165.
- 6 Engelhardt N. and Horowitz G.T. Recovering the spacetime metric from a holographic dual // *Adv. Theoretical Math. Phys.* – 2017. – Vol. 21, No.7. – P.1635-1653.
- 7 Czech B., Lamprou L., McCandlish S. and Sully J. Integral geometry and holography // *J. High Energy Phys.* – 2015. – No.175. – P.7-33.
- 8 Bhattacharya J., Veronika E. Hubeny, Rangamani M., Takayanagi T. Entanglement density and gravitational thermodynamics // *Phys. Rev. D.* – 2015. – Vol.91. – P.106009.
- 9 Quevedo H., Sasha A. Zaldivar. A geometrothermodynamic approach to ideal quantum gases and Bose-Einstein condensates // *General Relativity and Quantum Cosmology.* – 2015. arXiv:1512.08755v3. – 17 p.
- 10 Mansoori, Seyed Ali Hosseini and et.al. Extrinsic and intrinsic curvatures in thermodynamic geometry // *Phys. Rev. B.* – 2016. – Vol.759. – P.298-305.
- 11 Ming Zhang, Xin-Yang Wang, Wen-Biao Liu. Extrinsic curvature in geometrothermodynamics // *Physics Letters B.* – 2018. – Vol.783. – P.169-174.
- 12 Ming Zhang Corrected thermodynamics and geometrothermodynamics for anti-de Sitter black hole // *Nuclear Physics B.* – 2018. – Vol.935. – P.170-182.
- 13 Karch A., O'Bannon A. Holographic Thermodynamics at Finite Baryon Density: Some Exact Results // *J. High Energy Physics.* – 2007. – Vol.11. – Ar.#074.
- 14 Yunseok S., Sang-Jin Sin, Jonathan Shock, Dimitrios Zoakos Holographic hadrons in a confining finite density medium // *J. High Energy Physics.* – 2010. – Vol.3. – Ar.#115.
- 15 Xun Chen, Danning Li, Mei Huang Criticality of QCD in a holographic QCD model with critical end point // *Chinese Physics C.* – 2019. – Vol.43, No 2. – Ar.#023105.
- 16 Alsop, James et.al. Duality between zeroes and poles in holographic systems with massless fermions and a dipole coupling // *Phys. Rev. D*90. – 2014. – No.12. – Ar.#126013.
- 17 Pineda V., Quevedo H., Maria N. Quevedo, Sanchez A., Valdes E. The physical significance of geometrothermodynamic metrics // *J. of Geometric Methods in Modern Physics.* – 2019. – Vol.16, No. 11. – Ar.#1950168.

18 Quevedo H., Nettel F., Bravetti A. Representation invariant Geometrothermodynamics: applications to ordinary thermodynamic systems //J. Geom. and Physics. – 2014. –Vol.81. –P.1-9.

19 Maria N. Quevedo, Quevedo H. Geometrothermodynamics of the cosmological constant //International Journal of Management and Applied Science. – 2017. –Vol.3. –P.21-24.

20 Nikola I. Gushterov, Andy O'Bannon, Ronnie Rodgers Holographic zero sound from Spacetime – filling branes //J. of High Energy Physics. – 2018. – Vol.10. – Ar.#76.

References

- 1 J. Maldacena, Advances Theoretical Math. Phys, 2 (02), 231-252 (1998).
- 2 A. Karch, D.T. Son, Phys. Rev. Lett.102, 051602 (2009).
- 3 A. Karch, A. O'Bannon, Journal of high energy physics, 11, 074 (2007).
- 4 H. Quevedo, Journal Math. Phys., 48, 013506 (2007).
- 5 H. Quevedo, A. Sanchez, S. Taj, A. Vazquez, Gen. Rel. Gravity 43, 1153 (2011).
- 6 N. Engelhardt and G.T. Horowitz, Advances Theor. Math. Phys. 21(7), 1635-1653, (2017).
- 7 B. Czech, L. Lamprou, S. McCandlish and J. Sully, J. of High Energy Phys. 175, 7-33, (2015).
- 8 J. Bhattacharya, E. V. Hubeny, M. Rangamani, T. Takayanagi, Phys. Rev.D, 91, 106009(2015).
- 9 H. Quevedo, A. Sasha, S. Zaldivar, J. General Relativity and Quantum Cosmology(2015).
- 10 Mansoori, Seyed Ali Hosseini et.al. Phys. Rev. B, 759, 298-305 (2016).
- 11 Ming Zhang, Xin-Yang Wang, Wen-Biao Liu, Physics Letters B, 783, 169-174, (2018).
- 12 Ming Zhang, Nuclear Physics B. 935, 170-182, (2018).
- 13 Andreas Karch, Andy O'Bannon, J. of High Energy Physics, 11, 074 (2007).
- 14 S. Yunseok, S. Jin Sin, J. Shock, D.Zoakos, J. High Energy Physics, 3, 115 (2010).
- 15 Xun Chen, Danning Li, Mei Huang, Chinese Physics C.43(2), 023105 (2019).
- 16 Alsup, James et.al., Phys. Rev. D, 90(12), 126013 (2014).
- 17 V. Pineda, H. Quevedo, N. Maria Quevedo, A. Sanchez, E. Valdes, J. of Geometric Methods in Modern Physics, 16(11), 1950168 (2019).
- 18 H. Quevedo, F. Nettel, A. Bravetti, J. of Geometry and Physics, 81, 1-9 (2014).
- 19 N. Maria Quevedo, H. Quevedo, International Journal of Management and Applied Science,3, 21-24 (2017).
- 20 N.Gushterov, A. O'Bannon, R. Rodgers, J. of High Energy Physics, 10, 76 (2018).

2-бөлім
ПЛАЗМА ФИЗИКАСЫ

Section 2
PLASMA PHYSICS

Раздел 2
ФИЗИКА ПЛАЗМЫ

Е.О. Шаленов^{1*}, **Ж. Косымкызы¹**, **М.М. Сейсембаева¹**,
М.У. Машеева¹, **М.Н. Джумагулов²**, **К.Н. Джумагулова¹**

¹НИИЭТФ, Казахский национальный университет им. аль-Фараби,
 Казахстан, г. Алматы, *e-mail: shalenov.erik@physics.kz

²Научно-технический центр безопасности ядерных технологий, Казахстан, г. Алматы

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ СЕЧЕНИЯ РАССЕЙЯНИЯ ЧАСТИЦ ПЛОТНОЙ КВАЗИКЛАССИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЫ НА ОСНОВЕ МЕТОДА БОРНА

В данной работе представлены результаты исследования столкновительных свойств плотной квазиклассической плазмы на основе эффективных потенциалов взаимодействия, учитывающих квантовомеханический эффект дифракции и эффект динамической экранировки. Сделано сравнение с данными, полученными на основе статических потенциалов взаимодействия, сформулированы выводы о влиянии динамической экранировки на столкновительные процессы. Исследование свойств плотной квазиклассической плазмы затруднено, во-первых, из-за неадекватности выбора моделей взаимодействия частиц и, во-вторых, несовершенством существующих теоретических методов для исследования свойств таких систем. Столкновительные процессы определяют практически все свойства плазмы, ее состав, термодинамику, транспортные характеристики, электродинамические свойства и т.д. Поэтому особенно важно уметь на уровне элементарных процессов корректно и достоверно проводить исследования. Традиционно, исследование элементарных процессов в рамках определенной модели начинается с получения сечений упругого рассеяния, при этом первые оценки можно проводить на основе простых методов, к которым относится метод Борна. Сечения столкновений напрямую зависят от значения относительной скорости сталкивающихся частиц, она сидит в самих уравнениях, позволяющих рассчитать сечение, но при этом в большинстве случаев не учитывается зависимость потенциала взаимодействия от этой скорости. Такая постановка не совсем корректна и более последовательным является применение динамического потенциала взаимодействия частиц при исследовании их столкновений. Обнаружено, что на угле рассеяния, близком нулю, дифференциальное сечение имеет конечное значение, зависящее от величины волнового вектора налетающей частицы (ее энергии), в то время как модели со статической экранировкой этого не показывали. Сделаны выводы.

Ключевые слова: дифференциальные сечения рассеяния, динамический потенциал взаимодействия, плотная квазиклассическая плазма, метод Борна, динамическая экранировка.

E.O. Shalenov^{1*}, Zh. Kossymkyzy¹, M.M. Seisembayeva¹,
 M.U. Masheyeva¹, M.N. Jumagulov², K.N. Dzhumagulova¹

¹IETP, al-Farabi Kazakh national university, Kazakhstan, Almaty,
 *e-mail: shalenov.erik@physics.kz

²Nuclear technology safety center, Kazakhstan, Almaty

Differential scattering cross section of the dense semiclassical plasma based on the Born method

In this work the results of investigation of collisional properties of the dense semiclassical plasma on the basis of the effective interaction potentials are presented. Interaction model stake into account the quantum-mechanical effects of diffraction and the effect of dynamic screening. It is shown that dynamic charge screening increases the phase shifts and the scattering cross sections in comparison with static one. The study of the properties of the dense semiclassical plasma is difficult, firstly, because of the inadequacy of the choice of particle interaction models and, secondly, the imperfection of the existing theoretical methods to study the properties of such complex systems. Collisional processes determine practically all properties of the plasma, its composition, thermodynamics, transport characteristics, electrodynamic properties, etc. Therefore, it is especially important to be able to conduct research correctly and reliably at the level of elementary processes. Traditionally, the study of

elementary processes within a particular model begins with obtaining cross sections for elastic scattering, with the first estimates can and should be carried out on the basis of simple methods, to which the Born method applies. The collision cross sections directly depend on the relative velocity of the colliding particles, it sits in the equations themselves, which allow the cross section to be calculated, but in most cases the interaction potential does not take into account this velocity. Such formulation is not entirely correct and more consistent is the use of the dynamic potential of the interaction of particles in the study of their collisions. It was found that at the scattering angle that is close to zero the differential cross section has a finite value which depends on the wave vector of the incident particle (its energy), while the model with static screening does not show it. Conclusions were made.

Key words: differential scattering cross section, the dynamic interaction potential, dense semiclassical plasma, Born method, dynamic screening.

Е.О. Шаленов^{1,*}, Ж. Қосымқызы¹, М.М. Сейсембаева¹,
М.У. Машеева¹, М.Н. Жұмағұлов², Қ.Н. Жұмағұлова¹

¹ЭТФҒЗИ, әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Қазақстан, Алматы қ.,

*e-mail: shalenov.erik@physics.kz

²Ядролық технологиялар қауіпсіздігінің ғылыми-техникалық орталығы, Қазақстан, Алматы қ.

Борн әдісі негізінде тығыз квазиклассикалық плазманың дифференциалды шашырау қималары

Бұл жұмыста тығыз квазиклассикалық плазманың эффективті әсерлесу потенциалдардың негізінде соқтығысу қасиеттерін есептеу нәтижелері көрсетілген. Бұл моделде дифракцияның кванттық-механикалық эффектілері және динамикалық экрандалу эффектісі ескеріледі. Нәтижелер статикалық әсерлесу потенциалдарының негізінде алынған мәліметтермен салыстырылды, осының негізінде динамикалық эффектілердің идеал емес плазманың соқтығысу процестеріне әсері туралы қорытынды жасалды. Тығыз квазиклассикалық плазманың қасиеттерін зерттеу қиындық туғызады, біріншіден, бөлшектердің өзара әрекеттесу модельдерін таңдаудың оңай еместігінен және екіншіден, мұндай жүйелердің қасиеттерін зерттеу үшін қолданыстағы теориялық әдістердің жетілмеуінен қиынға соғады. Соқтығысу процестері плазманың барлық қасиеттерін, оның құрамын, термодинамикасын, транспорттық сипаттамаларын, электродинамикалық қасиеттерін және т. б. анықтайды. Дәстүрлі түрде белгілі бір модель шеңберінде қарапайым процестерді зерттеу серпімді шашырау қимасын алудан басталады, бұл ретте алғашқы бағалауды Борн әдісі жататын қарапайым әдістердің негізінде жүргізуге болады және жүргізу қажет. Сондықтан зерттеуді элементар процестер деңгейінде дұрыс және шынайы жүргізе білу өте маңызды. Дәстүрлі түрде белгілі бір модель шеңберінде элементар процестерді зерттеу серпімді шашырау қимасын алудан басталады, бұл ретте алғашқы бағалауды Борн әдісі жататын қарапайым әдістердің негізінде жүргізуге болады және жүргізу қажет. Соқтығысулардың қималары соқтығысатын бөлшектердің салыстырмалы жылдамдығының мәніне тікелей байланысты, ол қиманы есептеуге мүмкіндік беретін теңдеулердің өзінде болады, бірақ көп жағдайларда өзара әрекеттесудің жылдамдыққа тәуелділігі ескерілмейді. Мұндай қойылым мүлдем дұрыс емес және олардың соқтығысуын зерттеу кезінде бөлшектердің өзара әрекеттесуінің динамикалық қасиеттерін қолдану дәйекті болып табылады. Нөлге жуық шашырау бұрышында ұшып келе жатқан бөлшектің толқындық векторы шамасына байланысты дифференциалдық қиманың шамасы шекті мәнге ие болатындығы байқалды. Бұл жағдай статистикалық экрандалу үлгілерінде байқалады. Қорытынды жасалды.

Түйін сөздер: дифференциалды шашырау қимасы, динамикалық әсерлесу потенциалы, тығыз квазиклассикалық плазма, Борн әдісі, динамикалық экрандалу.

Введение

В настоящее время физика плазмы является интенсивно развивающейся областью знаний. Плазма является наиболее распространенным состоянием вещества во Вселенной. Интерес к ней колоссально возрос после того, как человечество осознало, что стоит перед глобальной

проблемой истощения традиционных ископаемых топливных ресурсов. Поэтому для устойчивого развития общества в перспективе надо развивать энергетику, которая будет использовать неограниченный ресурс, безопасный и достаточно чистый для экологии. Таким требованиям отвечают установки, реализующие управляемый термоядерный синтез. В связи с

этим, в последние десятилетия возникли крупные дорогостоящие проекты (например, ITER, NIF и др.), связанные с термоядерной энергетикой, позволяющей в большой степени решить перечисленные проблемы. Исследование различных свойств плотной плазмы представляет большой интерес, не только для множества практических приложений, но и для фундамен-

тальных теоретических исследований многих природных явлений, новых структур и свойств вещества.

Наиболее важными характеристиками плазмы являются температура и плотность заряженных частиц. На рисунке 1 приведены самые актуальные параметры плазмы в различных областях.

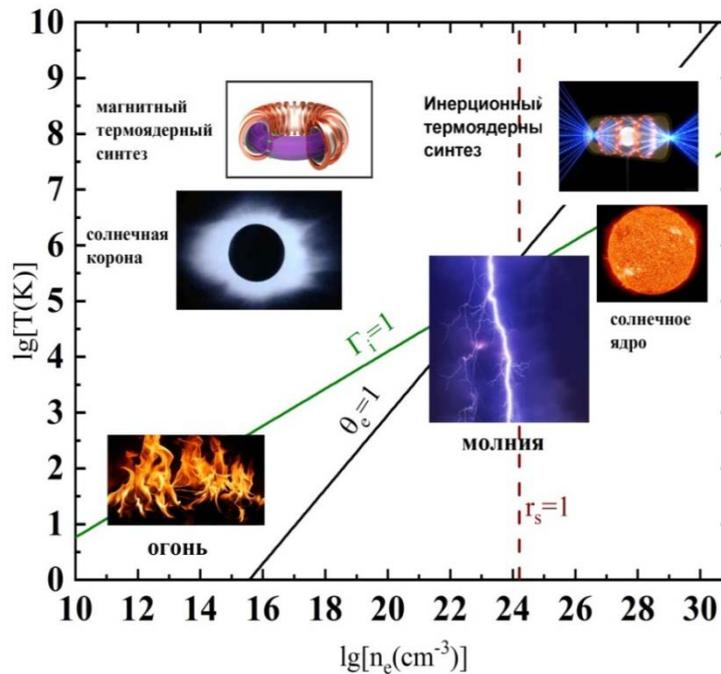


Рисунок 1 – Диаграмма зависимости температуры от плотности плазмы

Имеется целый ряд космических объектов температуры, которых превышают миллионы градусов [1]. Такая плазма называется высокотемпературной. Большинство земных и космических объектов не превышают температуру десятка электрон - вольт. Если плотность заряженных частиц возрастает, постепенно возрастает роль взаимодействия частиц друг с другом. Описание взаимодействия частиц является одной из основных проблем при расчете физических свойств плазмы, таких как термодинамические, транспортные и оптические свойства [2-6]. Как известно, выбор потенциала взаимодействия играет очень большую роль для получения более точных данных, определяющих эти свойства. В плотной плазме должны учитываться коллективные эффекты экранировка и квантовые эффекты дифракции.

Эффективный потенциал взаимодействия зарядов с ионами плотной квазиклассической плазмы

Разработка моделей взаимодействия структурных элементов плотной плазмы, методов математического моделирования и исследование на их основе кинетических, транспортных свойств системы представляют большой фундаментальный интерес и важна для развития технологий многих практических приложений, связанных с плотной плазмой.

Следует отметить, что в плотной плазме наряду с квантовыми эффектами надо учитывать коллективные эффекты. Но, как мы знаем потенциал Дебая – Хюккеля учитывает только эффект экранировки, в свою очередь потенциал Дойча принимает во внимание только кванто-

вый эффект дифракции. Учитывать эффекты квантовой дифракции и эффект экранировки очень важно. В связи с этим, авторами работ [7-9] получен псевдопотенциал, учитывающий, как квантовые эффекты дифракции, так и эффект экранировки. Указанный псевдопотенциал хорошо описывает транспортные и динамические свойства плазмы [10]:

$$\Phi_{ab} = \frac{Z_a Z_b e^2}{r C_{ab}} \{ \exp(-B_{ab} r) - \exp(-A_{ab} r) \}, \quad (1)$$

здесь $A_{ab} = \frac{1 + C_{ab}}{2\lambda_{ab}^2}, \quad B_{ab} = \frac{1 - C_{ab}}{2\lambda_{ab}^2},$

$C_{ab} = 1 - \frac{4\lambda_{ab}^2}{r_D^2}, \quad \lambda_{ab} = h / \sqrt{2\pi\mu_{ab}k_B T}$ – тепловая

длина волны де-Бройля,

$r_D = \left\{ k_B T / \left(4\pi e^2 \sum_j n_j Z_j^2 \right) \right\}^{1/2}$ – радиус Дебая,

здесь n_j – числовая плотность заряженных частиц сорта j в системе, T – температура плазмы, Z_a, Z_b – кратности зарядов взаимодействующих частиц, r – межчастичное расстояние, e – заряд электрона, $\mu_{ab} = m_a m_b / (m_a + m_b)$ – приведенная масса a и b взаимодействующих частиц, h – постоянная Планка.

При изучении свойств плотной плазмы широко используется так называемый эффективный потенциал, который учитывает те или иные эффекты. Эффективный потенциал (1), который учитывает оба эффекта, отличается от Кулоновского потенциала тем, что он экранирован, и на больших расстояниях он стремится к нулю. Традиционная экранировка поля заряда представляется статической экранировкой Дебая – Хюккеля, полученной из уравнения Пуассона – Больцмана. Однако, это приближение справедливо, если скорости сталкивающихся частиц сравнимы или меньше тепловой скорости. Если же скорости превышают тепловую, то такие частицы при движении не успевают поляризовать среду и экранировка ослабевает. Такая экранировка, зависящая от скорости, носит название «динамическая экранировка». Построение новой модели сводится к замене статического радиуса Дебая на радиус динамической

экранировки, который учитывает динамическую экранировку [11-13].

$$r_0 = r_D \left(1 + \frac{\mathcal{G}^2}{\mathcal{G}_{th}^2} \right)^{1/2}, \quad (2)$$

где \mathcal{G} – относительная скорость сталкивающихся частиц, \mathcal{G}_{th} – тепловая скорость частиц в системе. Применив замену (2) в работе [14-23] получили эффективный потенциал с учетом динамической экранировки:

$$\Phi_{ab} = \frac{Z_a Z_b e^2}{r C_{ab}} \{ \exp(-B_{ab} r) - \exp(-A_{ab} r) \}, \quad (3)$$

где $A_{ab} = \frac{1 + C_{ab}}{2\lambda_{ab}^2}, B_{ab} = \frac{1 - C_{ab}}{2\lambda_{ab}^2}, C_{ab} = 1 - \frac{4\lambda_{ab}^2}{r_0^2},$

Дифференциальные сечения рассеяния

Формула для вычисления дифференциального сечения рассеяния в приближении Борна выглядит следующим образом [24-25]:

$$\frac{dQ_{ab}}{d\Omega} = \frac{4\pi\mu_{ab}^2}{\hbar^4} \left| \int \Phi_{ab}(r) e^{-i(\vec{k} - \vec{k}_0) \cdot \vec{r}} d\vec{r} \right|^2, \quad (4)$$

где $\Phi_{ab}(r)$ – потенциал взаимодействия частиц, \vec{k}_0 и \vec{k} – волновые векторы налетающей частицы до и после столкновения, при упругом рассеянии $|\vec{k}_0| = |\vec{k}| = k$, $d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta$ – телесный угол, в пределах которого происходит рассеяние, θ – угол рассеяния, связанный с волновыми векторами следующим соотношением $|\vec{k} - \vec{k}_0| = q = 2k \sin \frac{\theta}{2} = \sqrt{2k^2 (1 - \cos \theta)}$.

В приближении Борна дифференциальное сечение рассеяния электрона на заряженных частицах на основе потенциала Кулона имеет следующий вид:

$$\frac{dQ_{ei}}{d\Omega} = \frac{m_e e^4 Z^2}{(\hbar k)^4 (1 - \cos(\theta))^2}, \quad (5)$$

где $\hbar k$ – импульс налетающей частицы.

Для потенциала Дебая – Хюккеля формулы для вычисления дифференциального сечения рассеяния электронов на заряженных частицах в приближении Борна имеют следующий вид:

$$\frac{dQ_{ei}}{d\Omega} = \frac{4m_e e^4 Z^2}{\hbar^4 \left[1/r_D^2 + 2k^2 (1 - \cos(\theta)) \right]^2}. \quad (6)$$

Если сравнить (5) и (6) видно, что в пределе $\theta \rightarrow 0$ сечение для потенциала Кулона расходится, а для потенциала Дебая – Хюккеля расходение снимается. Для потенциала Дойча дифференциальное сечения рассеяние электрона на заряженной частице в приближении Борна имеет следующий вид:

$$\frac{dQ_{ei}}{d\Omega} = \frac{m_e^2 e^4 Z^2}{\hbar^4 k^4 (1 - \cos(\theta))^2 \left[1 + 2\lambda_{ei}^2 k^2 (1 - \cos(\theta)) \right]^2}, \quad (7)$$

здесь λ_{ab} – длина де – Бройля сорта частицы a и b . Для эффективной статической модели взаимо-

действия (1) были получены следующие формулы для дифференциального сечения рассеяния:

$$\frac{dQ_{ei}}{d\Omega} = \frac{4m_e^2 e^4 Z^2}{2\hbar^4 \left[1/r_0^2 + 2k^2 (1 - \cos(\theta)) + 4\lambda_{ei}^2 k^2 (1 - \cos(\theta))^2 \right]^2}. \quad (8)$$

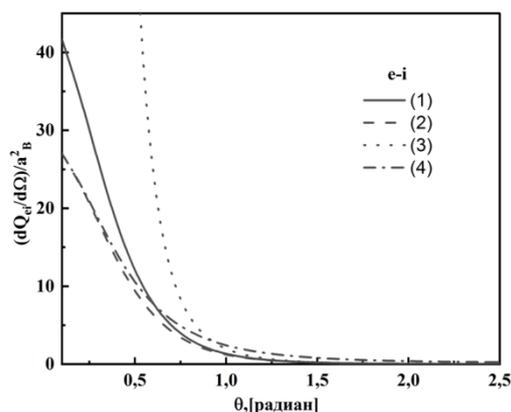
После использования метода Борна для вывода дифференциального сечения рассеяния электронов на заряженных частицах в рамках

динамической модели взаимодействия (3) были получены следующие формулы:

$$\frac{dQ_{ei}}{d\Omega} = \frac{4m_e^2 e^4 Z^2}{2\hbar^4 \left[1/r_D^2 + 2k^2 (1 - \cos(\theta)) + 4\lambda_{ei}^2 k^2 (1 - \cos(\theta))^2 \right]^2}. \quad (9)$$

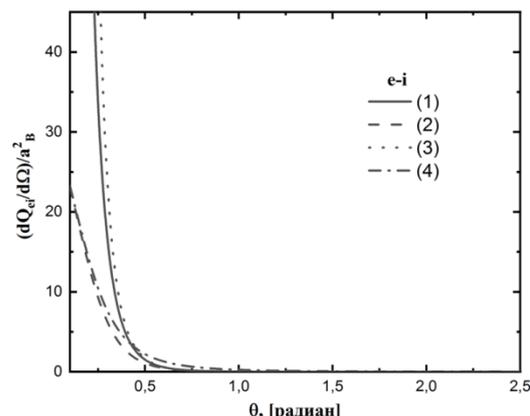
На рисунке 2 и 3 приведены сечения рассеяния, рассчитанные по формулам (6)-(9) при разных значениях величины волнового вектора. Видно, что сечение рассеяния, полученное на основе эффективного потенциала (1), имеет одно и то же конечное значение при угле рассеяния равным к нулю. Это объясняется тем, что экранировка в рамках модели (1) не зависит от скорости. Дифференциальное сечение на основе эффективного потенциала (3) на малых углах рассеяния имеет конечное значение,

зависящее от скорости налетающей частицы. Чем больше волновой вектор, тем сечения быстрее убывают с ростом угла рассеяния. Из рисунков видно, что при малых скоростях сталкивающихся частиц на малых углах рассеяния сечения имеет конечное значения, зависящее от энергии частицы, а при больших углах стремится к данным на основе потенциала Дойча (7). При увеличении скорости частиц результаты по динамическому потенциалу близки к данным, полученным на основе потенциала Дойча.



1 – сечения рассеяния, полученное на основе потенциала (3); 2 – сечения рассеяния, полученное на основе потенциала (1); 3 – сечения рассеяния, полученное на основе потенциала Дойча; 4 – сечения рассеяния, полученное на основе потенциала Дебая – Хюккеля.

Рисунок 2– Дифференциальное сечение рассеяния электрона на ионе, $\Gamma = 1, r_S = 4, k = 1a_B^{-1}$



1 – сечения рассеяния, полученное на основе потенциала (3); 2 – сечения рассеяния, полученное на основе потенциала (1); 3 – сечения рассеяния, полученное на основе потенциала Дойча; 4 – сечения рассеяния, полученное на основе потенциала Дебая – Хюккеля.

Рисунок 3– Дифференциальное сечение рассеяния электрона на ионе, $\Gamma = 1, r_S = 4, k = 2a_B^{-1}$

Заключение

В данной работе на основе эффективных потенциалов взаимодействия, учитывающего корреляционные эффекты, проведено исследование элементарных процессов в плотной водородной плазме. В рамках эффективных потенциалов электрон–ионного взаимодействия в плотной плазме были исследованы дифференциальные сечения рассеяния частиц плазмы. Для расчета было использовано Борновское приближение. Анализ полученных результатов показал, что дифференциальные сечения рассеяния на

основе динамического потенциала при малых скоростях сталкивающихся частиц на малых углах рассеяния имеют конечное значение, зависящее от энергии налетающей частицы, а при больших углах стремятся к данным на основе потенциала Дойча, учитывающему квантовый эффект дифракции заряда. При увеличении скорости частиц результаты по динамическому потенциалу на всех углах рассеяния близки к данным, полученным на основе потенциала Дойча.

Благодарность. Работа была выполнена в рамках Гранта AP05132665 Министерства образования и науки Республики Казахстан.

Литература

- 1 Drake R.P. High-energy-density physics: fundamentals, inertial fusion and experimental astrophysics. — Berlin Heidelberg: Springer, 2006. — 484 p.
- 2 Dzhumagulova K.N., and Seisembayeva M.M. The investigation of electron capture radius hydrogen atom // Rec. Contr. Phys. — 2015. — Vol. 55(4). — P.12-18.
- 3 Seisembayeva M.M., Dzhumagulova K.N., and Ramazanov T.S. Investigation of the electron capture process in semiclassical plasma // Nukleonika. — 2016. — Vol. 61. — No. 2. — P. 201-205.
- 4 Ki D.-H., and Jung Y.-D. Formation of negative hydrogen ion: Polarization electron capture and nonthermal shielding // Jour. Chem. Phys. — 2012. — Vol. 137 (9). — P. 094310-(1-15).
- 5 Jung, Y.-D., and Akbari-Moghanjoughi M. Electron-exchange effects on the charge capture process in degenerate quantum plasmas. // Phys. Plasmas. — 2014. — Vol. 21. — P. 032108-(1-6).
- 6 Jung, Y.-D. Electron capture from one- and two-electron atoms by fast positrons in dense plasmas. // Phys. Plasmas. — 1997. — Vol. 4(1). — P.16-20.
- 7 Baimbetov F.B., Bekenov M.A., and Ramazanov T.S. The effective potential of a classical hydrogen plasma // Phys. Lett. A. — 1995. — Vol. 197. — P. 157-158.
- 8 Baimbetov F.B., Bekenov M.A., and Ramazanov T.S. Effective potential and transport properties of strongly coupled hydrogen plasma // Proceeding ICPSCP. — Binz, Germany, 1995. — 56 p.
- 9 Баимбетов Ф.Б., Рамазанов Т.С. Сечения рассеяния и транспортные свойства квазиклассической плазмы // В кн.: Физика и техника плазмы – Минск, 1994 – Т. 2. – С. 35-38.

- 10 Ramazanov T.S., and Dzhumagulova K.N. Electrical conductivity of a strongly coupled hydrogen plasma // *Phys. Plasmas*. – 2002. – Vol.9. – 3758 p.
- 11 Джумагулова К.Н., Габдуллина Г.Л., Шаленов Е.О. Динамические потенциалы взаимодействия частиц квазиклассической плазмы // *Rec. Contr. Phys.* – 2012. – Vol. 4(43). – С.59-62.
- 12 Dzhumagulova K.N., Gabdullina G. L., and Shalenov E.O. Dynamic interaction potential and the scattering cross sections of the semiclassical plasma particles // *Phys. Plasmas*. – 2013. – Vol. 20. – 042702 p.
- 13 Dzhumagulova K.N., Shalenov E.O., and Gabdullina G.L. Influence of Ramsauer effect of the dense semiclassical plasmas // *Rec. Contr. Phys.* – 2015. – Vol. 55(3). – P. 18-24.
- 14 Dzhumagulova K.N., Shalenov E.O., and Ramazanov T.S. Elastic scattering of low energy electrons in partially ionized dense semiclassical plasma // *Phys. Plasmas*. – 2015. Vol.22. – 082120 p.
- 15 Dzhumagulova K.N., Shalenov E.O., Ramazanov T.S., and Gabdullina G.L. Phase shifts and scattering cross sections of the particles of nonideal semiclassical plasmas based on the dynamic interaction potential // *Contrib. Plasma Phys.* – 2015. – Vol. 57. – 230 p.
- 16 Shalenov E.O., Dzhumagulova K.N., and Ramazanov T.S. Scattering cross sections of the particles in the partially ionized dense nonideal plasmas // *Phys. Plasmas*. – 2017. – Vol.24. – 012101 p.
- 17 Shalenov E.O., Rosmej S., Reinholz H., Röpke G., Dzhumagulova K.N., and Ramazanov T.S. Optical reflectivity based on the effective interaction potentials of xenon plasma // *Contrib. Plasma Phys.* – 2017. – Vol.57. – 486 p.
- 18 Shalenov E.O., Dzhumagulova K.N., Reinholz H., Röpke G., and Ramazanov T.S. Dynamical conductivity of the dense semiclassical plasmas on the basis of the effective potential // *Phys. Plasmas*. – 2018. – Vol. 25. – 082706 p.
- 19 Shalenov E.O., Dzhumagulova K.N., Ramazanov T.S., Röpke G., and Reinholz H. Influence of dynamic screening on the conductivity of hydrogen plasma including electron–electron collisions // *Contrib. Plasma Phys.* – 2019; e201900024. – P. 1-6.
- 20 Шаленов Е.О., Сейсембаева М.М., Джумагулова К.Н., Машеева Р. У. Сечения захвата электрона разными атомами на основе теории возмущений // *Rec. Contr. Phys.* – 2019. – Vol. 69(2). – С. 88-92.
- 21 Shalenov E.O., Seisembayeva M.M., Dzhumagulova K.N., and Ramazanov T.S. Kinetic ionization and recombination coefficients in the dense semiclassical plasmas on the basis of the effective interaction potential // *J. Phys.: Conf. Ser.* – 2019. – Vol. 1400. – P. 077035-(1-6).
- 22 Shalenov E.O., Seisembayeva M.M., Dzhumagulova K.N., and Ramazanov T.S. Effect of dynamic screening on the electron capture process in nonideal plasma // *J. Phys.: Conf. Ser.* – 2019. – Vol. 1385. – P. 012031-(1-7).
- 23 Shalenov E.O., Dzhumagulova K.N., Ramazanov T.S. and Gabdullina G.L. Influence of dynamic screening on the scattering cross sections of the particles in the dense nonideal plasmas of noble gases // *Int. J. Math. Phys.* – 2016. – Vol. 7(1). – 131 p.
- 24 Джумагулова К.Н., Габдуллина Г.Л., Шаленов Е.О. Дифференциальные сечения рассеяния электронов квазиклассической плазмы с учетом динамической экранировки // *Известия НАН РК. Серия физ.-мат.* – 2013. – № 2. – С. 65-70.
- 25 Shalenov E.O., Dzhumagulova K.N., and Ramazanov T.S. Investigation of the excitation of the internal states of hydrogen atom // *Rec. Contr. Phys.* – 2017. – Vol. 62(3). – P. 26-33.

References

- 1 R.P. Drake, High-energy-density physics: fundamentals, inertial fusion and experimental astrophysics (Berlin Heidelberg, Springer, 2006), 484 p.
- 2 K.N.Dzhumagulova, and M.M.Seisembayeva, *Rec. Contr. Phys.* 55(4), 12-18 (2015). (in Russ).
- 3 M.M.Seisembayeva, K.N.Dzhumagulova, and T.S.Ramazanov, *Nukleonika* 61(2), 201-205 (2016).
- 4 D.-H.Ki, and Y.-D.Jung, *Jour. Chem. Phys.* 137(9), 094310 (2012).
- 5 Y.-D.Jung, and M.Akbari-Moghanjoughi, *Phys. Plasmas*. 21, 032108 (2014).
- 6 Y.-D.Jung, *Phys. Plasmas*. 4(1), 16-20 (1997).
- 7 F.B.Baimbetov, M.A.Bekenov, and T.S.Ramazanov, *Phys. Lett. A*. 197, 157-158 (1995).
- 8 F.B.Baimbetov, M.A.Bekenov, and T.S.Ramazanov, *Proceeding ICPSCP*, 56 (1995).
- 9 F.B.Baimbetov, and T.S.Ramazanov, *TVT*. 2, 35-38 (1994). (in Russ).
- 10 T.S.Ramazanov, and K.N.Dzhumagulova, *Phys. Plasmas*. 9, 3758 (2002).
- 11 K.N.Dzhumagulova, G.L.Gabdullina and E.O.Shalenov, *Rec. Contr. Phys.* 4(43), 59-62 (2012). (in Russ).
- 12 K.N.Dzhumagulova, G.L.Gabdullina, and E.O.Shalenov, *Phys. Plasmas*. 20, 042702 (2013).
- 13 K.N.Dzhumagulova, E.O.Shalenov, and G.L.Gabdullina, *Rec. Contr. Phys.* 55(3), 18-24 (2015). (in Russ).
- 14 K.N.Dzhumagulova, E.O.Shalenov, and T.S.Ramazanov, *Phys. Plasmas*. 22, 082120 (2015).
- 15 K.N.Dzhumagulova, E.O.Shalenov, T.S.Ramazanov, and G.L.Gabdullina, *Contrib. Plasma Phys.* 57, 230 (2015).
- 16 E.O.Shalenov, K.N.Dzhumagulova, and T.S.Ramazanov, *Phys. Plasmas*. 24, 012101 (2017).
- 17 E.O.Shalenov, S.Rosmej, H.Reinholz, G.Röpke, K.N.Dzhumagulova, and T.S. Ramazanov, *Contrib. Plasma Phys.* 57, 486 (2017).
- 18 E.O.Shalenov, K.N.Dzhumagulova, H.Reinholz, G.Röpke, and T.S.Ramazanov, *Phys. Plasmas*. 25, 082706 (2018).
- 19 E.O.Shalenov, K.N.Dzhumagulova, T.S.Ramazanov, G.Röpke, and H.Reinholz, *Contrib. Plasma Phys.* e201900024, (2019).
- 20 E.O.Shalenov, M.M.Seisembayeva, K.N.Dzhumagulova, and R.U.Maheyeva, *Rec. Contr. Phys.* 69(2), 88-92 (2019). (in Russ).
- 21 E.O.Shalenov, M.M.Seisembayeva, K.N.Dzhumagulova, and T.S.Ramazanov, *J. Phys.: Conf. Ser.* 1400, 077035 (2019).
- 22 E.O.Shalenov, M.M.Seisembayeva, K.N.Dzhumagulova, and T.S.Ramazanov, *J. Phys.: Conf. Ser.* 1385, 012031 (2019).
- 23 E.O.Shalenov, K.N.Dzhumagulova, T.S. Ramazanov and G.L.Gabdullina, *Int. J. Math. Phys.* 7(1), 131 (2016).
- 24 K.N.Dzhumagulova, G.L.Gabdullina, and E.O.Shalenov, *NewsNASRK. Phys.-math. ser.* 2, 65-70 (2013). (in Russ).
- 25 E.O.Shalenov, K.N.Dzhumagulova, and T.S.Ramazanov, *Rec. Contr. Phys.* 62(3), 26-33 (2017). (in Russ).

3-бөлім
**КОНДЕНСИРЛЕНГЕН КҮЙ ФИЗИКАСЫ
ЖӘНЕ МАТЕРИАЛТАНУ ПРОБЛЕМАЛАРЫ.
НАНОҒЫЛЫМ**

Section 3
**CONDENSED MATTER PHYSICS AND
MATERIALS SCIENCE PROBLEMS.
NANOSCIENCE**

Раздел 3
**ФИЗИКА КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ
И ПРОБЛЕМЫ МАТЕРИАЛОВЕДЕНИЯ.
НАНОНАУКА**

**К.С. Жолдыбаев^{1*}, Д.К. Кундызбай² , К.П. Аймаганбетов¹,
А.К. Шонгалова¹, С.Р. Жантуаров¹, И.А. Онгар² , Н.С. Токмолдин¹**

¹Университет Сатпаева, Физико-технический институт, Казахстан, г. Алматы,
*e-mail: k.zholdybaev@satbayev.university

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

ИССЛЕДОВАНИЕ И ОПТИМИЗАЦИЯ ОПТИЧЕСКИХ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПЛЁНОК ОКСИДА ИНДИЯ-ОЛОВА, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ МАГНЕТРОННОГО НАПЫЛЕНИЯ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ПОТОКАХ КИСЛОРОДА

Оксид индия-олова является широко используемым материалом в современной оптике и электронике и имеет обширную область применения от антиотражающих покрытий до жидкокристаллических дисплеев. Данная работа посвящена применению плёнок оксида индия-олова в области солнечной энергетики. Плёнки были получены с помощью магнетронного напыления (PVD – physical vapour deposition). Оптимизация режимов синтеза плёнок является одной из важнейших задач для солнечной фотовольтаики. В данной работе показаны результаты исследования влияния потоков кислорода в процессе синтеза на стекле плёнок оксида индия-олова, полученных методом магнетронного напыления, а также влияние толщин полученных плёнок на их оптические и электрические свойства. Оптические свойства представлены в виде спектров пропускания. Электрические свойства представлены в виде результатов измерений удельного сопротивления, подвижности и концентрации носителей и их взаимосвязи со скоростью движения образцов, толщины и потока кислорода. Было выявлено, что характеристики плёнок оксида индия-олова зависят от потоков кислорода, а также от толщины самих плёнок. В качестве оптимизации технологического процесса был выбран отжиг плёнок при температуре 300° С.

Ключевые слова: прозрачные проводящие пленки, оксид индия олова, магнетронное напыление, гетеропереходной кремниевый солнечный элемент.

K.S. Zholdybaev^{1*}, D.K. Kundyzbai², K.P. Aimaganbetov¹,
A.K. Shongalova¹, S.R. Zhantuarov¹, I.A. Ongar², N.S. Tokmoldin¹

¹Satbayev University, Institute of Physics and Technology, Kazakhstan, Almaty,
*e-mail: k.zholdybaev@satbayev.university

²Al-Farabi Kazakh National University, Kazakhstan, Almaty

Investigation and optimization of optical and electric properties of indium-tin oxide films obtained by magnetron sputtering method at different oxygen flows

Indium tin oxide is a widely used material in modern optics and electronics and has a wide range of applications from antireflection coatings to liquid crystal displays. This work is devoted to the use of indium tin oxide films in the field of solar energy. Films were obtained using magnetron sputtering, using the PVD (physical vapour deposition) method. The optimization of film synthesis modes is one of the most important tasks for solar photovoltaic. In this paper, we show the results of studying the influence of oxygen fluxes during the synthesis on a glass of indium-tin oxide films obtained by magnetron sputtering, as well as the effect of the thicknesses of the obtained films on their optical and electrical properties. Optical properties are presented as transmission spectra. Electrical properties are presented in the form of results of measurements of resistivity, mobility and concentration of carriers and their relationship with the speed of movement of the samples, the thickness and flow of oxygen. It was found that the characteristics of indium-tin oxide films depend on oxygen fluxes, as well as on the thickness of the films themselves. Annealing of films at a temperature of 300 ° C was chosen as optimization of the technological process.

Key words: transparent conductive films, indium tin oxide, magnetron sputtering, heterojunction silicon cell.

Қ.С.Жолдыбаев^{1*}, Д.Қ. Құндызбай², Қ.П. Аймағанбетов¹,
А.Қ. Шонғалова¹, С.Р. Жантуаров¹, И.А. Онғар², Н.С. Тоқмолдин¹

¹Сатбаев Университеті, Физика-техникалық институты, Қазақстан, Алматы қ.,
*e-mail: k.zholdybaev@satbayev.university

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

Оттектің әр түрлі ағыны кезіндегі магнетронды тозаңдату әдісімен алынған индий-қалайы оксиді қабықшасының оптикалық және электрлік қасиеттерін зерттеу және оңтайландыру

Индий-қалайы заманауи оптика және электроникадағы кеңінен пайдаланылатын материал болып табылады және кері шағылыстырушы жабындардан сұйық кристалды дисплейлерге дейін кең қолдану тәсілін құрайды. Бұл жұмыс күн энергетикасы саласындағы индий-қалайы оксидінің қабықшаларын қолдануға арналған. Қабықшалар магнетронды тозаңдату арқылы PVD тәсілімен алынды. Индий-қалайы оксидінің қабықшаларын синтездеу режимдерін оңтайландыру күнфотозэлементтерінің маңызды міндеттерінің бірі болып табылады. Бұл мақалада магнетронды шашырау арқылы алынған индий-қалайы оксидінің қабықшаларын әйнекте синтездеуде оттегі ағындарының әсерін, сондай-ақ алынған қабықшалардың қалыңдығын олардың оптикалық және электр қасиеттеріне әсерін зерттеу нәтижелері көрсетілген. Оптикалық қасиеттері өткізу спектрлері түрінде көрсетілген. Электрлік қасиеттері меншікті кедергі, қозғалыс және тасушылардың концентрациясын өлшеу нәтижелері және олардың қозғалыс жылдамдығы үлгілері, қалыңдығы және оттегі ағынымен өзара байланысы түрінде көрсетілген. Индий-қалайы оксиді қабықшаларының сипаттамалары оттегі ағындарына, сондай-ақ, өздерінің қабықшаларының қалыңдығына байланысты екендігі анықталды. Технологиялық үрдісті оңтайландыру үшін 300°C температурада қабыршақтарды жағу таңдалды. Индий-қалайы оксиді қабыршақтарының сипаттамалары оттегі ағындарына, сондай-ақ, өздерінің қабыршақтарының қалыңдығына байланысты екендігі анықталды.

Түйін сөздер: мөлдір өткізгіш қабықша, индий-қалайы оксиді, магнетронды шашырау, гетеро ауысу кремний күн элементі.

Введение

Тонкие пленки оксида индия-олова (ITO—indiumtin-oxide) находят широкое применение в качестве инфракрасных отражателей, антиотражающих покрытий, антистатических покрытий, прозрачных проводящих электродов, омических контактов в светодиодах, а также при изготовлении ЖК-дисплеев, газовых датчиков, солнечных элементов [1, 2]. Пленки ITO представляют собой широкозонный полупроводник n-типа с оптической шириной запрещенной зоны (3,5-4,3 эВ) [3-5]. Получение данных пленок осуществляется с помощью ряда методов, среди которых: магнетронное напыление (радиочастотное напыление), лазерное осаждение химическое осаждение из газовой фазы, золь-гель и спрей-пиролиз [6, 7]. Среди перечисленных методов наиболее используемым является метод магнетронного напыления [8-10]. Его основными преимуществами является [11]: 1) возможность напыления на относительно большие площади, 2) возможность низкотемпературного напыления, что дает возможность использования в качестве подложек полимерные материалы, 3) работа при более низком давлении, 4) атомный состав получен-

ных пленок практически совпадает с атомным составом мишени.

Стоит отметить, важность данных пленок при производстве солнечных элементов [12-14], в частности, в производстве гетеропереходных солнечных элементов (HIT—heterojunction within intrinsic thin layer) [15]. Важность слоя ITO заключается в следующем: в процессе производства солнечных элементов по технологии HIT используется аморфный кремний собственной проводимости, который осаждается на текстурированную поверхность монокристаллической кремниевой пластины, что приводит к увеличению напряжения холостого хода солнечного элемента [16-18]. С другой стороны, аморфный кремний собственной проводимости имеет большое удельное сопротивление. Таким образом, пленка ITO, нанесенная на аморфный кремний играет роль собирающего электрода. Оптимизация электрических и оптических параметров слоя ITO [19,20] должна привести к увеличению тока короткого замыкания и коэффициента заполнения готового солнечного элемента [21, 22].

Целью данной работы является: 1) исследование влияния потока кислорода в процессе

синтеза пленок ИТО на их электрические и оптические свойства для дальнейшей оптимизации производства солнечных элементов по технологии НТ; 2) исследование влияния толщин пленок ИТО на их электрические и оптические свойства для дальнейшей оптимизации производства солнечных элементов по технологии НТ; 3) поиск решений по оптимизации процесса синтеза пленок ИТО.

Методика эксперимента

Синтез пленок ИТО осуществлялся на стеклянные подложки (размер 2,5×2,5 см²) на оборудовании по магнетронному напылению (PVD), входящей в состав линии АК1000 (MeyerBurger, Германия) с использованием мишени из сплава оксида индия (90%) и оксида олова (10%). Перед

осаждением пленок ИТО, стеклянные подложки подвергались тщательной очистке, которая заключалась в: 1) обработка подложек средством для очистки стекол с последующей промывкой, 2) обработка водным раствором Hellmanex в объемном соотношении 1:5 с последующей промывкой, 3) промывка в дистиллированной воде в ультразвуковой ванне в течение 30 минут, 4) промывка стекол ацетоном в ультразвуковой ванне, 5) промывка стекол изопропиловым спиртом в ультразвуковой ванне в течение 5 минут, 6) сушка стекол в инертной среде. Далее стеклянные подложки помещались в установку PVD, которая далее была откачана до давления 5×10⁻⁶ мбар. Синтез пленок осуществлялся при постоянном токе в атмосфере аргона и кислорода при комнатной температуре. В таблице 1 приведены параметры синтеза пленок ИТО в камере PVD.

Таблица 1 – Параметры синтеза пленок ИТО методом PVD

Мощность (Вт)	Уровень вакуума (мбар)	Рабочее давление (мбар)	Поток аргона (см ³ /с)	Поток кислорода (см ³ /с)	Длительность осаждения (мин)
2000	5×10 ⁻⁶	100	200	4,8/5,8	10

Контроль толщин пленок осуществлялся при разных скоростях поднесения подложки к плазме (от 0,9 мм/мин до 5,9 мм/мин). Спектры пропускания пленок ИТО исследовались на установке по измерению квантовой эффективности (QEX10 (PVMmeasurements Inc.)) в диапазоне длин волн от 300 нм до 1100 нм. Измерение толщин нанесенных пленок осуществлялось методами сканирующей электронной микроскопии (JSM-6490LA (JEOL)) и эллипсометрии (Эллипс 1000-M). Измерение удельного сопротивления, концентрации носителей осуществлялось с помощью метода Ван дер Пау (HEM2000(EGK)). Также был проведен рентгеноструктурный анализ пленок на оборудовании Дрон-6. Отжиг полученных пленок осуществлялся в муфельной печи в воздухе при температуре 300°С в течение 1 часа. Электрические и оптические свойства пленок исследовались до и после отжига.

Результаты и обсуждение

Были получены тонкие пленки оксида индия-олова при варьировании параметров потока кислорода и скорости поднесения держателя

образцов к плазме. Толщины пленок варьировались от 64 нм до 394 нм (при потоке 4,8 см³/мин) и от 75 нм до 562 нм (при потоке 5,8 см³/мин).

На рисунке 1 представлены зависимости толщин пленок от скорости поднесения подложки к плазменному разряду.

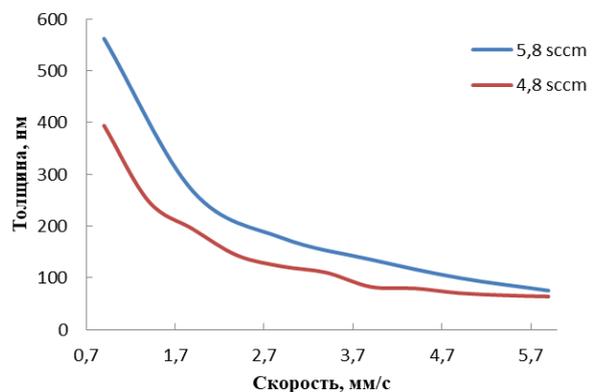


Рисунок 1 – Зависимость толщины пленок ИТО, полученных при потоках кислорода 4,8 и 5,8 см³/мин от скорости поднесения подложек к плазме

Из представленного рисунка видно, что толщина пленки увеличивается с уменьшением скорости поднесения подложки к плазменному разряду. Также отмечено, что увеличение потока кислорода с $4,8 \text{ см}^3/\text{мин}$ до $5,8 \text{ см}^3/\text{мин}$ приводит к увеличению скорости роста оксида индия-олова.

На рисунке 2 представлены спектры пропускания тонких пленок ИТО (при скорости поднесения держателя образцов $3,9 \text{ мм/с}$) в диапазоне длин волн от 300 нм до 1100 нм до и после отжига.

Следует отметить, что в работах [23,24] авторы указывают на то, что увеличение концен-

трации кислорода в пленке ИТО приводит к увеличению их прозрачности. Авторы связывают увеличение прозрачности ИТО с увеличением ширины запрещенной зоны пленки.

Электрические свойства полученных пленок измерялись с помощью четырехзондового метода Ван дер Пау. Увеличение потока кислорода приводит к изменению электрических свойств полученных пленок. Это связано с изменением кислородных вакансий в структуре ИТО [25,26]. В таблице 2-3 представлены электрические характеристики пленок ИТО до и после отжига.

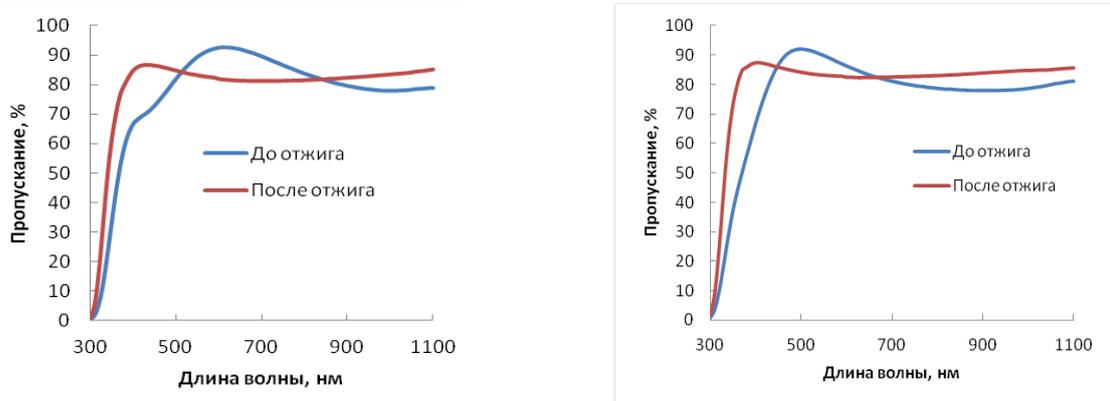


Рисунок 2 – Спектры пропускания пленок ИТО, полученных при потоках кислорода $4,8 \text{ см}^3/\text{мин}$ (слева) и $5,8 \text{ см}^3/\text{мин}$ (справа)

Таблица 2 – Электрические характеристики пленок ИТО до отжига

Поток кислорода, $\text{см}^3/\text{мин}$	Скорость поднесения держателя, мм/с	Толщина, нм	Удельная концентрация носителей, см^{-3}	Подвижность, $\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$	Удельное сопротивление, $\text{Ом}\cdot\text{см}$
4,8	0,9	562	$2,02 \cdot 10^{20}$	3,43	$8,99 \cdot 10^{-3}$
4,8	1,9	267	$2,31 \cdot 10^{20}$	5,11	$5,28 \cdot 10^{-3}$
4,8	2,9	177,1	$3,61 \cdot 10^{20}$	6,14	$2,82 \cdot 10^{-3}$
4,8	3,9	135,2	$3,7 \cdot 10^{20}$	6,18	$2,71 \cdot 10^{-3}$
4,8	4,9	99,6	$2,88 \cdot 10^{20}$	6,83	$3,17 \cdot 10^{-3}$
4,8	5,9	75,2	$4,8 \cdot 10^{20}$	8,79	$1,48 \cdot 10^{-3}$
5,8	0,9	394	$2,83 \cdot 10^{19}$	2,11	0,1
5,8	1,9	194	$7,28 \cdot 10^{19}$	1,35	$6,35 \cdot 10^{-2}$
5,8	2,9	122	$7,78 \cdot 10^{19}$	4,28	$1,87 \cdot 10^{-2}$
5,8	3,9	75,3	$9,78 \cdot 10^{19}$	5,3	$1,2 \cdot 10^{-2}$
5,8	4,9	70,9	$9,7 \cdot 10^{19}$	4,4	$1,46 \cdot 10^{-2}$
5,8	5,9	63,8	$8,63 \cdot 10^{19}$	5,1	$1,39 \cdot 10^{-2}$

Таблица 3 – Электрические характеристики пленок ИТО после отжига

Поток кислорода, см ³ /мин	Скорость поднесения держателя, мм/с	Толщина, нм	Удельная концентрация носителей, см ⁻³	Подвижность, см ² /В·с	Удельное сопротивление, Ом·см
4,8	0,9	562	$1,33 \cdot 10^{21}$	2,73	$1,72 \cdot 10^{-3}$
4,8	1,9	267	$1,99 \cdot 10^{21}$	2,3	$1,36 \cdot 10^{-3}$
4,8	2,9	177,1	$1,75 \cdot 10^{21}$	2,42	$1,47 \cdot 10^{-3}$
4,8	3,9	135,2	$8,64 \cdot 10^{21}$	4,6	$1,57 \cdot 10^{-3}$
4,8	4,9	99,6	$1,16 \cdot 10^{21}$	4,26	$1,26 \cdot 10^{-3}$
4,8	5,9	75,2	$6,39 \cdot 10^{21}$	7,4	$1,32 \cdot 10^{-3}$
5,8	0,9	394	$4,54 \cdot 10^{20}$	7,04	$1,95 \cdot 10^{-3}$
5,8	1,9	194	$3,42 \cdot 10^{20}$	9,45	$1,93 \cdot 10^{-3}$
5,8	2,9	122	$1,39 \cdot 10^{21}$	2,8	$1,6 \cdot 10^{-3}$
5,8	3,9	75,3	$6,72 \cdot 10^{20}$	3,08	$1,71 \cdot 10^{-3}$
5,8	4,9	70,9	$7,66 \cdot 10^{20}$	3,86	$2,11 \cdot 10^{-3}$
5,8	5,9	63,8	$5,19 \cdot 10^{20}$	4,68	$2,57 \cdot 10^{-3}$

Из представленных данных видно, что поток кислорода сильно воздействует на удельное сопротивление пленок ИТО. При потоке 4,8 см³/мин с ростом толщины удельное сопротивление меняет свое значение от $1,48 \cdot 10^{-3}$ Ом·см до $8,99 \cdot 10^{-3}$ Ом·см. Удельное сопротивление пленок ИТО при потоке 5,8 см³/мин меняет свое значение от $1,39 \cdot 10^{-2}$ Ом·см до 0,1 Ом·см. Увеличение сопротивления с ростом толщины может быть связано с занятием кислородных вакансий кислородом во время отвода подложек от плазмы. После

проведения процесса отжига электрические характеристики пленок улучшились. Уменьшение удельного сопротивления пленок после проведения отжига связано с увеличением удельной концентрации носителей, что в свою очередь связано с изменением степени кристалличности пленок.

Результаты рентгеноструктурного анализа пленки ИТО (при скорости поднесения держателя образцов 3,9 мм/с), полученных при различных потоках кислорода до и после отжига представлены на рисунках 3-4.

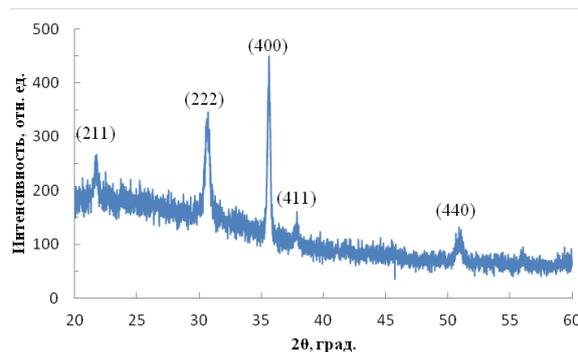
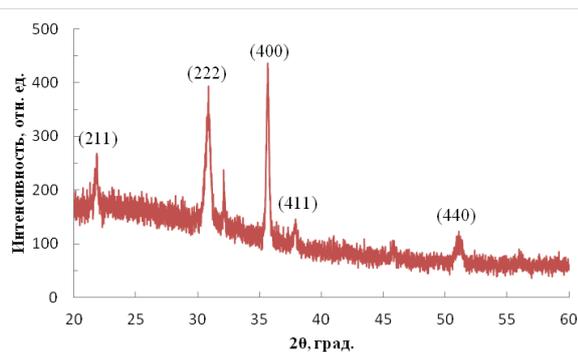


Рисунок 3 – Данные по рентгеноструктурному анализу пленки ИТО полученной при потоке кислорода 4,8 см³/мин

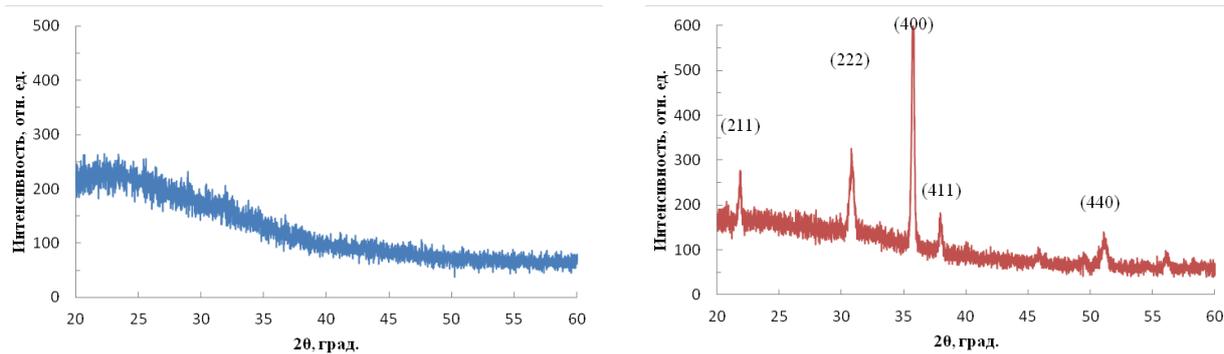


Рисунок 4 – Данные по рентгеноструктурному анализу пленки ИТО полученной при потоке кислорода $5,8 \text{ см}^3/\text{мин}$

Из представленных данных видно, что присутствие кислорода сильно влияет на степень кристалличности пленок. Пленки, полученные при потоке $4,8 \text{ см}^3/\text{мин}$, обладают поликристаллической структурой. Увеличение потока кислорода до $5,8 \text{ см}^3/\text{мин}$ приводит к образованию аморфной структуры пленок. Как видно из рисунка 2 отжиг пленок незначительно изменяет кристаллические структуры пленок. Однако для пленок, полученных при потоке кислорода величиной $5,8 \text{ см}^3/\text{мин}$, отжиг приводит к значительным структурным изменениям. Наиболее видимые пики для обеих пленок соответствуют пикам (400), (222), (211), (411). Данные пики соответствуют кубической структуре пленок ИТО [27].

Заключение

Были получены пленки ИТО методом магнетронного напыления при различных потоках

кислорода. Исследованы оптические, электрические и структурные свойства пленок ИТО. В результате проведенных работ были получены следующие выводы:

- 1) Изменение потока кислорода приводит к значительным изменениям электрических и структурных характеристик пленок;
- 2) Отжиг пленок при температуре 300°C приводит к изменению структурных и электрических характеристик пленок.

Планируется исследование влияния отжига пленок ИТО напыленных на гетеропереходной кремниевый солнечный элемент на электрические и оптические свойства готового устройства.

Благодарность

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Республики Казахстан в рамках проектов ИРН AP05133651 и BR05236404.

Литература

- 1 Caricato A. P. et al. Electrical and optical properties of ITO and ITO/Cr-doped ITO films // Applied Physics A. – 2010. – Vol. 101. – № 4 – P. 753-758.
- 2 Смирнова И. П. и др. Оптимизация технологии нанесения тонких пленок ИТО, применяемых в качестве прозрачных проводящих контактов светодиодов синего и ближнего ультрафиолетового диапазонов // Физика и техника полупроводников. – 2014. – Т. 48. – № 1. – С. 61-66.
- 3 Wohlmuth W. and Adesida I., Properties of R.F. magnetron sputtered cadmium-tin-oxide and indium-tin-oxide thin films // Thin Solid Films. – 2005. – Vol. 479. – P. 223-231.
- 4 Terzini E., Thilakan P., Minarini C. Properties of ITO thin films deposited by RF magnetron sputtering at elevated substrate temperature // Materials Science and Engineering: B– 2000. – Vol. 77. – №. 1. – P. 110-114.
- 5 Крылов П. Н., Закирова Р. М., Федотова И. В. Оптические свойства пленок ИТО, полученных высокочастотным магнетронным напылением с сопутствующей ионной обработкой // Физика и техника полупроводников. – 2013. – Т. 47. – № 10. – С. 1421-1424.
- 6 Марков Л. К. и др. Способ получения пленок ИТО с контролируемым значением показателя преломления // Физика и техника полупроводников. – 2016. – Т. 50. – № 7. – С. 1001-1006.

- 7 Daza L. G. et al. Tuning optical properties of ITO films grown by rf sputtering: Effects of oblique angle deposition and thermal annealing //Transactions of Nonferrous Metals Society of China. – 2019. – Vol. 29. – № 12. – P. 2566-2576.
- 8 Мешковский И. К., Плясов С. А. Фотоэлектрический и фотомагнитный отклик пленок оксида индия-олова // Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики. – 2015. – Т. 15. – № 6. – С. 969-975.
- 9 Амосова Л. П., Исаев М. В. Магнетронное напыление прозрачных электродов ИТО из металлической мишени на холодную подложку //Журнал технической физики. – 2014. – Т. 84. – № 10. – С. 127-132.
- 10 Ghorannevis Z., Akbarnejad E., Ghorannevis M. Structural and morphological properties of ITO thin films grown by magnetron sputtering //Journal of Theoretical and Applied Physics. – 2015. – Vol. 9. – №. 4. – P. 285-290.
- 11 Shi F. Introductory Chapter: Basic Theory of Magnetron Sputtering. – IntechOpen, 2018.
- 12 Sibin K. P. et al. Design and development of ITO/Ag/ITO spectral beam splitter coating for photovoltaic-thermoelectric hybrid systems //Solar Energy. – 2017. – Vol. 141. – P. 118-126.
- 13 Bett A. J. et al. Semi-Transparent Perovskite Solar Cells with ITO Directly Sputtered on Spiro-OMeTAD for Tandem Applications //ACS applied materials & interfaces. – 2019. – Т. 11. – №. 49. – С. 45796-45804.
- 14 Wei Z. et al. Efficient and semi-transparent perovskite solar cells using a room-temperature processed MoO_x/ITO/Ag/ITO electrode //Journal of Materials Chemistry C. – 2019. – Vol. 7 – №. 35. – P. 10981-10987.
- 15 Zhang D. et al. Influence of ITO deposition and post annealing on HIT solar cell structures //Energy Procedia. – 2011. – Vol. 8. – P. 207-213.
- 16 Fujishima D. et al. High-performance HIT solar cells for thinner silicon wafers //35th IEEE Photovoltaic Specialists Conference. – Honolulu, 20-25 June, 2010. – P. 003137-003140.
- 17 Теруков Е.И., Абрамов А.С., Андроников Д.А., Емцев К.В., Панайотти И.Е., Титов А.С., Шелопин Г.Г. Исследование характеристик гетеропереходных солнечных элементов на основе тонких пластин монокристаллического кремния //Физика и техника полупроводников. – 2018. – Т.52. – № 7. –С.792-795.
- 18 Jin-Hua G. et al. Indium–tin oxide films obtained by DC magnetron sputtering for improved Si heterojunction solar cell applications //Chinese Physics B. – 2015. – Vol. 24. – №. 11. – P. 117703.
- 19 Sofi A. H., Shah M. A., Asokan K. Structural, optical and electrical properties of ITO thin films //Journal of Electronic Materials. – 2018. – Vol. 47. – №. 2. – P. 1344-1352.
- 20 Marikkannan M. et al. Effect of ambient combinations of argon, oxygen, and hydrogen on the properties of DC magnetron sputtered indium tin oxide films //AIP Advances. – 2015. – Vol. 5. – №. 1. – P. 017128.
- 21 Mishima T. et al. Development status of high-efficiency HIT solar cells //Solar Energy Materials and Solar Cells. – 2011. – Vol. 95. – № 1 – P. 18-21.
- 22 Lien S. Y. Characterization and optimization of ITO thin films for application in heterojunction silicon solar cells //Thin Solid Films. – 2010. – Vol. 518. – № 21 – P. S10-S13.
- 23 Tien C. L. et al. Effect of Oxygen Flow Rate on the Optical, Electrical, and Mechanical Properties of DC Sputtering ITO Thin Films //Advances in Condensed Matter Physics. – 2018. – Vol. 2018. – № 3–P. 1-6.
- 24 Chen A. et al. A new investigation of oxygen flow influence on ITO thin films by magnetron sputtering //Solar Energy Materials and Solar Cells. – 2014. – Vol. 120. – P. 157-162.
- 25 Lee S. H. et al. Influence of oxygen flow rate on the properties of ITO films prepared by low-frequency (60 Hz) magnetron sputtering //Molecular Crystals and Liquid Crystals. – 2006. – Vol. 459. – № 1 – P. 221/[501]-229/[509].
- 26 Han X., Mendes S. B. Spectroelectrochemical properties of ultra-thin indium tin oxide films under electric potential modulation //Thin solid films. – 2016. – Vol. T. 603. – P. 230-237.
- 27 Choi D., Hong S. J., Son Y. Characteristics of indium tin oxide (ITO) nanoparticles recovered by lift-off method from TFT-LCD panel scraps //Materials. – 2014. – Vol. 7. – № 12 – P. 7662-7669.

References

- 1 A.P.Caricato, M. Cesaria, et al., Appl. Phys. A, 101, 753-758 (2010).
- 2 I.P. Smirnova, L.K. Markov, A.S. Pavluchenko, M.V. Kukushkin and S.I. Pavloet al., Fizikaitehnikapoluprovodnikov, 48(1), 61-66 (2014). (in Russ)
- 3 W. Wohlmuth, and I. Adesida, Thin Solid Films, 479(1-2), 223-231 (2005).
- 4 E. Terzini, P. Thilakan and C. Minarini, Materials Science and Engineering: B, 77(1), 110-114 (2000).
- 5 P.N. Krylov, R.M. Zakirova and I.V. Fedotova, Fizikaitehnikapoluprovodnikov, 47(10), 1421-1424 (2013). (in Russ)
- 6 L.K. Markov, I.P. Smirnova, et al., Fizikaitehnikapoluprovodnikov 50.7, 1001-1006 (2016). (in Russ)
- 7 L.G. Daza, M. Acosta, et al., Transactions of Nonferrous Metals Society of China, 29(12), 2566-2576 (2019).
- 8 I.K. Meshkovskiy, S.A. Plyastsov, Scientific and Technical Journal of Information Technologies, Mechanics and Optics, 15(6), 969–9756 (2015). (in Russ).
- 9 L.P. Amosova and M.B. Isaev, j. tehnichekoifiziki, 84(10), 127-132 (2014). (in Russ)
- 10 Z. Ghorannevis, E. Akbarnejad and M.Ghorannevis, J. TheorApplPhys 9, 285–290 (2015).

- 11 Shi, Feng Introductory Chapter: Magnetron Sputtering.(Online First, IntechOpen, Nov 5, 2018).Available from:<https://www.intechopen.com/online-first/introductory-chapter-basic-theory-of-magnetron-sputtering>
- 12 K.P. Sibin, N. Selvakumar, et al., Solar Energy, 141, 118-126 (2017).
- 13 J. Bett, K.M. Winkler, et al., ACS applied materials and interfaces, 11(49), 45796-45804 (2019).
- 14 Z. Wei, B. Smith, et al., Journal of Materials Chemistry C, 7(35), 10981-10987 (2019).
- 15 D. Zhanga, A. Tavakoliyarakia, et al., Energy Procedia, 8, 207–213 (2011).
- 16 D. Fujishima, H. Inoue, et al., 35th IEEE Photovoltaic Specialists Conf. (PVSC35), (Honolulu, 20-25 June, 2010), p. 003137-003140.
- 17 E.I. Terukov, A.S. Abramov, et al., Fizika I tehnikapoluprovodnikov, 52(7), 792-795 (2018).
- 18 G. Jin-Hua, S. Jia-Le, et al., Chinese Physics B, 24(11), 117703 (2015).
- 19 A. H. Sofi, M. A. Shah and K. Asokan, J. of Electronic Materials, 47(2), 1344-1352 (2018).
- 20 M. Marikkannan, M. Subramanian et al., AIP Advances, 5(1), 017128 (2015).
- 21 T. Mishima, M. Taguchi, et al., Solar Energy Materials and Solar Cells, 95(1), 18-21 (2011).
- 22 S.Y. Lien, Thin Solid Films, 518(21), S10-S13 (2010).
- 23 C.L. Tien, H.Y. Lin, et al., Advances in Condensed Matter Physics, 2018(3), 1-6 (2018).
- 24 A. Chen, K. Zhu, et al., Solar energy materials and solar cells, 120, 157-162 (2014).
- 25 S.H. Lee, D.K. Lee, et al., Molecular Crystals and Liquid Crystals, 459(1), 221-501 (2006).
- 26 X. Han and S.B. Mendes, Thin solid films, 603, 230-237 (2016).
- 27 D. Choi, S.J. Hong and Y. Son, Materials, 7(12), 7662-7669 (2014).

П.А. Блынский¹ , С.К. Аскербеков^{1*} , А.А. Шаймерденов^{1,2} 

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

²Институт ядерной физики Министерства Энергетики РК, Казахстан, г. Алматы,

*e-mail: saulet@list.ru

РАСЧЕТНО-ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБОСНОВАНИЕ МЕТОДИКИ ИССЛЕДОВАНИЙ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ КОРРОЗИИ ПРОТОТИПОВ ТОПЛИВА ВТГР

Работа посвящена проблеме, связанной с выбором и отработкой методики высокотемпературных исследований коррозии топливных материалов ВТГР. В работе приводится описание созданной установки для исследования взаимодействия химически активных газов с реакторными материалами. Основным преимуществом созданной установки является возможность проведения полного анализа состава газовой фазы в камере с образцами во время проведения экспериментов. В работе приводятся результаты методических коррозионных испытаний SiC покрытия на графите. Также в работе представлены результаты численных расчетов: распределения скоростей рабочей смеси газов и температуры в трубчатой печи. Расчеты были выполнены для высокотемпературных коррозионных экспериментов прототипов топлива ВТГР в среде паров воды. По результатам расчетов были выбраны оптимальные режимы проведения коррозионных экспериментов. Проведена отработка методики высокотемпературных испытаний и проведены исследования коррозии SiC покрытий в парах воды при температуре 1400°C при давлении водяного пара 1 и 10 Па. Результаты экспериментов и расчетной модели полностью подтвердили возможность проведения исследований прототипов топлива ВТГР на разработанной и созданной установке, а также позволили получить экспериментальные данные о параметрах установки.

Ключевые слова: высокотемпературная коррозия, ВТГР, графит, карбид кремния, реакторные материалы.

P.A. Blynskiy¹, S.K. Askerbekov^{1*}, A.A. Shaimerdenov^{1,2}

¹IETP, Al-Farabi Kazakh national university, Kazakhstan, Almaty

²Institute of Nuclear Physics of the Ministry
of Energy of the Republic of Kazakhstan, Kazakhstan, Almaty,

*e-mail: saulet@list.ru

Calculation and experimental justification of research methods for high-temperature corrosion of HTGR fuel prototypes

The work is devoted to the problem associated with the selection and development of the methodology for high-temperature corrosion studies of HTGR fuel materials. The paper describes the set-up for studying the interaction of reactive gases with reactor materials. The main advantage of the set-up created is the possibility of a complete analysis of the composition of the gas phase in the sample chamber during the experiments. The paper presents the results of methodical corrosion tests of SiC coatings on graphite. The paper also presents the results of numerical calculations: the distribution of speeds of the working gas mixture and temperature in a tubular furnace. The calculations were performed for high-temperature corrosion experiments of HTGR fuel prototypes in a water vapor environment. Based on the calculation results, the optimal modes of corrosion experiments were selected. The methodology for high-temperature testing was tested and corrosion studies of SiC coatings in water vapor at a temperature of 1400°C at a water vapor pressure of 1 and 10 Pa were studied. The results of the experiments and the computational model fully confirmed the possibility of carrying out studies of prototypes of HTGR fuel on the developed and created set-up, and also made it possible to obtain experimental data on the installation parameters.

Key words: high temperature corrosion, HTGR, graphite, silicon carbide, reactor materials.

П.А. Блынский¹, С.К. Аскербеков^{1*}, А.А. Шаймерденов^{1,2}

¹әл-Фараби ат. Қазақ ұлттық университеті ЭТФФЗИ, Қазақстан, Алматы қ.

²Ядролық физика институты Энергетика министрлігі ҚР, Қазақстан, Алматы қ.

*e-mail: saulet@list.ru

ВТГР отын прототиптерінің жоғары температуралы коррозиясын зерттеу әдістемесінің есептік-эксперименттік негіздемесі

Бұл жұмыста ВТГР отын материалдарының тотығуын жоғары температуралы зерттеу әдістемесін таңдау және өңдеу мәселесіне арналған. Жұмыста химиялық белсенді газдардың реакторлық материалдармен өзара әрекеттесуін зерттеу үшін құрылған қондырғының сипаттамасы келтіріледі. Сонымен қатар, құрылған қондырғының негізгі артықшылығы эксперимент жүргізу кезінде үлгілері бар камерадағы газ фазасының құрамына толық талдау жүргізу мүмкіндігі болып табылады. Жұмыста графиттегі SiC жабынның әдістемелік коррозиялық сынақтарының нәтижелері келтіріледі. Сонымен қатар жұмыста сандық есептеулер нәтижелері ұсынылған: осы жұмысқа керекті газдардың қоспасының жылдамдықтарын және құбырлы пештің температурасын үлестіруі көрсетілген. Есептеу су буының ортасында ВТГР отын прототипінің жоғары температуралы коррозиялық эксперименттері үшін орындалды. Сондай-ақ, есептеу нәтижелері бойынша коррозиялық эксперименттерді жүргізудің оңтайлы режимдері таңдалды. Жоғары температуралы сынау әдістемесі пысықталды және 1 және 10 Па су буының қысымы кезінде 1400°C температурада су буында SiC жабындарының коррозиясына зерттеу жүргізілді. Эксперименттер мен есептеу моделінің нәтижелері әзірленген және жасалған қондырғыда ВТГР отын прототиптеріне зерттеу жүргізу мүмкіндігін толық растады, сондай-ақ қондырғы параметрлері туралы тәжірибелік деректерді алуға мүмкіндік берді.

Түйін сөздер: жоғары температуралы коррозия, ВТГР, графит, кремний карбиді, реакторлық материалдар.

Введение

Мировое сообщество активно развивает технологии высокотемпературных газоохладяемых реакторов (ВТГР) [1-6]. Основными преимуществами ВТГР, по сравнению с другими типами реакторов, являются производство водорода и высокоэнтальпийного тепла. Для реакторов типа ВТГР было разработано трехструктурное изотропное (Tristructural-isotropic или TRISO) топливо, в котором графит является основным составляющим материалом [7-9]. Топливный элемент имеет вид сферы (диаметром ~1 мм) с многослойной структурой из пироуглерода (углеродная пленка) и карбид кремниевых (SiC) оболочек, в центре которого находится ядро из диоксида или карбида урана [10-11].

Необходимость разработки и создания трехструктурной оболочки топлива связана с тем, что рабочая температура ВТГР составляет 900-1200°C, а при таких температурах активно протекает реакции коррозии и окисления графита. Данные реакции могут происходить при взаимодействии графита с парами воды и кислородом, содержащимися как примесь в гелиевом теплоносителе, а также при возникновении аварийной ситуации, связанной с разгерметизацией бака реактора.

Поэтому покрытия, стойкие к коррозии и окислению, являются логическим выбором для защиты графитовых материалов при высоких температурах. Для защиты материалов от таких разрушений хорошо зарекомендовал себя карбид кремния (SiC) [12-13]. Пироуглерод является графитообразным компонентом топлива TRISO и характеризуется такими физико-механическими особенностями как стойкость к эрозии и воздействию агрессивных сред, а также он непроницаемый для жидкостей и газов [14-17]. Необходимо отметить, что SiC и пироуглеродные оболочки в TRISO топливе предназначены также и для создания барьера продуктам деления урана и сдерживания их внутри топливного элемента.

Проведение испытаний материалов с целью их характеристики является важной задачей в области исследований перспективных материалов ядерной техники. Поэтому создание методической и аппаратной базы для обеспечения испытаний конструкционных материалов ядерных реакторов, является актуальной задачей современного материаловедения. Особенно актуальным является исследование устойчивости к окислению карбида кремния и покрытий из карбида кремния [18-22].

Установка для исследования взаимодействия химически активных газов с реакторными

материалами «CorrSiC'a» создана для проведения экспериментов по обоснованию безопасности технических решений газоохладяемого реактора (ВТГР), а именно, для исследования высокотемпературной коррозии конструкционных материалов активной зоны реактора: графита и перспективных карбид кремневых (SiC) покрытий.

Коррозионная камера установки выполнена из промышленной высоковакуумной трубчатой печи GSL-1600, обеспечивающий возможность проведения коррозионных исследований на максимальных температурах 1500-1600°C при атмосферном давлении и 1400-1500°C в вакууме (0,1 Па).

Созданная установка является универсальной и позволяет проводить высокотемпературные испытания конструкционных материала-

лов при различных режимах: термодесорбционный режим, коррозионные испытания образца при заданной температуре, и в присутствии различных химически активных газов.

Экспериментальная установка

Коррозионные исследования материалов проводятся различными методами, среди которых существует метод, основанный на анализе состава газовой фазы в камере с образцом, подвергающимся коррозии. Структурно установка для проведения таких экспериментов состоит из 4 блоков: система подачи газовой смеси в камеру с образцом; камера с образцом; система регистрации парциальных давлений газа; система откачки камеры (см. рисунок 1).



Рисунок 1 – Схема коррозионных экспериментов

Такие эксперименты строятся по следующей схеме: определяется зависимость изменения давления и состава газов в системе при изменении температуры образца. Также здесь может быть проанализирована как кинетика изменения давления газов при изменении температуры образца, так и квазиравновесные уровни давления, установившиеся в системе при разных условиях эксперимента.

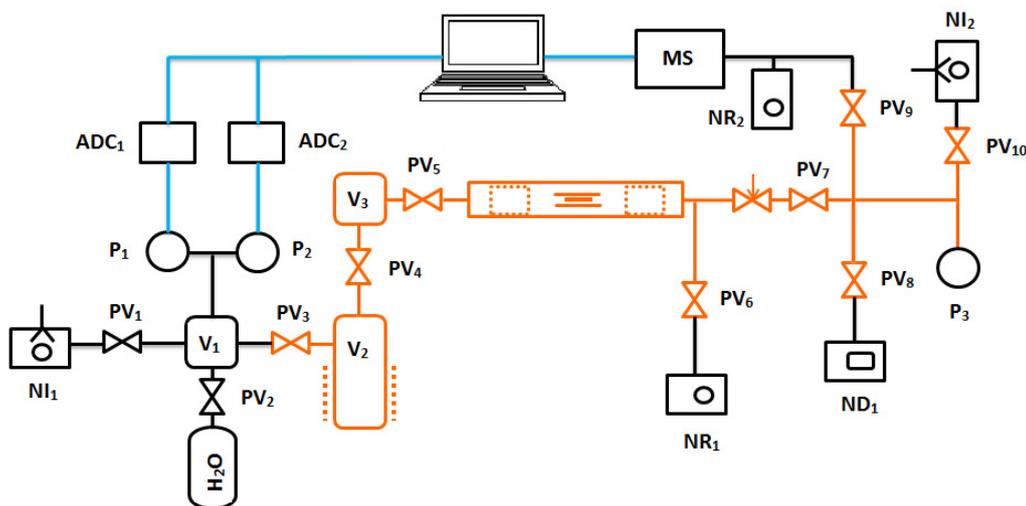
Основное преимущество созданной установки является возможность проведения полного анализ состава газовой фазы в камере с образцами во время проведения экспериментов. На рисунке 2 приведена принципиальная схема установки. Оранжевой линией обозначены участки установки которые должны прогреваться выше 100 °С при экспериментах с парами воды.

Основным узлом установки является рабочая камера собственной разработки на базе промышленной высоковакуумной трубчатой печи GSL-1600, обеспечивающий возможность

проведения коррозионных испытаний на максимальных температурах 1500–1600°C при атмосферном давлении и 1400–1500°C в вакууме (0,1 Па). Нагреваемая камера печи в соответствии с рисунком 3, выполнена из трубы высококачественного оксида алюминия (Al₂O₃ 99,8%) длиной 1000 мм, внешним диаметром 50 мм и внутренним диаметром 40 мм. Камера снабжена вакуумными шлюзами с термостойким силиконовым уплотнением, обеспечивающими уровень натекания лучше 0,1 Па·л/мин. Длина нагреваемой зоны – 300 мм, зона однородного нагрева – 150 мм, точность поддержания температуры ±1 °С. Образец загружается в центр нагреваемой зоны в загрузочном тигле из высококачественного оксида алюминия. Для предотвращения нагрева излучением из горячей области тигля стальных вакуумных фланцев и силиконовых уплотнительных колец в них, в печь устанавливаются тепловые экраны из пористого оксида алюминия (искусственного корунда). Корундовые экраны имеют 3 мм зазор со стенками трубы печи и, при установке их на

оптимальном расстоянии от фланцев 20 см, эффективно предотвращают нагрев фланцев выше 150°C даже при температуре печи 1500 °C, не нарушая при этом движение медленных

газовых потоков. Печь питается от сети однофазного переменного тока 220В, 30А, мощность 4 кВт. Размеры рабочей камеры приведены в таблице 1.



NI – механический форвакуумный насос; PV – клапан вакуумный; P – датчик давления; V – вакуумная камера; NR – турбомолекулярный насос; ND – магниторазрядный насос; MS – масс-спектрометр; ADC – АЦП.

Рисунок 2. – Принципиальная схема установка по исследованию взаимодействия химически активных газов с реакторными материалами «CorrSiC’a»



Рисунок 3 – Схема расположения элементов рабочей камеры установки CorrSiC’a

Таблица 1 – Геометрия рабочей камеры

	H (толщина), см	L (длина), см	D (диаметр), см
Трубка	0,5	100	5
Тигель для образца	0,3	10	2
Тепловые экраны	–	6	3,7

Установка CorrSiC’a снабжена передвижным постом высоковакуумной без масляной откачки TPS–Compact на базе турбомолекулярного насоса TV–301 и сухого спирального насоса IDP–3 (Agilent Technologies), что

позволяет полностью исключить возможность попадания высокомолекулярных органических соединений в вакуумную систему установки. Технические параметры установки приведены в таблице 2.

Таблица 2 – Основные параметры установки CorrSiC'a

Температурный диапазон, градусов Цельсия	мин.	25
	макс.	1600
Скорость нагрева–охлаждения, градусов/мин	мин.	1
	макс.	10
Диапазон давлений, Па	мин.	10^{-3}
	макс.	10^5
Исследуемая масса, М	мин.	2
	макс.	100

Экспериментальная часть

Для определения оптимальных режимов и методических процедур, были выбраны образцы на основе мелкозернистого реакторного графита, специально разработанные для реактора ВТГР, с коррозионно-стойким покрытием. Эксперименты проводились в парах воды с давлением пара 10 Па и 1 Па.

Для поддержания стабильного потока пара в систему, было предложено использовать калиброванные натекания из испарителя в коррозионную камеру, т.е. коррозию исследовалась в проточном реакторе. В процессе эксперимента образец нагревался в печи, в которой с помощью натекателя пара и ограниченной скорости откачки поддерживалось парциальное давление воды на уровне 1 или 10 Па в течение всего эксперимента. Скорость нагрева была равна: 5 или $10^{\circ}\text{C}/\text{мин}$.

Объект исследования

В представленной работе испытывались образцы мелкозернистого графита (IG-110) с защитным покрытием из карбида кремния. Данная марка графита и технология нанесения защитного покрытия были разработаны специально для графитовых материалов реакторов типа ВТГР, в том числе для топливных сборок и TRISO топлива.

Образец имел форму параллелепипеда размерами $4.0 \times 4.0 \times 45.0$ мм., в соответствии с рисунком 4. Перед экспериментом образцы мыли в спирте в ультразвуковой ванне, и отжигали в течение 5 часов в муфельной печи, при температуре 400°C . Образец размещался в центре зоны нагрева печи.

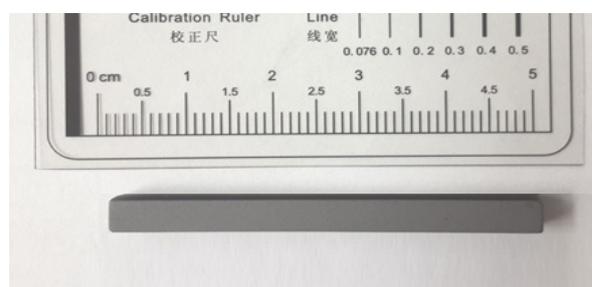


Рисунок 4 – Вид исследуемого образца

Расчет параметров эксперимента по исследованию коррозии

Для оценки термических нагрузок необходимо было определить температурное поле по исследуемому образцу. Но из-за небольшого размера образца, осуществить это экспериментально не представлялось возможным. Поэтому, эти данные были получены путем численного моделирования.

С помощью программы COMSOL Multiphysics были проведены численные расчеты распределения температуры и потока рабочей смеси (пары воды) по объему рабочей камеры трубчатой печи при размещении в ней образца для некоторых типичных входных давлений и температур рабочей смеси.

Определяющими уравнениями в построенной модели неизоэтермического потока для расчета распределения скоростей потока рабочей смеси и температур являлись уравнения теплопереноса и уравнения лучистого обмена между поверхностями. Для описания движения газовых потоков в коррозионной камере использовалась модель турбулентного движения на базе уравнения Навье-Стокса (в

Рейнольдсовом усреднении) для стандартной k - ε модели [16] имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho k_E) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k_E u_i) = \\ = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{k_E}} \right) \frac{\partial k_E}{\partial x_j} \right] + \\ + P_k + P_b + \rho \varepsilon - Y_M + S. \end{aligned} \quad (1)$$

где u – скорость потока; ρ – плотность среды, кг/м³; Па; k_E – турбулентная кинетическая энергия, м²/с²; ε – турбулентная скорость затухания, м²/с³; μ – динамическая вязкость, Па·с; μ_t – турбулентная динамическая вязкость, Па·с. Для коэффициента затухания ε :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \varepsilon u_i) = \\ = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \\ + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k_E} (P_k + C_{3\varepsilon} P_b) + C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + S. \end{aligned} \quad (2)$$

Турбулентная скорость определяется по формулам:

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k_E^2}{\varepsilon}, \quad (3)$$

$$P_k = -\rho \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial u_j}{\partial x_i}, \quad (4)$$

$$P_k = \mu_t S, \quad (5)$$

где $S \equiv \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}$ – модуль среднего тензора скорости деформации.

Эффект выталкивающей силы определялся как:

$$P_b = \beta g_i \frac{\mu_t}{Pr_t} \frac{\partial T}{\partial x_i}, \quad (6)$$

где Pr_t – турбулентное число Прант для; T – температура, К; g_i – компоненты гравитационного вектора в i -ом направлении. Для стандартной модели значение $Pr_t = 0,85$.

Коэффициент теплового расширения:

$$\beta = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p, \quad (7)$$

Константы модели используемые в расчеты были следующие:

$$\begin{aligned} C_{1\varepsilon} = 1,44; \quad C_{2\varepsilon} = 1,92; \\ C_{3\varepsilon} = -0,33; \quad C_\mu = 0,09; \\ \sigma_{k_E} = 1,0; \quad \sigma_\varepsilon = 1,3. \end{aligned} \quad (8)$$

Уравнение теплопереноса между газом и поверхностями образца и трубчатой печи [17] (9):

$$\rho C_p \vec{u} \cdot \nabla T = \nabla \cdot (k \nabla T) + Q. \quad (9)$$

где C_p – теплоемкость при постоянном давлении, Дж/(кг·К); Q – общая удельная мощность источника, Вт/м³.

Уравнение для лучистого обмена между поверхностями трубчатой печи и графитового образца):

$$-n \cdot (-k \nabla T) = \gamma (G - \sigma_{SB} T^4), \quad (10)$$

$$G = G_m (J) + F_{amb} \sigma_{SB} T_{amb}^4 + G_{ext}, \quad (11)$$

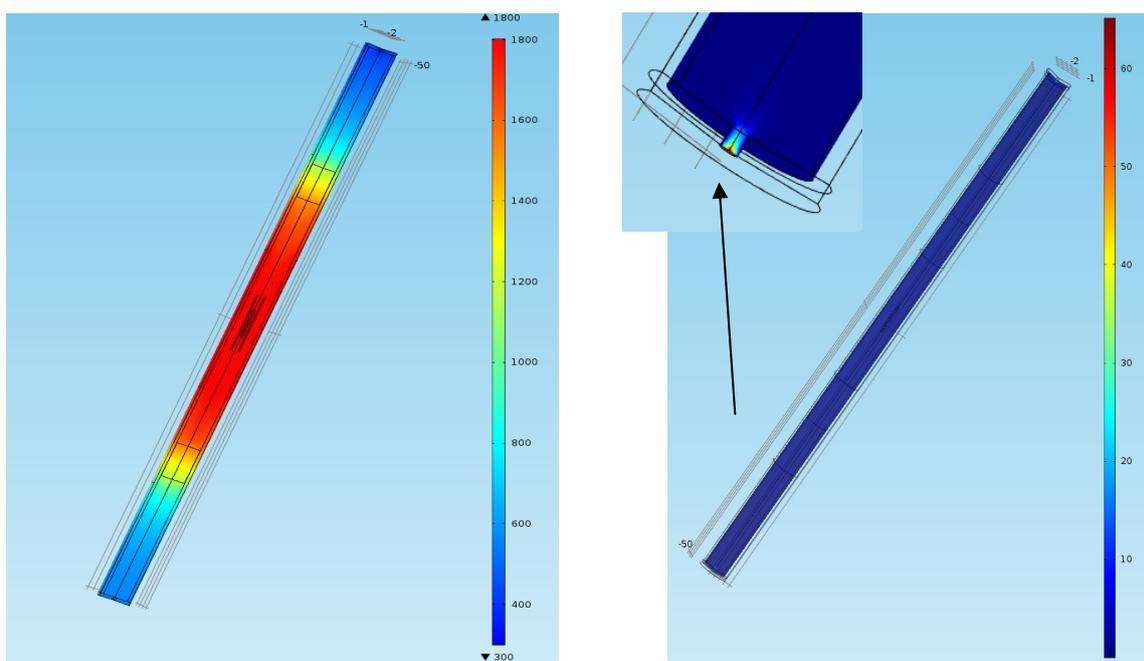
$$(1 - \gamma)G = J - \gamma \sigma_{SB} T^4, \quad (12)$$

где n – преломляющая способность; γ – излучательная способность; G – падающий тепловой поток, Вт/м²; $\sigma_{SB} = 5,67E-8$ Вт/(м²Т⁴) – константа Стефана–Больцмана; J – светимость поверхности, Вт/м²; G_m – полное облучение, Вт/м²; F_{amb} – фактор окружного обзора (доля не перекрытых поверхностей); T_{amb} – предполагаемая температура в направлении F_{amb} , К; G_{ext} – облучение внешними источниками радиации, Вт/м².

В процессе расчета определялось связанное решение этих уравнений. Температурно-зависимые параметры для газов и материалов, соприкасающихся с потоком газа были взяты из встроенной в COMSOL Multiphysics библиотеки.

Результаты расчета распределения температуры по образцу приведены в таблице 3. На рисунке 5 приведены графические распределения тепловых потоков и потоков подаваемого

окислителя в рабочую камеру. Проведенные численные расчеты показали, что разница температур по образцу составляет менее 1 К, с чего можно сделать вывод, что образец в процессе эксперимента по коррозии не будет подвержен дополнительным термическим нагрузкам, а разрушение образцов будет обусловлено только окислительными и коррозионными реакциями, что является крайне важным для чистоты эксперимента.



Распределение температуры (Т, К)

Распределение потока (v, м/с)

Рисунок 5 – Графические распределения тепловых потоков и потоков подаваемого окислителя в рабочую камеру

Таблица 3 – Расчет распределения температуры по образцу

Температура нагрева, К	Положение	Значение температуры, К				T2-T1
		Низ		Верх		
		Центр	Край (Г1)	Центр	Край (Г2)	
1500 К	Поверхность	1496,3	1496,4	1496,5	1497,1	0,7
	Объем	1496,3	1496,3	1496,3	1496,7	0,4
1800 К	Поверхность	1788,9	1788,9	1789,6	1789,8	0,9
	Объем	1789,1	1789,1	1789,8	1789,8	0,8

Методические эксперименты

Процедуры методического эксперимента состояли в следующем:

1) исследуемый образец загружался в центр нагреваемой зоны печи в тигле, устанавливались тепловые экраны, печь герметизировалась торцевыми вакуумными фланцами и включалась вакуумная откачка;

2) после достижения уровня вакуума 10^{-3} Па включалась регистрация масс-спектров в камере и включался нагрев образца с выбранной скоростью нагрева (5 или $10^\circ\text{C}/\text{мин}$);

3) нагрев проводился до максимальной температуры 1400°C в условиях откачки. (Необходимо отметить, что минимальное достигаемое давление 10^{-3} Па определялось парциальным давлением паров воды, десорбирующихся с внутренней поверхности трубы. При этом остаточные парциальные давления азота и кислорода) были на два-три порядка ниже;

4) масс-спектрометр непрерывно регистрировал парциальные давления следующих компонентов (масс): 2 (Водород, H_2), 12 (Углерод), 14 (компонента CO), 16 (метан CH_4 +

компонента воды), 17 (компонента воды), 18 (вода, H_2O), 28 ($\text{CO}+\text{N}_2$), 32 (кислород, O_2), 40 (Аргон), 44 (CO_2).

Полученные результаты экспериментов приведены на рисунках 6, 7.

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

- видно, что при линейном нагреве, общий уровень давления газов в камере увеличивается, при этом наблюдается снижение давления отдельных газов, таких как кислород (32) и вода (16,17,18);

- наиболее заметные изменения давления в камере при коррозионных испытаниях происходят для массовых чисел: 2 (H_2), 16 (CH_4), 28 (CO), 44 (CO_2);

- наблюдается существенное отличие в скоростях изменения давления в коррозионной камере для различных газов, которые имеют температурную зависимость. Этот факт свидетельствует о существенно отличающихся значениях скоростей реакций и сложном механизме коррозии, зависящем от процессов, имеющих различные константы.

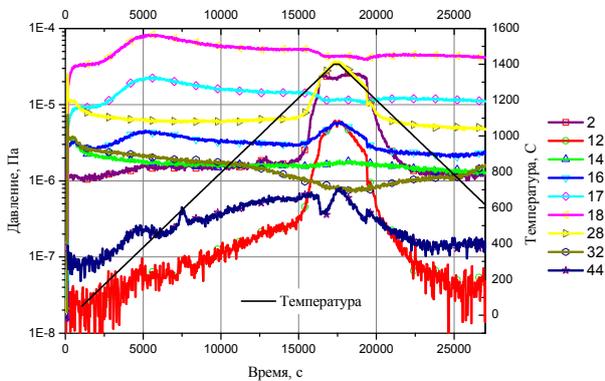


Рисунок 6 – Коррозия образца в 10 Па воды (указаны массовые числа газов)

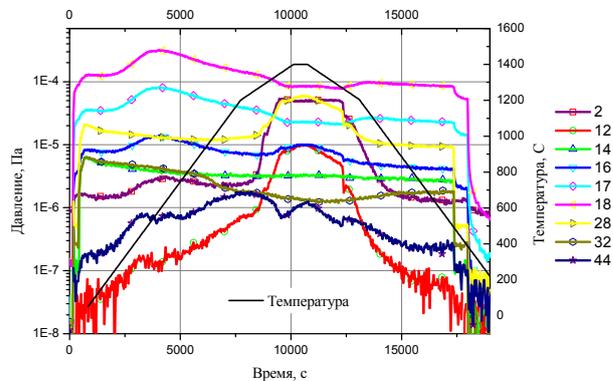


Рисунок 7 – Коррозия образца в 1 Па воды (указаны массовые числа газов)

Результаты подтверждают, что SiC-покрытие графита при нагреве до $1200\text{-}1400^\circ\text{C}$ в атмосфере 10 Па или 1 Па водяного пара подвергается активной коррозии по реакции:



При этом слой SiC расходуется на образование летучего SiO, угарного газа CO и водорода. Поскольку SiO невозможно зарегис-

трировать масс-анализатором, т.к. молекула конденсируется на металлических стенках входной вакуумной камеры (а осуществить прогрев анализатора до температур $200\text{-}250^\circ\text{C}$ недопустимо), то основными контролируемыми компонентами реакции (13) были давление водяного пара, водорода и CO.

Как видно из рисунка 8, реакция начинается при температуре 1320°C бурным ростом выделения водорода и CO и снижением давле-

ния паров воды, далее реакция выходит на равновесие и процесс взаимодействия стабилизируется несмотря на дальнейший рост температуры до 1400°C, последующую остановку нагрева и снижение температуры до 1240°C. Только при дальнейшем снижении температуры ниже 1240-1220°C реакция прекращается, причем точки начала и окончания самоподдерживающейся реакции (13) хорошо видны на диаграммах изменения парциального давления водорода и монооксида углерода CO в виде характерных крутых фронтов или коротких провалов, как показано ниже на увеличенном фрагменте графика рисунка 8). Механизм возникновения реакции хорошо виден на

зависимости изменения парциального давления воды (рисунки 6-8). Необходимо сказать, что снижение скорости нагрева образцов с 10°C/мин до 5°C/мин в диапазоне от 1200°C до 1400°C, которое было предпринято при исследовании коррозии образцов при 1 Па водяного пара в попытке «растянуть» фронты выхода и спада давления водорода при начале и окончании самоподдерживающейся реакции, не показало аналогичного удвоения длительности «фронтов», что свидетельствует о независимости скорости реакции от скорости нагрева образца. Это дополнительно подтверждает вывод, что реакция (13) имеет самоподдерживающийся характер.

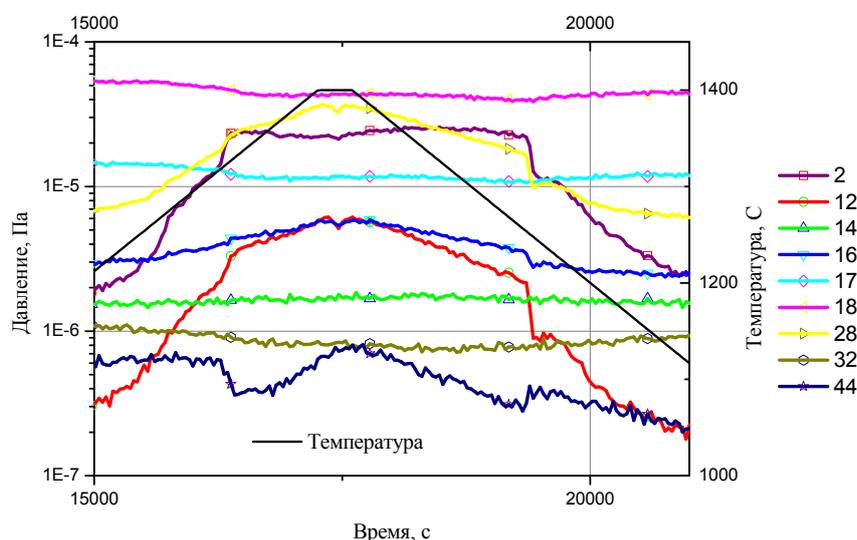


Рисунок 8 – Процесс активной коррозии SiC на примере эксперимента с 10 Па паров воды

Таким образом, по результатам методических экспериментов с образцом графита (IG-110) с защитным покрытием из карбида кремния в парах воды при температурах до 1400°C и давлениях окислителя (пары воды) 10 и 1 Па, были получены комплексные временные, температурные диаграммы экспериментов по коррозии. Так же по полученным диаграммам видно, что при выбранных параметрах проведения экспериментов, отклик системы регистрации данных производится практически мгновенно, о чем свидетельствует синхронность изменения температуры и общего давления газов в рабочей камере.

Заключение

Таким образом, расчетно-экспериментальные работы по отработке методики исследований процессов высокотемпературной коррозии образцов с карбид-кремниевыми покрытиями позволили получить ряд важных результатов для будущих экспериментов с прототипами топлива ВТГР.

В частности, по результатам расчетов в среде COMSOL Multiphysics получены распределения температур и потока коррозионной смеси для зоны нагрева образца в установке CorSiC'a в зависимости от давления и скорости подачи смеси: выбрана оптимальная конфи-

гурация коррозионной зоны: вид и размер держателя образца, расположение отражающих экранов, скорость откачки. Для выбранных конфигураций максимальный градиент температуры по образцу, на момент напуска, составило менее одного градуса. Следовательно, можно заключить, что на разных температурных режимах и на момент напуска газа в камеру, термические нагрузки по образцу отсутствуют. Данная расчетная модель будет применяться для будущих экспериментов с новыми образцами с другой геометрией и структурой.

Проведена отработка методики высокотемпературных испытаний и проведены иссле-

дования коррозии SiC покрытий в парах воды при температуре 1400°C при давлении водяного пара 1 и 10 Па. Результаты экспериментов и расчетной модели полностью подтвердили возможность проведения исследований прототипов топлива ВТГР на разработанной и созданной установке, а также позволили получить экспериментальные данные о параметрах установки.

В дальнейшем предложенная методика будет использована для экспериментов по определению свойств нового типа ядерного топлива TRISO реактора ВТГР в условиях моделирующих реальную работу реактора.

Литература

- 1 Andrew C. Kadak The Status of the US High-Temperature Gas Reactors //Engineering. – 2016. – Vol. 2. – P. 119-123.
- 2 Мацуи К. Тенденция разработок реакторов следующего поколения и реакторов нового типа в Японии //Атомная техника за рубежом. – 2004. – №4. – С. 24-27.
- 3 Shohei Ueta, Jun Aihara, Kazuhiro Sawa, Atsushi Yasuda, Masaki Honda, Noboru Furihata Development of high temperature gas-cooled reactor (HTGR) fuel in Japan //Progress in Nuclear Energy. – 2011. – Vol. 53. – P. 788-793.
- 4 Zongxin Wu, Suyuan Yu. HTGR projects in China / Wu Zongxin, Yu Suyuan // Nuclear engineering and technology. – 2007. – Vol. 39. – P. 103-110.
- 5 Taryo T., Husnayani I., Subekti R.M., Sudadiyo S., Saragi E., Rokhmadi The development of HTGR-TRISO coated fuels in the globe: challenging of Indonesia to be an HTGR fuel producer //IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series. – 2019. – Vol. 1198. – P. 022062.
- 6 Шаманин И.В., Гаврилов П.М. Высокотемпературные ядерные энергетические технологии //Известия Томского политех. университета. – 2010. – Т. 316. – № 4. – С.5-9.
- 7 Jeffrey J. Powers, Brian D. Wirth A review of TRISO fuel performance models //Journal of Nuclear Materials. – 2010. – Vol. 405. – P. 74-82.
- 8 Воеводин В.Н., Грибанов Ю.А., Гурин В.А., Гурин И.В., Гуйда В.В. Углерод-графитовые материалы в ядерной энергетике (обзор) //ВАНТ. – 2015. – №2(96). – С.52-64.
- 9 Комир А.И., Одейчук Н.П., Николаенко А.А., Ткаченко В.И., Деревянко В.А., Кривченко О.В., Шепелев А.Г. Графит как конструкционный материал ядерных энергетических систем IV поколения //ВАНТ. – 2016. – №1(101). – С.51-55.
- 10 Ohashi H. Sato H., Tachibana Y., Kunitomi K., Ogawa M. Concept of an Inherently-safe High Temperature Gas-cooled Reactor //AIP Conf. Proc. ICANSE2011: Denpasar. – 2012. – Vol. 1448. – № 14-17. – P. 50-58.
- 11 Sawa K., Ueta S. Research and development on HTGR fuel in the HTTR project //Nucl Eng Des. – 2004. – Vol. 233. – P.163-172.
- 12 Katoh Y., Snead L. Silicon carbide and its composites for nuclear applications – Historical overview //Journal of Nuclear Materials. – 2019. – Vol. 526. – P. 151849.
- 13 Roy J., Chandra S., Das S. and Maitra S. Oxidation behaviour of silicon carbide - A review //Rev.Adv.Mater.Sci. – 2014. – Vol. 38. – P.29-39.
- 14 Golubev I.E., Kurbakov S.D., Chernikov A.S. Experimental and computational study of the pyrocarbon and silicon carbide barriers of HTGR fuel particle //Atomic Energy. – 2008. – Vol. 105. – P. 18-31.
- 15 Tennery V.J., Yust C.S., Krautwasser P., Beatty R.L. Structural Characterization of HTGR Pyrocarbon Fuel Particle Coatings //Journal of the American Ceramic Society. – 1977. – Vol. 60(5-6). – P. 268-274.
- 16 Chernikov A. S. HTGR fuel and fuel elements //Energy. – 1991. – Vol. 16(1-2). – P.263-274.
- 17 Kimio Hayashi, Kousaku Fukuda. Release Behavior of Metallic Fission Products from Pyrocarbon-Coated Uranium-Dioxide Particles at Extremely High Temperatures. // Journal of Nuclear Science and Technology. – 1990. – Vol. 27:4. – P.320-332.
- 18 Fu Zhi-qiang, Wang Cheng-biao, Tang Chun-he, Zhao Hong-sheng, Robin Jean-Charles Oxidation behaviors of SiO₂/SiC coated matrix graphite of high temperature gas-cooled reactor fuel element //Nuclear Engineering and Design. – 2013. – Vol. 265. – P. 867-871.
- 19 He-Jun Li, Qian-Gang Fu, Jian-Feng Huang, Xie-Rong Zeng and Ke-Zhi Li Research on the Oxidation-Protective Coatings for Carbon/Carbon Composites //Carbon Science – 2005. – Vol. 6, No. 2. – P. 71-78.
- 20 Yootaek Kima, Changsub Jang and Eung-Seon Kim SiC coating on various nuclear-grade graphite substrates by chemical vapor reaction //Journal of Ceramic Processing Research. – 2014. – Vol. 15, No. 5. – P. 294-297.

21 Alexandra Kovalčíková, Jaroslav Sedláček, Zoltán Lenčécs, Roman Bystrický, Ján Dusza, Pavol Sajgalík Oxidation resistance of SiC ceramics prepared by different processing routes //Journal of the European Ceramic Society. – 2016. – Vol. 36(15). – P.3783-3793.

22 Jie Xiao, Hua-Yue Zhang, Sheng-Kai Gong, Hui-Bin Xu, Hong-Bo Guo High-temperature oxidation resistance of Si-coated C/SiC composites //Rare Met. – 2019. – P.s12598.

References

- 1 Andrew C. Kadak, *Engineering*, 2, 119-123 (2016).
- 2 K. Matsui, *Atomic Engineering Abroad*, 4, 24-27 (2004). (in Russ)
- 3 Shohei Ueta, Jun Aihara, Kazuhiro Sawa, Atsushi Yasuda, and Masaki Honda, *Progress in Nuclear Energy*, 53, 788-793 (2011).
- 4 Zongxin Wu and Suyuan Yu, *Nuclear engineering and technology*, 39, 103-110 (2007).
- 5 T. Taryo, I. Husnayani, R.M. Subekti, S. Sudadiyo, E. Saragi, Rokhmadi, *IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series*, 1198, 022062 (2019).
- 6 I.V. Shamanin and P.M. Gavrilov, *Bulletin of the Tomsk Polytechnic University*, 316(4), 5-9, (2010). (in Russ)
- 7 J. Jeffrey Powers, D. Brian, *Journal of Nuclear Materials*, 405, 74–82, (2010).
- 8 V.N. Voevodin, Yu.A. Gribanov, V.A. Gurin, I.V. Gurin, and V.V. Guida, *VANT*, 2 (96), 52-64 (2015). (in Russ)
- 9 A.I. Komir, N.P. Odeychuk, A.A. Nikolaenko, V.I. Tkachenko, V.A. Derevyanko, O.V. Krivchenko, and A.G. Shepelev, *VANT*, 1 (101), 51-55 (2016). (in Russ)
- 10 H. Ohashi, H. Sato, Y. Tachibana, K. Kunitomi, and M. Ogawa, *AIP Conf. Proc. ICANSE2011: Denpasar*, 1448 (14-17), 50-58 (2012)
- 11 K. Sawa and S. Ueta, *Nucl Eng Des.*, 233, 163-172, (2004).
- 12 Y. Katoh and L. Snead, *Journal of Nuclear Materials*, 526, 151849 (2019).
- 13 J. Roy, S. Chandra, S. Das, S. Maitra, *Rev.Adv.Mater.Sci*, 38, 29-39 (2014).
- 14 I.E. Golubev, S.D. Kurbakov, and A.S. Chernikov, *Atomic Energy*, 105, 18-31 (2008).
- 15 V.J. Tennery, C.S. Yust, P. Krautwasser, and R.L. Beatty, *J. of the American Ceramic Society*, 60(5-6), 268-274 (1977).
- 16 A.S. Chernikov, *Energy*, 16 (1-2), 263-274 (1991).
- 17 Kimio Hayashi, and Kousaku Fukuda, *J. of Nuclear Science and Technology*, 27:4, 320-332 (1990).
- 18 Fu Zhi-qiang, Wang Cheng-biao, Tang Chun-he, Zhao Hong-sheng, and Robin Jean-Charles, *Nuclear Engineering and Design*, 265, 867-871 (2013).
- 19 He-Jun Li, Qian-Gang Fu, Jian-Feng Huang, Xie-Rong Zeng, and Ke-Zhi Li, *Carbon Science*, 6(2), 71-78 (2005).
- 20 Yootaek Kima, Changsub Jang, and Eung-Seon Kim, *Journal of Ceramic Processing Research*, 15(5), 294~297 (2014)
- 21 Alexandra Kovalčíková, Jaroslav Sedláček, Zoltán Lenčécs, Roman Bystrický, Ján Dusza, and Pavol Sajgalík, *J. of the European Ceramic Society*, 36(15), 3783-3793, (2016)
- 22 Jie Xiao, Hua-Yue Zhang, Sheng-Kai Gong, Hui-Bin Xu, and Hong-Bo Guo, *Rare Met.*, P.s12598 (2019).

А. Омарова¹ , А.Л. Козловский^{1,2*} , И.Е. Кенжина^{1,2} ,
К.К. Кадыржанов¹ , Е.Ю. Канюков³ 

¹Евразийский национальный университет им. Л.Н. Гумилева, Казахстан, г. Нур-Султан,

*e-mail: artem88sddt@mail.ru

²Институт ядерной физики МЭ РК, Казахстан, г. Алматы

³НПЦ НАН Беларуси по материаловедению, Беларусь, г. Минск

ВЛИЯНИЕ РАЗНОСТИ ПРИКЛАДЫВАЕМЫХ ПОТЕНЦИАЛОВ НА СТРУКТУРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ CoCdSe ТОНКИХ ПЛЕНОК

Одними из перспективных материалов на сегодняшний день в области полупроводников являются структуры на основе кадмия, селена, теллура и их соединений, имеющих один структурный тип A^IVB^VI , интерес к которым обусловлен возможностью их применения в различных фотоэлектронных устройствах, солнечных элементах, светодиодах, катализаторах и т.д. Данная работа посвящена изучению свойств тонких пленок на основе CoCdSe. В качестве метода синтеза использовался метод электрохимического осаждения, который позволяет с высокой точностью получать тонкие пленки с заданными параметрами. Получены результаты влияния разности прикладываемых потенциалов на структурные особенности CoCdSe тонких пленок. В качестве подложек для получения тонких пленок использовались полимерные пленки полиэтилентерефталата, обладающие хорошими адгезионными свойствами, позволяющими получать равномерные по высоте и составу тонкие пленки. Установлено, что изменение разности прикладываемых потенциалов приводит не только к изменению толщины тонких пленок при заданном временном интервале синтеза, но и изменять стехиометрический и фазовый состав тонких пленок. С применением метода рентгенофазового состава установлено, что увеличение разности прикладываемых потенциалов приводит к увеличению фазы CoSe, а также структурным упорядочениям и снижению дислокационной плотности дефектов в пленках.

Ключевые слова: тонкие пленки, допирование, структурные характеристики. электрохимический синтез, полупроводники.

A. Omarova¹, A.L. Kozlovskiy^{1,2*}, I.E. Kenzhina^{1,2},
K.K. Kadyrzhhanov¹, E.Yu. Kanyukov³

¹L.N. Gumilyov Eurasian National University, Kazakhstan, Nur-Sultan, *e-mail: artem88sddt@mail.ru

²The Institute of Nuclear Physics, Kazakhstan, Almaty

³Scientific-Practical Materials Research Centre of National Academy of Sciences of Belarus, Belarus, Minsk

Effect of the difference in applied potentials on the structural features of CoCdSe thin films

One of the promising materials in the field of semiconductors today is structures based on cadmium, selenium, tellurium and their compounds having one structural type A^IVB^VI , the interest in which is due to the possibility of their use in various photoelectronic devices, solar cells, LEDs, catalysts, etc. This work is devoted to the study of the properties of thin films based on CoCdSe. As a synthesis method, the electrochemical deposition method was used, which allows us to obtain thin films with specified parameters with high accuracy. Results of the effect of the applied potentials difference on the structural features of CoCdSe thin films are obtained. As substrates for producing thin films, polyethylene terephthalate polymer films were used, which have good adhesion properties, which make it possible to obtain thin films uniform in height and composition. It has been established that a change in the difference in applied potentials leads not only to a change in the thickness of thin films for a given synthesis time interval, but also to a change in the stoichiometric and phase composition of thin films. Using the method of X-ray phase composition, it was found that an increase in the applied potentials difference leads to an increase in the CoSe phase, as well as structural ordering and a decrease in the dislocation density of defects in the films.

Key words: thin films, doping, structural characteristics, electrochemical synthesis, semiconductors.

А. Омарова¹, А.А. Козловский^{1,2*}, И.Е. Кенжина^{1,2},
К.К. Кадыржанов¹, Е.Ю. Канюков³

¹Л. Н. Гумилев ат. Еуразия ұлттық университеті, Қазақстан, Нұр-Сұлтан қ.,
*e-mail: artem88sddt@mail.ru

²Ядролық физика институты ҚР ЭМ, Қазақстан, Алматы қ.

³Беларусь Ұлттық Ғылым академиясының материалтану жөніндегі
ғылыми-практикалық орталығы, Беларусь, Минск қ.

Жұқа пленкалардың CoCdSe құрылымдық ерекшеліктеріне әсер ететін берілетін потенциалдардың айырмашылығының әсері

Қазіргі таңда жартылай өткізгіштер саласындағы перспективті материалдардың бірі кадмий, селен, теллур және A^IVB^VI бір құрылымдық түрі бар олардың қосылыстары негізіндегі құрылымдар болып табылады, оларға қызығушылық әртүрлі фотоэлектронды құрылғыларда, күн элементтерінде, светодиодтарда, катализаторларда және тағы басқа құрылғыларда қолдану мүмкіндігіне негізделген. Бұл жұмыс CoCdSe негізіндегі жұқа пленкалардың қасиеттерін зерттеуге арналған. Синтез әдісі ретінде электрохимиялық тұндыру әдісі қолданылды, ол берілген параметрлері бар жұқа пленкаларды жоғары дәлдікпен алуға мүмкіндік береді. Жұқа пленкалардың CoCdSe құрылымдық ерекшеліктеріне әсер ету нәтижелері алынды. Сондай-ақ, жұқа пленкаларды алу үшін төсеніш ретінде биіктігі мен құрамы бойынша біркелкі жұқа пленкаларды алуға мүмкіндік беретін жақсы адгезиялық қасиеттері бар полиэтиленерефталаттың полимерлі пленкалары қолданылды. Қолданылатын потенциалдардың айырмасының өзгеруі синтездің берілген уақыт интервалында жұқа пленкалардың қалыңдығының өзгеруіне ғана емес, сонымен қатар жұқа пленкалардың стехиометриялық және фазалық құрамын өзгертуге әкеп соқтыратыны анықталды. Рентгенфазалық құрам әдісін қолдана отырып, берілетін потенциалдардың айырмашылығын арттыру CoSe фазасының ұлғаюына, сондай-ақ пленкалардағы ақаулардың құрылымдық ретке келтірілуіне және дислокациялық тығыздығының төмендеуіне әкеліп соғады.

Түйін сөздер: жұқа пленкалар, допирлендіру, құрылымдық сипаттамалар, электрохимиялық синтез, жартылай өткізгіштер.

Введение

Наиболее перспективными материалами в области полупроводников являются структуры на основе кадмия, селена, теллура и их соединений, имеющих один структурный тип A^IVB^VI [1-5]. Интерес к данному типу структур обусловлен возможностью их применения в различных фотоэлектронных устройствах, солнечных элементах, светодиодах, катализаторах и т.д. [3-6]. Основой для столь широкого применения подобных структур лежат не только их структурные особенности, но в первую очередь достаточно большой диапазон ширины запрещенной зоны (1.5-4.0 эВ), что позволяет данным структурам иметь достаточно высокие коэффициенты поглощения, гетеропереходы и т.д. Однако наиболее важным условием в их применимости, а также определении оптических характеристик играет стехиометрия состава, а также элементного распределение в структуре, оказывающие огромное влияние на размерные эффекты [7-9]. Наиболее распространенным типом данного класса структур являются тонкие пленки, полученные различными методами, такими как электрохимическое осаждение, магнетронное распыление, осаждение из газовой фазы и т.д. При этом одним из самых распространенных спосо-

бов получения тонких пленок не только заданной толщины, но и контролируемым фазовым и элементным составом является метод электрохимического синтеза. Также этот метод позволяет допировать структуры различными элементами и контролировать фазовый состав и структурные параметры путем изменения условий синтеза, таких как температура раствора электролита, разность прикладываемых потенциалов и т.д. [10-14]. Стоит также отметить, что не смотря на большое количество работ по данной тематике, интерес к данному классу материалов, а также способам их получения и исследования влияния различных факторов не ослабевает [13-17].

Данная работа посвящена исследованию влияния разности прикладываемых потенциалов на фазовый состав и структурные свойства тонких пленок на основе CoCdSe, полученных методом электрохимического осаждения.

Экспериментальная часть

В качестве раствора электролита использовали 0.5 М $CdSO_4$, 5mM SeO_2 и 0.1M $CoSO_4 \cdot 7H_2O$. Процесс получения тонких пленок контролировался путем контроля времени осаждения которое составило 10 минут, а изменение фазового состава и свойств тонких пленок контролирова-

лось изменением разности прикладываемых потенциалов от 1.0 до 1.5 В с шагом 0.25 В.

Исследование морфологии поверхности, а также степени шероховатости и волнистости проводилось с применением метода атомно-силовой микроскопии и растровой электронной микроскопии.

Исследование кристаллографических характеристик, а также фазового состава синтезированных CoCdSe тонких пленок проводилось с применением метода порошковой дифрактометрии.

Результаты и обсуждение

На рисунке 1 представлены результаты изменения морфологии поверхности синте-

зированных тонких пленок выполненных с применением метода растровой электронной микроскопии (РЭМ) и атомно-силовой микроскопии (АСМ). Стоит отметить, что синтез проводился в течение 10 минут, время которого было обусловлено полноценным формированием пленок, толщиной более 0.5 мкм. При меньших временах осаждения процессы нуклеации приводят к формированию разрозненных сферообразных структур на поверхности темплата, без образования пленки. При этом увеличение разности потенциалов при данном времени осаждения приводит к формированию полноценных тонких пленок, без видимых трещин или разрывов на поверхности, толщина которых варьируется от 0.7 до 2.5 мкм.

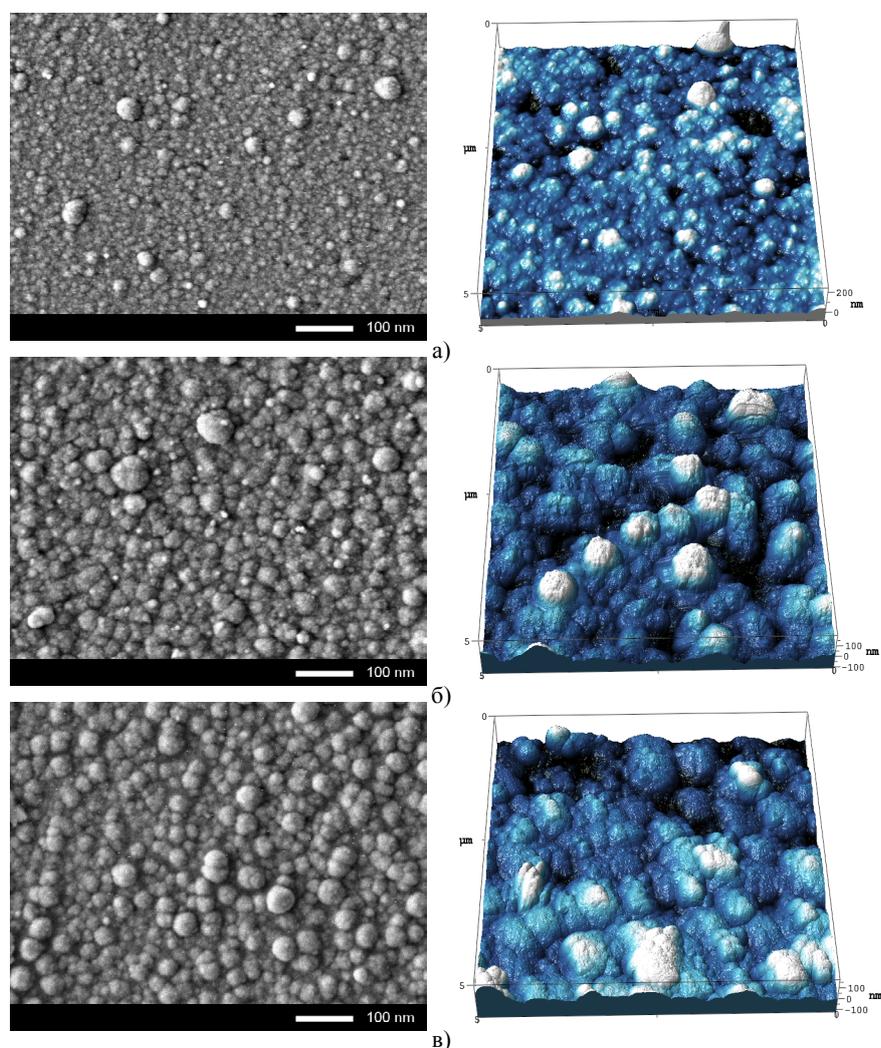


Рисунок 1 – РЭМ и АСМ изображения поверхности тонких пленок в зависимости от условий синтеза: а) 1.0 В; б) 1.25 В; в) 1.5 В

Установлено, что увеличение разности прикладываемых потенциалов до 1.25 В приводит к увеличению не только толщины тонких пленок, но и размеру зерен из которых оно формируется. Данное изменение обусловлено процессами кристаллизации зерен, а также изменением скорости восстановления ионов металлов из раствора электролитов, о чем свидетельствует увеличение плотности тока в процессе синтеза. При разности прикладываемых потенциалов 1.5 В, для которых толщина пленок превысила почти в 3 раза толщину пленок полученных при разности потенциалов 1.0 В. Однако увеличение разности прикладываемых потенциалов до 1.5 В приводит к снижению волнистости и шероховатости поверхности, а также изотропности поверхности тонких пленок. На рисунке 2 представлена диаграмма изменения элементного состава в зависимости от условий синтеза.

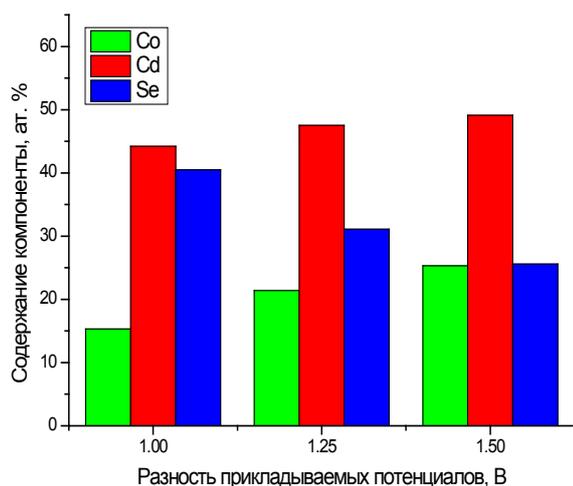


Рисунок 2 – Диаграмма изменения элементного состава

Как видно, из представленных данных, увеличение разности прикладываемых потенциалов приводит к увеличению концентрации кобальта и кадмия в структуре, что обусловлено преобладанием их потенциалов восстановления над потенциалом восстановления селена.

На рисунке 3 представлены рентгеновские дифрактограммы синтезированных тонких пленок в зависимости от условий синтеза. Общий

вид дифрактограмм свидетельствует о поликристаллической структуре синтезированных тонких пленок, состоящих из наноразмерных зерен. При этом наличие сильно уширенных дифракционных пиков свидетельствует о сильных искажениях в структуре и большой плотности дислокационных дефектов, связанных с размерным фактором.

Согласно оценке фазового состава синтезированных структур проведенной с применением метода Ритвельда, установлено, что кристаллическая структура тонких пленок представляет собой смесь двух фаз твердых растворов замещения характерных для тетрагональной фазы CoSe и гексагональной фазы CdSe. При этом увеличение разности прикладываемых потенциалов приводит к изменению фазового состава и процентного соотношения фаз в структуре тонких пленок. Так установлено, что увеличение разности прикладываемых потенциалов с 1.0 В до 1.5 приводит к увеличению вклада тетрагональной фазы CoSe с 47 до 60 %. При этом увеличение разности прикладываемых потенциалов с 1.0 до 1.25 В и выше приводит к появлению нового узкого дифракционного рефлекса в области $2\theta=38.5-39.0^\circ$ характерного для гексагональной фазы CdSe. Появление нового пика свидетельствует о формировании в структуре тонких пленок выделенного направления ориентации кристаллитов вдоль оси а, причем размеры кристаллитов в данном случае резко увеличиваются. Данное изменение может быть связано с процессами направленной кристаллизации за счет увеличения скорости роста, а также увеличения толщины синтезированных пленок, что приводит к возникновению новых ориентаций текстуры. Стоит отметить также, что увеличение разности прикладываемых потенциалов, приводящее к появлению новых дифракционных рефлексов и изменению ширины ранее наблюдаемых рефлексов привело к увеличению размеров зерен, и, следовательно, снижению дислокационной плотности дефектов. Причем наибольшее изменение дислокационной плотности наблюдается для фазы CoSe, формирование которой с увеличением разности потенциалов приводит к доминированию в структуре, а также частичному упорядочению с увеличением содержания кобальта.

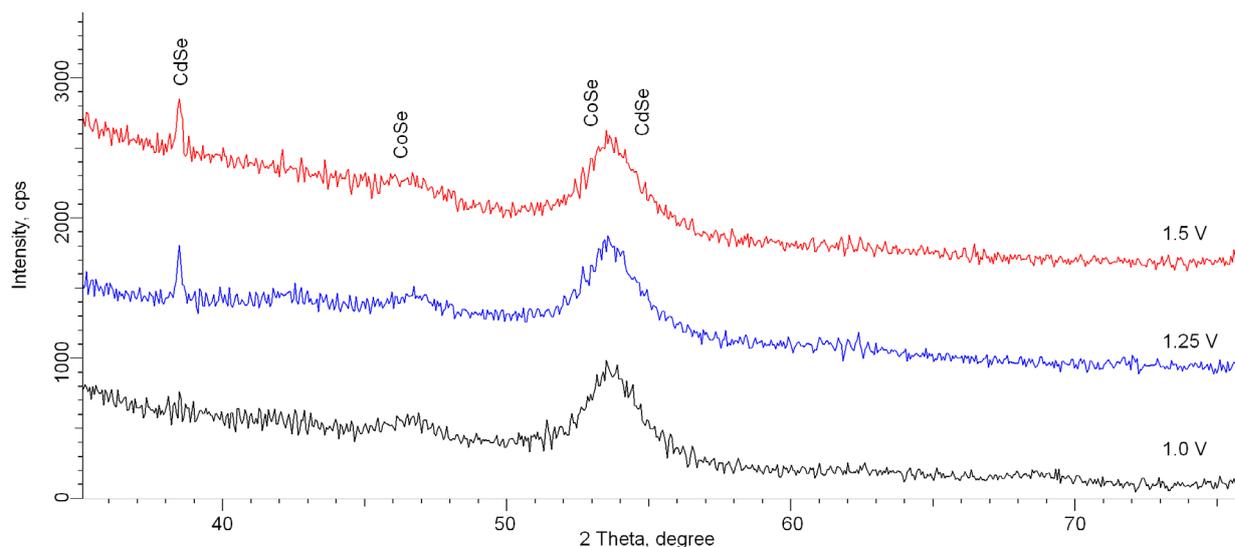


Рисунок 3 – Рентгеновские дифрактограммы синтезированных тонких пленок

Заключение

В статье представлены результаты влияния разности прикладываемых потенциалов на структурные особенности CoCdSe тонких пленок, полученные с применением метода электрохимического синтеза. Установлено, что изменение разности прикладываемых потенциалов приводит не только к изменению толщины тонких пленок при заданном временном интервале синтеза, но и изменять стехиометрический и фазовый состав тонких пленок. С примени-

ем метода рентгенофазового состава установлено, что увеличение разности прикладываемых потенциалов приводит к увеличению фазы CoSe, а также структурным упорядочениям и снижению дислокационной плотности дефектов в пленках.

Благодарность

Работа выполнена в рамках Программно-целевого финансирования МОН РК No. BR05235921.

Литература

- 1 Thanikaikarasan S., et al. Physical, chemical and optical properties of CdSe and CdSe: Zn thin films obtained through low cost electrochemical route //Materials Today: Proceedings. – 2020. – Vol. 21. – P. 73-77.
- 2 Sahebi, Ramezan, Mahmood Rezaei Roknabadi, and Mohammad Behdani. Semi-transparent Schottky junction solar cell based on evaporated CdSe thin Films: Influence of post-deposition air-annealing //Optik. – 2020. – P. 164204.
- 3 Wang, Taowen, et al. Incorporation of metal selenide thin films as the secondary absorber in the CdTe solar cells //Journal of Alloys and Compounds. – 2020. – Vol. 828. – P. 154415.
- 4 Hassen, Mohamed, et al. Optical and surface properties of CdSe thin films prepared by sol-gel spin coating method //Surfaces and Interfaces. – 2020. – Vol. 18. – P. 100408.
- 5 Shornikova E.V., et al. Negatively charged excitons in CdSe nanoplatelets //Nano Letters. – 2020. – Vol. 20.2. – P. 1370-1377.
- 6 Slejko, E. A., L. Cozzarini, and V. Lughì. Engineering of colloidal nanocrystal thin films and their optoelectronic properties: A simple and effective route //Nano-Structures & Nano-Objects. – 2020. – Vol. 22. – P. 100432.
- 7 Sahebi, Ramezan, Mahmood Rezaei Roknabadi, and Mohammad Behdani. Effect of Ag-doping on the structural, optical, electrical and photovoltaic properties of thermally evaporated Cadmium Selenide thin films //Materials Research Express. – 2020. – Vol. 6.12. – P. 126453.
- 8 Chavan, G. T., et al. Quaternary schematics for property engineering of CdSe thin films. //Applied Surface Science. – 2017. – Vol. 426. – P. 466-479.
- 9 Li, Changlin, et al. Enhanced photoelectrochemical performance based on conformal and uniform ZnO/ZnSe/CdSe heterostructures on Zn foil substrate //International Journal of Hydrogen Energy. – 2020. – Vol. 45.15. – P.8257-8272.

- 10 Patel S.L., et al. An approach to MgCl₂ activation on CdSe thin films for solar cells. // *Current Applied Physics*. 2018. – Vol. 18.7. – P.803-809.
- 11 Raut, Vanita S., Chandrakant D. Lokhande, and Vilas V. Killedar. Synthesis and studies on effect of indium doping on physical properties of electrodeposited CdSe thin films // *Journal of Materials Science: Materials in Electronics*. – 2017. – Vol. 28.4. – P.3140-3150.
- 12 Bayramoglu H., and Peksoz A. Electronic energy levels and electrochemical properties of co-electrodeposited CdSe thin films // *Materials Science in Semiconductor Processing*. – 2019. – Vol. 90. – P.13-19.
- 13 Thanikaikarasan S., Perumal R., and Venkatamuthukumar J. Influence of Zinc incorporation in electrodeposited CdSe thin films from aqueous acidic media // *Journal of Materials Science: Materials in Electronics*. – 2019. – Vol. 30.2. – P.1500-1509.
- 14 Choudhary, Ritika, and Chauhan R.P. Nitrogen ion implantation effects on the structural, optical and electrical properties of CdSe thin film // *Journal of Materials Science: Materials in Electronics*. – 2018. – Vol. 29.15. – P.12595-12602.
- 15 Castelli Andrea, et al. Core/Shell CdSe/CdS Bone-Shaped Nanocrystals with a Thick and Anisotropic Shell as Optical Emitters // *Advanced Optical Materials*. – 2020. – Vol. 8.1. – P.1901463.
- 16 Rose, I.R. Celine, and A. Jeya Rajendran. Exploring the effect of morphology of Ni and Co doped cadmium selenide nanoparticles as counter electrodes in dye-sensitized solar cell // *Optik*. – 2018. – Vol. 155. – P.63-73.
- 17 Gangawane S.A., Malekar V.P., and Fulari V.J. Surface Deformation of Cadmium Selenide Thin Films By DEHI Technique // *Materials Today: Proceedings*. – 2020. – Vol. 23. – P.276-283.

References

- 1 S. Thanikaikarasan et al., *Materials Today: Proceedings*, 21, 73-77 (2020).
- 2 S. Ramezan, M. Rezaei Roknabadi, M. Behdani, *Optik*, 164204 (2020).
- 3 W. Taowen, et al., *Journal of Alloys and Compounds*, 828, 154415 (2020).
- 4 Hassen Mohamed, et al., *Surfaces and Interfaces*, 18, 100408 (2020).
- 5 S.V. Shornikova et al., *Nano Letters*, 20.2, 1370-1377 (2020).
- 6 E.A. Slejko, L. Cozzarini, and V. Lughì, *Nano-Structures & Nano-Objects*, 22, 100432 (2020).
- 7 S. Ramezan, M. Rezaei Roknabadi, and M. Behdani, *Materials Research Express*, 6.12, 126453 (2020).
- 8 G.T. Chavan, et al., *Applied Surface Science*, 426, 466-479 (2017).
- 9 Li Changlin, et al., *International Journal of Hydrogen Energy*, 45.15, 8257-8272 (2020).
- 10 S.L. Patel, et al., *Current Applied Physics*, 18.7, 803-809 (2018).
- 11 Raut Vanita S., Chandrakant D. Lokhande, and Vilas V. Killedar, *Journal of Materials Science: Materials in Electronics*, 28.4, 3140-3150 (2017).
- 12 H. Bayramoglu, and A. Peksoz, *Materials Science in Semiconductor Processing*, 90, 13-19 (2019).
- 13 S. Thanikaikarasan and J. Venkatamuthukumar, *J. of Materials Science: Materials in Electronics*, 30.2, 1500-1509 (2019).
- 14 Choudhary Ritika, and R.P. Chauhan, *Journal. of Materials Science: Materials in Electronics*, 29.15, 12595-12602 (2018).
- 15 A. Castelli, et al., *Advanced Optical Materials*, 8.1, 1901463 (2020).
- 16 Rose IR Celine, and A. Jeya Rajendran. *Optik*, 155, 63-73 (2018).
- 17 S.A. Gangawane, V. P. Malekar, and V. J. Fulari, *Materials Today: Proceedings*, 23, 276-283 (2020).

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

Section 4
**THERMAL PHYSICS AND
THEORETICAL THERMAL ENGINEERING**

Раздел 4
**ТЕПЛОФИЗИКА И
ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ТЕПЛОТЕХНИКА**

В.Е. Мессерле^{1,2,3} , **А.Б. Устименко^{1*}** ,
Ж.Ж. Ситдиков¹ , **А.К. Тастанбеков¹** 

¹ТОО «Плазматехника R&D», Научно-исследовательский институт экспериментальной и теоретической физики КазНУ им. аль-Фараби, Казахстан, г. Алматы, *e-mail: ust@physics.kz

²Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Россия, г. Новосибирск

³Институт проблем горения МОН РК, Казахстан, г. Алматы

ПЛАЗМЕННАЯ ПЕРЕРАБОТКА УРАНОСОДЕРЖАЩИХ ТВЕРДЫХ ТОПЛИВ: ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ И ЭКСПЕРИМЕНТ

В данной работе представлены результаты термодинамического и экспериментального исследования плазменной переработки урансодержащих твердых топлив на примере Нижнеилийского бурого угля зольностью 12% и Эстонского диктионемового сланца зольностью 88%. Суть плазменной переработки урансодержащего твердого топлива заключается в превращении его органической массы в синтез-газ с одновременной газификацией урансодержащих соединений и последующей конденсацией урансодержащих компонентов из газовой фазы. Термодинамический анализ показал, что при температуре 1800 К урансодержащие соединения полностью переходят в газовую фазу в виде оксидов урана. При этой температуре газовая фаза продуктов плазменного пиролиза и паровой газификации твердых топлив более чем на 95% состоит из синтез-газа. Эксперименты по плазменному пиролизу и паровой газификации диктионемовых сланцев проводились в плазменном реакторе проточного типа. При плазменно-паровой газификации сланцев выход синтез-газа составил 86%, степень газификации углерода – 70,4% и степень выхода урана в газовую фазу – 83,6%. Результаты исследований свидетельствуют о невосприимчивости технологии плазменной переработки к качеству используемых топлив. Показано, что интегральные показатели плазменной газификации урансодержащих топлив выше, чем при их плазменном пиролизе.

Ключевые слова: плазменный реактор, урансодержащее топливо, пиролиз, газификация, синтез-газ.

V.E. Messerle^{1,2,3}, A.B. Ustimenko^{1*}, Zh.Zh. Sitdikov¹, A.K. Tastanbekov¹

¹Plasmatechnics R&D LLC, Institute of Experimental and Theoretical Physics
Al-Farabi Kazakh National University, Kazakhstan, Almaty, e-mail: ust@physics.kz

²Kutateladze Institute of Thermophysics SB RAS, Russia, Novosibirsk

³Combustion problems Institute, Kazakhstan, Almaty

Plasma processing of uranium-containing solid fuels: thermodynamic analysis and experiment

This paper presents the results of thermodynamic and experimental studies of plasma processing of uranium-containing solid fuels on the example of Nizhnellii brown coal with an ash content of 12% and Estonian dictionem shale with an ash content of 88%. The essence of plasma processing of uranium-containing solid fuel is to convert its organic mass into synthesis gas with simultaneous gasification of uranium-containing compounds and subsequent condensation of uranium-containing components from the gas phase. Thermodynamic analysis showed that at a temperature of 1800 K, the uranium-containing compounds completely pass into the gas phase in the form of uranium oxides. At this temperature, the gas phase of the products of plasma pyrolysis and steam gasification of solid fuels consists of more than 95% synthesis gas. Experiments on plasma pyrolysis and steam gasification of dictionem shales were conducted in a flow-type plasma reactor. In the case of plasma-steam gasification of shale, the yield of synthesis gas was 86%, the degree of carbon gasification was 70.4%, and the degree of uranium release into the gas phase was 83.6%. The results of the research show that the plasma processing technology is not susceptible to the quality of the fuels used. It is shown that the integral parameters of plasma gasification of uranium-containing fuels are higher than in their plasma pyrolysis.

Key words: Plasma reactor, Uranium-containing fuel, Pyrolysis, Gasification, Synthesis gas.

В.Е. Мессерле^{1,2,3}, А.Б. Устименко^{1*}, Ж.Ж. Ситдиқов¹, А.К. Тастанбеков¹

¹«Плазмотехника R&D» ЖШС, Эксперименттік жәнәтеориялық физика ғылыми-зерттеу институты, әл-Фараби ат. Қазақ ұлттық университеті, Қазақстан, Алматы қ., *e-mail: ust@physics.kz

² С.С. Кутателадзе атындағы жылуфизика институты СБ РФА, Ресей, Новосибирск қ.

³ Жану мәселелері институты ҚР БҒМ, Қазақстан, Алматы қ.

Құрамында ураны бар қатты отынды плазмалық өңдеу: термодинамикалық талдау және тәжірибелер

Бұл жұмыста күлділігі 12% Төменгі Іле қоңыр көмірінің және күлділігі 88% Эстон диктионемді сланецінің мысалында, құрамында ураны бар қатты отындарды плазмалық қайта өңдеудің термодинамикалық және эксперименттік зерттеу нәтижелері ұсынылған. Құрамында ураны бар қатты отынды плазмалық қайта өңдеудің мәні оның органикалық массасын құрамында уран бар қосылыстарды бір мезгілде газдандырумен және одан әрі құрамында уран бар компоненттерді газ фазасынан конденсациялаумен синтез-газға айналдыру болып табылады. Термодинамикалық талдау 1800 К температурада құрамында уран бар қосылыстар толығымен уран оксидтері түрінде газ фазасына ауысатынын көрсетті. Осы температура кезінде плазмалық пиролиз және қатты отындарды бұмен газдандыру өнімдерінің газ фазасы 95%-дан астам синтез-газдан тұрады. Плазмалық пиролиз және диктионемді сланецтерді бұмен газдандыру эксперименттері ағынды түрдегі плазмалық реакторда жүргізілді. Сланецтерді плазмалық-бұмен газдандыру кезінде синтез-газ шығымы 86%-ды, көміртекті газдандыру дәрежесі – 70,4%-ды және уранның газ фазасына шығу дәрежесі – 83,6%-ды құрады. Зерттеу нәтижелері плазмалық қайта өңдеу технологиясының пайдаланылатын отындардың сапасына сезімтал еместігін көрсетеді. Құрамында уран бар отындарды плазмалық газдандырудың интегралдық көрсеткіштері олардың плазмалық пиролизіне қарағанда жоғары екендігі көрсетілген.

Түйін сөздер: плазмалық реактор, құрамында ураны бар отын, пиролиз, газдандыру, синтез-газ.

Введение

Одним из основных источников энергии XXI век является твердое топливо (уголь, сланец, лигниты) а проблеме его эффективного и экологически чистого сжигания во всем мире уделяется большое внимание. Доля твердого топлива в запасах ископаемых топлив составляет 66.1% [1], а в выработке электроэнергии – 39.3%, что значительно превышает вклад других источников энергии. Большую часть энергии из твердого топлива получают за счет традиционного сжигания, что приводит к более высокому выбросу вредных веществ, чем при сжигании жидкого и газообразного топлива. Рост доли твердого топлива в мировом энергобалансе при одновременном снижении их качества [3] требует создания новых более эффективных и экологически чистых технологий их использования.

Казахстан по запасам углей, входит в десятку стран-лидеров, уступая лишь Китаю, США, России, Австралии, Индии, ЮАР и Украине [4]. Запасы угля (каменных, бурых) по 49 месторождениям составляют 33,6 млрд тонн. Однако из-за наличия в углях урана огромные запасы углей, например, Нижнеилийского бассейна (10 млрд. тонн) не включены в Государственный топливный баланс Казахстана [5]. Для вовлечения в топливно-энергетический баланс урансодер-

жащих углей, которые не могут быть использованы непосредственно в качестве энергетического топлива из-за высокого содержания в них урана, необходима разработка технологии их переработки.

С другой стороны, Казахстан является мировым лидером по запасам урана, имея по существу на сегодня оценкам 12% мировых запасов урана [6]. Разведанные запасы урана в Казахстане составляют не менее 1.1 млн. тонн при мировом потреблении 50–60 тыс. тонн в год. Отметим, что в Нижнеилийскихбурых углях (НБУ) содержится более 5 млн. тонн урана (таблица 1), что при его мировой цене (\$45000 за 1 тонну) представляет серьезный экономический интерес для расширения сырьевой базы урановой промышленности Казахстана. Уран (более 15000 тонн) также содержится в диктионемовых сланцах Эстонии, являющихся также забалансовым топливом Прибалтики [7]. В таблице 1 представлены состав и теплотехнические характеристики вышеупомянутых урансодержащих топлив.

Из таблицы видно, что содержание урана в НБУ в 2.5 раза превышает таковое в Эстонском-диктионемовом сланце (ЭДС). Зольность ЭДС более чем в 7 раз превышает зольность НБУ, вследствие чего теплоты сгорания этих топлив сильно различаются: 1500 и 4875 ккал/кг, соот-

ветственно. Тем не менее, эти топлива могли бы являться энергетическим топливом, если бы в них не содержался уран, представляющий опас-

ность радиоактивного заражения окружающей среды при их использовании на пылеугольных ТЭС.

Таблица 1 – Элементный состав и характеристики урансодержащих топлив, масс. %

C	O	H	N	S	Si	Al	Fe	Ca	Mg	Ti	K	Na	U
Нижеиллийский бурый уголь (Казахстан), $A^d=12\%$, $Q=4875$ ккал/кг, $V^{daf}=39\%$													
67.01	19.82	3.08	0.50	2.10	1.0	0.74	1.12	3.14	0.92	-	0.14	0.38	0.05
Диктионемовый сланец (Эстония), $A^d=88\%$, $Q=1500$ ккал/кг, $V^{daf}=50\%$													
8.33	41.87	0.90	0.30	3.59	28.51	6.36	2.78	1.64	-	1.05	4.65	-	0.02

A^d – зольность на сухую массу, Q – теплота сгорания, V^{daf} – выход летучих на сухую беззольную массу топлива.

Известно, что количество отдельных микроэлементов (U, Mo, Pb, V и др.), поступающих в окружающую среду при сжигании твердых топлив превышает их общее промышленное производство [8, 9]. Большая часть микроэлементов углей при сжигании переходит в летучую золу или шлаки, а другая выносится с дымовыми газами и наиболее тонкой частью золы, не улавливаемой электрофильтрами. Особую опасность для окружающей среды и одновременно особую ценность в качестве целевого продукта представляет собой среди прочих микроэлементов соединения урана. Для извлечения микроэлементов из углей разработаны различные способы. Все они являются многостадийными и капиталоемкими, с низкой степенью извлечения целевых продуктов (30–40%) [10].

Использование электродуговой плазмы для переработки урансодержащих твердых топлив позволяет исключить вышеуказанные недостатки и получить из них чистый энергетический газ, пригодный для использования в стройиндустрии минеральный остаток и урансодержащий концентрат. Плазменные технологии переработки твердого топлива показали свою эффективность при получении синтез-газа из органической массы угля и ценных компонентов из минеральной массы угля [11, 12]. Перспективным решением проблемы использования урансодержащих твердых топлив является применение технологии их плазменной газификации.

Наиболее полные сведения, необходимые для создания плазменной технологии переработки твердого топлива, наряду с экспериментом могут быть получены с помощью численных методов, определяющих оптимальные характе-

ристики процесса и конструктивные параметры устройства для его осуществления.

Термодинамические расчеты дают параметры рабочего тела (выход целевых продуктов, удельные энергозатраты, содержание побочных продуктов, степень конверсии топлива) в предельном состоянии, которое может быть и не реализовано, т.к. во многих случаях показатели реальных процессов термодинамических превращений топлив отклоняются от термодинамически равновесных значений и в определенной мере корректируются кинетическими расчетами с учетом теплообмена и массопереноса в рассматриваемых системах.

Настоящая работа посвящена разработке и исследованию технологии плазменной переработки урансодержащих твердых топлив на примере НБУ и ЭДС. Статья включает два этапа: термодинамический анализ плазменного пиролиза и плазменно-паровой газификации урансодержащих твердых топлив с использованием универсальной программы термодинамических расчетов TERRA [13, 14] и экспериментальное исследование плазменной комплексной переработки урансодержащих твердых топлив в специализированной опытной установке для газификации твердого топлива с плазменным реактором мощностью 100 кВт [11, 12].

Термодинамический расчет

Для выполнения термодинамического анализа плазменной переработки угля используется программный комплекс TERRA, предназначенный для численных расчетов высокотемпературных процессов и обладающий собственной

обширной базой данных термодинамических свойств 3000 индивидуальных веществ [13]. База данных включает термодинамические свойства органических и минеральных компонентов твердых топлив.

Расчеты выполнены для пиролиза и газификации твердых топлив. Для расчетов газификации топлива были подобраны следующие паругольные смеси: 100 кг НБУ + 85 кг пара и 100 кг ЭДС + 10 кг пара. Расчеты выполнялись в диапазоне температур 300 – 4000 К при атмосферном давлении в системе. Критериями выбора массового отношения топливо: окислитель являлось достижение 100%-ной газификации углерода и полного перевода урана и урансодержащих соединений в газовую фазу.

На рисунках 1 и 2 приведены результаты расчетов плазменного пиролиза НБУ. Газовая фаза (рис. 1) в основном состоит из синтез-газа ($\text{CO} + \text{H}_2$), концентрация которого достигает 98.3 об.% в диапазоне температур 1300–2000 К. При повышении температуры молекулярный водород диссоциирует на атомарный водород (H), концентрация которого достигает 33.8 об.% при 4000 К. При температуре выше 1750 К в газовую фазу выходят ацетилен (C_2H_2) и радикал C_3H с максимальными концентрациями 3.18 и 23.64 об.% при температурах 3250 и 3600 К, соответственно. С повышением температуры кон-

центрация диоксида углерода (CO_2) снижается от 12.7 об.% при 750 К до 0.09 об.% уже при 1300 К. Во всем диапазоне температур присутствует молекулярный азот (N_2) с максимальной концентрацией 1.5 об.%. Концентрация оксидов азота даже при 4000 К не превышает 2 мг/нм³. Сера в газовой фазе представлена в основном в виде сероводорода (H_2S) с концентрацией, не превышающей 0.19 % в диапазоне температур 1300–2000 К. Концентрация атомарной серы (S) даже при 4000 К не превышает 0.12 об.%. При температуре выше 2500 К в газовой фазе появляется алюминий (Al) с максимальной концентрацией 0.8 об.% при 2850 К. Максимальная концентрация железа (Fe) 0.67 об.% достигается при температуре 2450 К. При температуре 2600 К достигается максимальная концентрация сульфида кремния (SiS) 1.13 об.%. Максимальная концентрация натрия (Na) 0.63 об.%, магния (Mg) 1.37 об.% и кальция (Ca) 0.5 об.% достигается в при температуре 1600, 1950 и 2650 К, соответственно. Наибольший интерес представляет поведение урана и урансодержащих соединений в процессе пиролиза твердого топлива. При температуре 4000 К концентрация урана (U) в газовой фазе не превышает 106.34 мг/нм³, диоксида урана (UO_2) – 1.06 мг/нм³, монооксида урана (UO) – 13.64 мг/нм³, а концентрация триоксида урана (UO_3) не превышает $9 \cdot 10^{-4}$ мг/нм³.

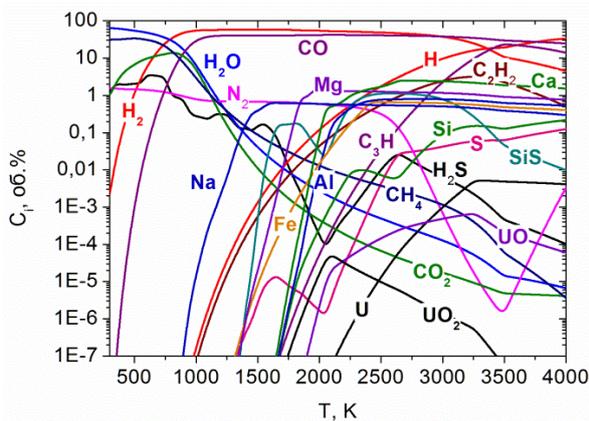


Рисунок 1 – Изменение концентраций компонентов в газовой фазе в зависимости от температуры плазменного пиролиза НБУ

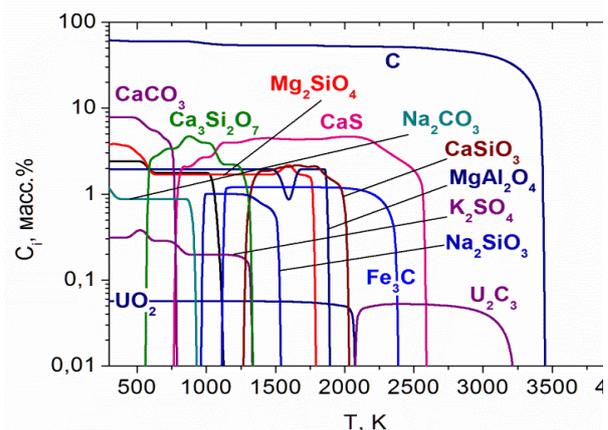


Рисунок 2 – Изменение концентрации конденсированных компонентов в зависимости от температуры плазменного пиролиза НБУ

На рисунке 2 представлен состав основных конденсированных продуктов плазменного пиролиза НБУ. Из рисунка видно, что углерод угля полностью переходит в газовую фазу при

температуре выше 3500 К. Конденсированная фаза в основном представлена карбонатом кальция (CaCO_3) с максимальной концентрацией 7.8% в диапазоне температур 750–2650 К,

сульфидом кальция (CaS) с максимальной концентрацией 4.7% при температурах до 1950 К, моносилкатом кальция (CaSiO_3) с максимальной концентрацией 2.7% при температурах до 1850 К, силикатом магния (Mg_2SiO_4) с максимальной концентрацией 2.3% при температурах до 1850 К, алюминатом магния (MgAl_2O_4) с максимальной концентрацией 2% при температурах до 1950 К, сульфидом железа (FeS) с максимальной концентрацией 2.4% при температурах до 1200 К, карбидом железа (Fe_3C) с максимальной концентрацией 1.2% при температурах до 2200 К, карбонатом натрия (Na_2CO_3) с максимальной концентрацией 0.9% при температурах до 1000 К и силикатом натрия (Na_2SiO_3) с максимальной концентрацией 1% при температурах до 1450 К. Соединения урана в конденсированной фазе представлены его диоксидом с концентрацией около 0.06% при температурах до 2100 К и карбидом (U_2C_3) с концентрацией более 0.05% при температурах до 3300 К. Полный перевод урансодержащих соединений в газовую фазу осуществляется при температуре, превышающей 3300 К.

На рисунках 3 и 4 приведены результаты расчетов плазменной газификации ЭДС. Газовая фаза (рис. 3) в основном состоит из синтез-газа, концентрация которого достигает 93.1 об.% в диапазоне температур 1600–1800 К. При повышении температуры молекулярный водород разлагается на атомарный водород, концентрация которого достигает 18.6 об.% при 4000 К. В диапазоне температур 1600–1800 К диоксид углерода практически отсутствует, концентрация молекулярного азота изменяется от 1 до 1.5 об.%. Оксиды азота в газовой фазе наблюдаются при температуре выше 2600 К. При температуре 4000 К их концентрация достигает 0.13 об.%. Сера в газовой фазе представлена в виде сероводорода с концентрацией, не превышающей 2.4 об.% в диапазоне температур 1600–1800 К. Оксиды серы (SO_x) появляются в газовой фазе при 2300 К, достигая 1 об.% при 4000 К. Атомарная сера, появляясь при 2150 К, достигает максимума концентрации 1.9 об.% при 4000 К. При температуре 4000 К концентрация урана в газовой фазе не превышает $3 \cdot 10^{-5}$ мг/нм³, диоксида урана – 0.7 мг/нм³, монооксида урана – 0.06 мг/нм³, а концентрация триоксида урана не превышает 0.32 мг/нм³. Суммарная концентрация соединений урана будет составлять 1.08 мг/нм³. В газовой фазе при температуре выше 2000 К наблюдаются также, не показанные на рисунке Si, KOH, COS,

Al_2O_3 , максимальная концентрация которых не превышает 1 об.%.

На рисунке 4 представлен состав основных конденсированных продуктов плазменного пиролиза ЭДС. Из рисунка следует, что углерод угля полностью переходит в газовую фазу при температуре выше 1750 К. Конденсированная фаза в основном представлена кремнеземом (SiO_2) с максимальной концентрацией 48.4% при температурах до 2800 К, силикатом калия ($\text{K}_2\text{Si}_4\text{O}_9$) с максимальной концентрацией 19.9% при температурах до 2400 К, глиноземом (Al_2O_3) с максимальной концентрацией 12% при температурах до 3600 К, сульфидом железа с максимальной концентрацией 5.9% при температурах до 1650 К, моносилкатом кальция с максимальной концентрацией 4.7% при температурах до 3300 К, карбидом железа с максимальной концентрацией 3% при температурах до 1600 К, диоксидом титана (TiO_2) с максимальной концентрацией 1.7% при температурах до 1500 К, карбидом титана (TiC) с максимальной концентрацией 1.3% при температурах до 2050 К. Соединения урана в конденсированной фазе представлены его диоксидом с концентрацией 0.023%. Полный его перевод в газовую фазу осуществляется при температуре, превышающей 1950 К.

На рисунках 5 и 6 приведены результаты расчетов плазменной газификации НБУ. Газовая фаза (рис. 5) в основном состоит из синтез-газа, концентрация которого достигает 95.2 об.% в диапазоне температур 1300–1700 К. При повышении температуры молекулярный водород диссоциирует на атомарный водород, концентрация которого достигает 28.8 об.% при 4000 К. В диапазоне температур 1300–1700 К концентрация диоксида углерода составляет около 0.1 об.%. Во всем диапазоне температур присутствует молекулярный азот с концентрацией от 1 до 0.15 об.%. Концентрация оксидов азота даже при этой температуре не превышает 163 мг/нм³, что ниже допустимого уровня вредных выбросов оксидов азота для экологически чистой ТЭС на твердом топливе [15]. Сера в газовой фазе представлена в основном в виде сероводорода с концентрацией, не превышающей 3.4 об.% в диапазоне температур 1300–1700 К, а таковая оксидов серы составляет меньше 286 мг/нм³ даже при 4000 К, что также ниже допустимого уровня вредных выбросов оксидов серы для экологически чистой ТЭС на твердом топливе [15]. Наибольший интерес представляет поведение урана и урансодержащих соединений

в процессе газификации твердого топлива в диапазоне температур 3000–4000 К, при которых их концентрации становятся значимыми. При температуре 4000 К концентрация урана в газовой

фазе не превышает $2 \cdot 10^{-4}$ мг/нм³, диоксида урана – 0.5 мг/нм³, монооксида урана – 0.03 мг/нм³, а концентрация триоксида урана не превышает 0.3 мг/нм³.

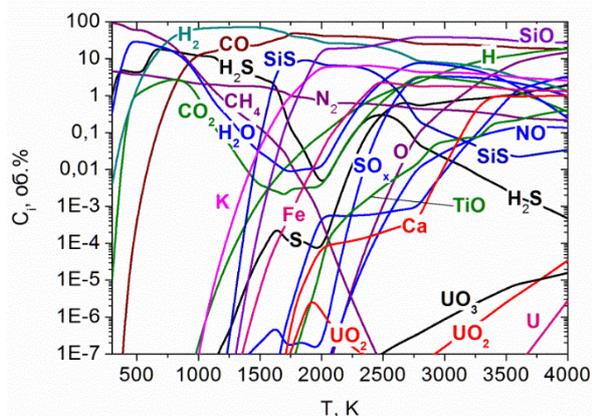


Рисунок 3 – Изменение концентраций компонентов в газовой фазе в зависимости от температуры плазменного пиролиза ЭДС

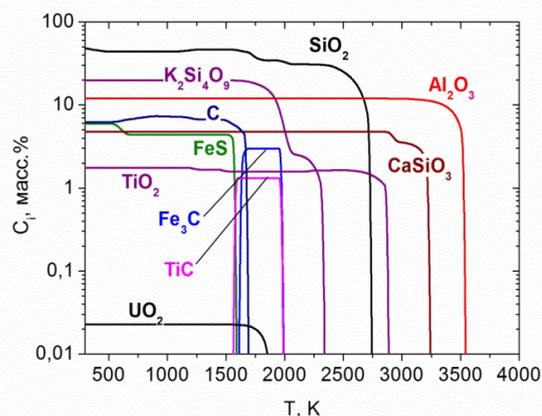


Рисунок 4 – Изменение концентрации конденсированных компонентов в зависимости от температуры плазменного пиролиза ЭДС

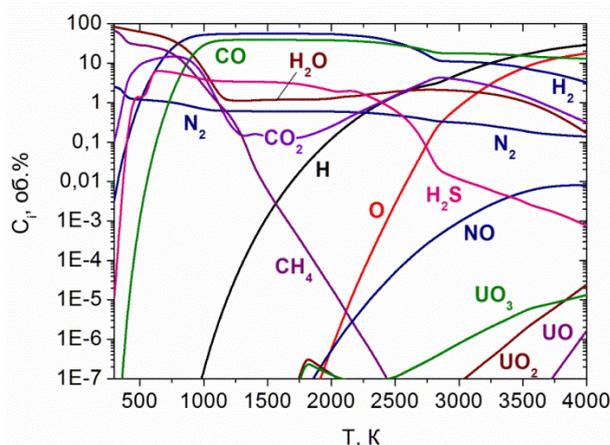


Рисунок 5 – Изменение концентраций компонентов в газовой фазе в зависимости от температуры плазменно-паровой газификации НБУ

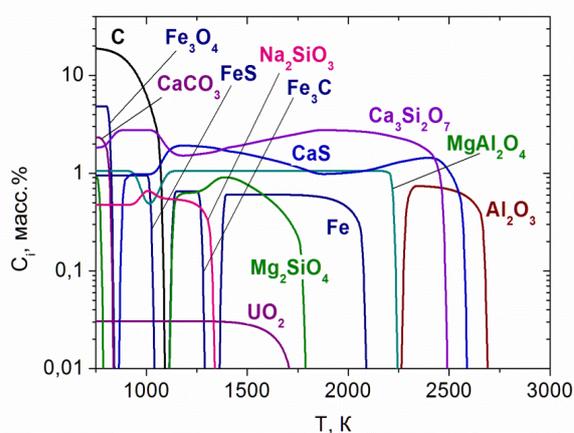


Рисунок 6 – Изменение концентрации конденсированных компонентов в зависимости от температуры плазменно-паровой газификации НБУ

На рис. 6 представлен состав основных конденсированных продуктов газификации НБУ. Из рисунка следует, что углерод угля полностью переходит в газовую фазу при температуре выше 1150 К. Конденсированная фаза в основном представлена трисиликатом кальция ($\text{Ca}_3\text{Si}_2\text{O}_7$), сульфидом кальция и алюминатом магния с концентрацией более 1%. Соединения урана в конденсированной фазе представлены его диоксидом с концентрацией около 0.03 масс.%. Полный

перевод урансодержащих соединений в газовую фазу осуществляется при температуре, превышающей 1700 К.

На рисунках 7 и 8 приведены результаты расчетов плазменной газификации ЭДС. Газовая фаза (рис. 7) в основном состоит из синтез-газа, концентрация которого достигает 95.2 об.% в диапазоне температур 1300–1700 К. При повышении температуры молекулярный водород разлагается на атомарный водород, концентра-

ция которого достигает 28.8 об.% при 4000 К. В диапазоне температур 1300–1700 К концентрация диоксида углерода не превышает 0.15 об.%. Во всем диапазоне температур присутствует молекулярный азот с концентрацией от 1 до 0.15 об.%. Оксиды азота в газовой фазе наблюдаются при температуре выше 1800 К. При температуре 2500 К их концентрация составляет 15 мг/нм³, увеличиваясь с температурой до 2630 мг/нм³ при 4000 К. Сера в газовой фазе представлена в виде сероводорода с концентрацией, не превышающей 3.4 об.% в диапазоне температур 1300–1700 К, оксидов серы (SO+SO₂) с концентрацией 2 мг/нм³ при 1700 К и атомарной серы с концентрацией 22 мг/нм³ при 1700 К. При температуре 4000 К концентрация урана в газовой фазе не превышает 2·10⁻⁵ мг/нм³, диоксида урана – 0.5 мг/нм³, монооксида урана – 0.03 мг/нм³, а концентрация триоксида урана не превышает 0.3 мг/нм³.

На рисунке 8 представлен состав основных конденсированных продуктов газификации ЭДС.

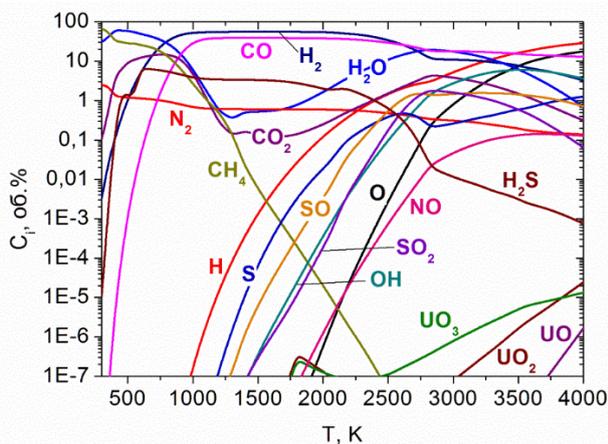


Рисунок 7 – Изменение концентраций компонентов газовой фазы в зависимости от температуры плазменно-паровой газификации ЭДС

Из рис. 9 видно, что степень газификации возрастает с температурой во всех рассмотренных случаях. Степень газификации твердого топлива достигает 100% при близких и сравнительно невысоких значениях температуры: 1150 и 1250 К в процессе газификации НБУ и ЭДС соответственно. Таким образом, для обоих топлив при температуре, превышающей 1250 К весь углерод переходит в газовую фазу в основном в виде СО (рис. 5 и 7). Отметим, что в процессе плазменно-паровой

газификации степень газификации углерода твердого топлива (рис. 9). Она была рассчитана согласно следующей формуле: $X_c = \frac{C_{in} - C_{fin}}{C_{in}} \cdot 100\%$, где C_{in} и C_{fin} – значения концентрации углерода в топливе при 298 К и текущей температуре процесса, соответственно.

Из рисунка следует, что углерод топлива полностью переходит в газовую фазу при температуре выше 1250 К. Конденсированная фаза в основном представлена кремнеземом с концентрацией 40%, дисиликатом калия с концентрацией 18%, глиноземом с концентрацией 11%, моносиликатом кальция с концентрацией 4.3%, сульфидом железа с концентрацией около 4% и тетроксидом титана (Ti₄O₇) с концентрацией около 1.5%. Соединения урана в конденсированной фазе представлены его диоксидом с концентрацией около 0.02%. Полный перевод урансодержащих соединений в газовую фазу осуществляется при температуре, превышающей 1750 К.

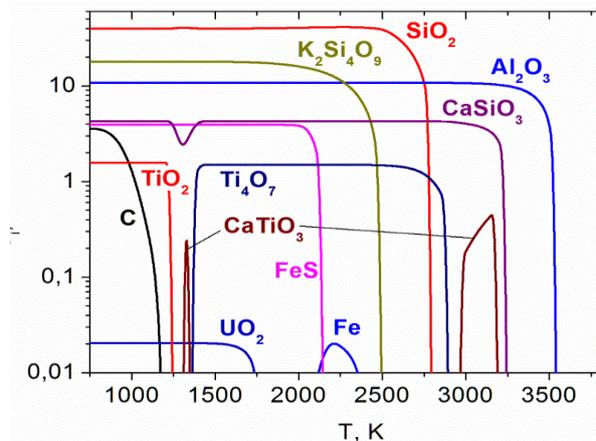


Рисунок 8 – Изменение концентрации конденсированных компонентов в зависимости от температуры плазменно-паровой газификации ЭДС

газификации степень газификации НБУ превышает таковую ЭДС, что связано со значительно более высокой зольностью ЭДС. При плазменном пиролизе степень полной газификации ЭДС достигается при значительно меньшей температуре (2000 К), чем для НБУ (3500 К). Это связано с более высоким содержанием газифицирующего агента – кислорода в составе ЭДС (табл.1).

Удельные энергозатраты на процесс газификации рассчитывались по разности полной эн-

тальпии рабочего тела (топливо + окислитель) в исходном ($T=298\text{K}$) и конечном, при текущей температуре процесса, состояниях. Результаты расчета для двух твердых топлив представлены на рис. 10.

Из рисунка видно, что удельные энергозатраты непрерывно возрастают с температурой процесса пиролиза и газификации для обоих топлив. При паровой газификации в интервале температур 1300–1700К, где концентрация синтез-газа максимальная (рис. 5 и 7) и практически не изменяется, удельные энергозатраты плавно возрастают от 1.71 и 0.72 до 1.97 и 0.9 кВт ч/кг для НБУ и ЭДС соответственно. Характерно, что удельные энергозатраты на газификацию ЭДС ниже таковых для НБУ во всем рассмотренном интервале температур процесса газификации, что связано с меньшими энергозатратами на эндотермические реакции термохимических превращений органической массы ЭДС, которая в 7.3 раза меньше таковой НБУ

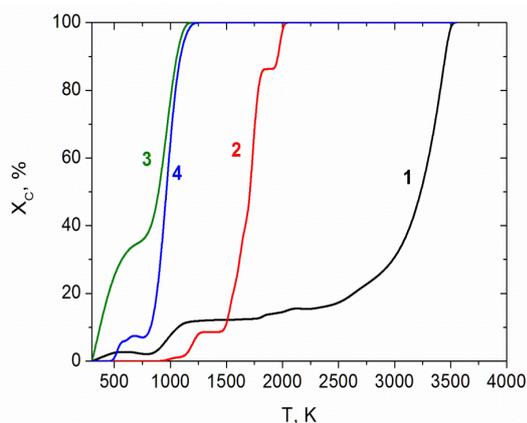


Рисунок 9 – Степень газификации НБУ (1, 3) и ЭДС (2, 4) в зависимости от температуры их плазменного пиролиза (1, 2) и плазменно-паровой газификации (3, 4)

Термодинамические расчеты показали, что газовая фаза продуктов плазменно-паровой газификации сильно различающихся по составу топлив состоит из синтез-газа с выходом более 95%, достигаемом в диапазоне температур 1300–1700 K для обоих видов топлив. Оксиды урана, также независимо от вида топлива, выходят в газовую фазу при температуре выше 1750 K в виде UO , UO_2 и UO_3 . Углерод топлива полностью переходит в газовую фазу в виде CO при температуре выше 1250 K, что обеспечивает полную газификацию обоих топлив.

(таблица 1). Удельные энергозатраты на процесс паровой газификации НБУ и ЭДС при температуре полного перехода урансодержащих соединений в газовую фазу (1750 K) составляют 2.0 и 0.92 кВт ч/кг соответственно. При пиролизе НБУ и ЭДС удельные энергозатраты плавно возрастают до 5.39 и 1.56 кВт ч/кг при температурах полного перевода углерода в газовую фазу 3500 и 2000 K, соответственно. Характерно, что удельные энергозатраты на пиролиз ЭДС значительно ниже таковых для НБУ при температурах полной газификации твердого топлива, что связано с более высоким содержанием кислорода в составе ЭДС (табл.1), приводящим к развитию экзотермических реакций окисления углерода и значительному снижению температуры его перехода в газовую фазу. Отметим, что при температурах полного перевода углерода в газовую фазу при пиролизе НБУ и ЭДС наблюдается и полный переход в газовую фазу урансодержащих соединений.

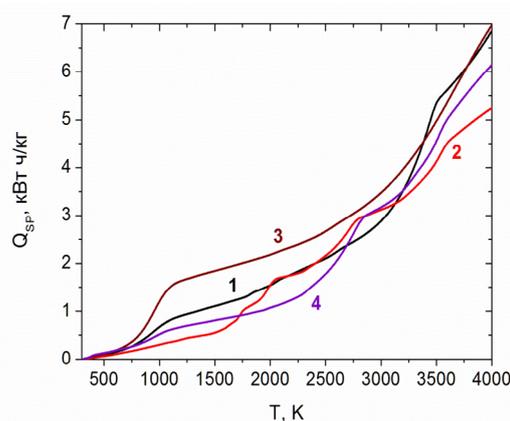


Рисунок 10 – Зависимость удельных энергозатрат от температуры плазменного пиролиза (1, 2) и плазменно-паровой газификации (3, 4) НБУ (1, 3) и ЭДС (2, 4)

Удельные энергозатраты на процесс при полной газификации твердого топлива в ходе урансодержащих соединений в газовую фазу относительно невысокие и не превышают 2 кВт ч/кг. При этом удельные энергозатраты на газификацию высокозольного ЭДС более чем в два раза ниже таковых мало-зольного НБУ.

Полученные результаты свидетельствуют о нечувствительности плазменной технологии газификации твердого топлива к качеству исходного топлива.

Эксперимент

Сущность плазменной технологии получения оксидов урана из твердого топлива состоит в переработке его смеси с водяным паром в плазменном реакторе 1 (рис. 11). Процесс извлечения урана из угля (сланца) с использованием плазменного нагрева осуществляется следующим образом. Угольная пыль из бункера 10 поступает в плазменный реактор 1, где смешивается с водяным паром. Для интенсификации взаимодействия плазмы с топливом электрическая дуга 1 вращается с помощью электромагнитной катушки 12 и перекрывает реакционную зону (рис. 12). В плазменном реакторе постоянного тока используются графитовые электроды: стержневой катод 7 и кольцевой анод 11. В плазменном реакторе пароводяная плазма нагревает угольную пыль до температуры газификации твердого топлива и перевода оксидов урана в газовую фазу. По мере нагрева топлива происходит газификация его органической массы и возгонка содержащихся в минеральной части соединений урана в виде оксидов в газовую фазу, состоящую в основном из синтез-газа. Затем двухфазный плазменный поток (газовая фаза + расплавленный шлак) через диафрагму 13 поступает в камеру разделения газа и шлака 15, откуда шлак через патрубок вывода шлака 16 поступает в шлакоборник, а газовая фаза направляется через патрубок вывода отходящих газов 14 в теплообменник для охлаждения и конденсации целевых продуктов. В теплообменнике 6 (рис. 11) газовая фаза охлаждается до температуры конденсации оксидов урана ($U_n O_m$). Из теплообменника 6 синтез-газ поступает в камеру вывода синтез-газа 8.

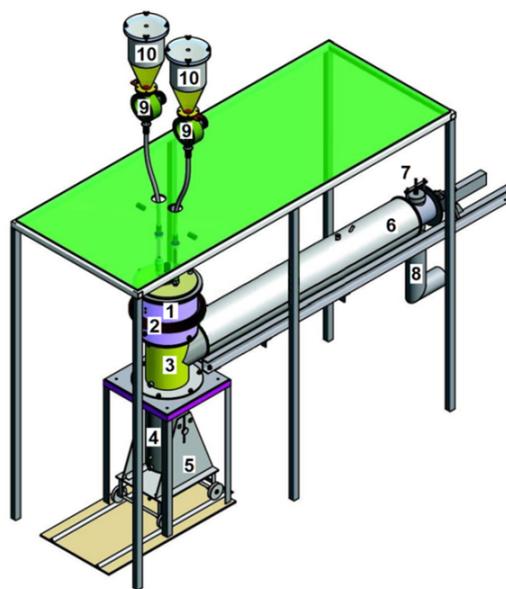
На рисунке 13 приведена фотография экспериментальной установки для плазменной газификации твердого топлива.

Основной задачей экспериментальных исследований являлось определение эффективности плазменной переработки твердого топлива с целью извлечения в газовую фазу урана и получения синтез-газа. Эффективность такого процесса определяется прежде всего интегральными показателями переработки: степенью перевода урана в газовую фазу (X_U), общей степенью газификации твердого топлива (X_C), удельными энергозатратами ($Q_{уд}$) и среднемассовой температурой процесса (T_{cp}). Такие показатели могут быть получены только на основе сведения материального и теплового балансов, химического и спектрального анализов конденсированной фазы продуктов переработки твердого топлива.

Плазменной переработке подвергали ЭДС (табл. 1). В опытах использовали измельченный сланец с размером частиц меньше 100 мкм. Методика проведения экспериментов по плазменной переработке твердого топлива, измерения составляющих материального и теплового балансов и определения интегральных показателей процесса подробно описана в [11, 12].

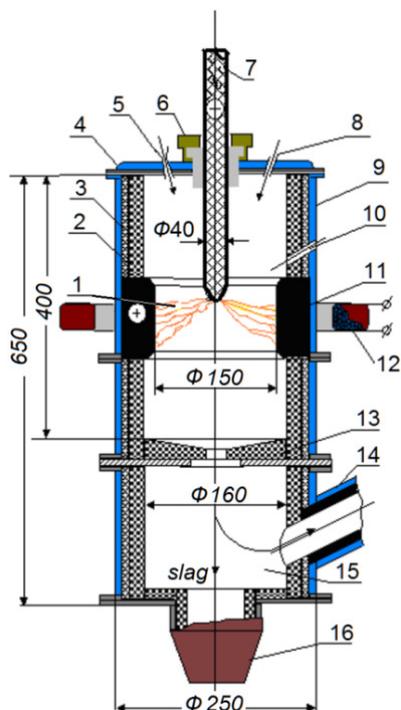
Анализ газов был выполнен в хроматографе SRI 8610C, газ носитель аргон, детекторы – датчики теплопроводности. Перед анализом газов, хроматограф был откалиброван на легкие газы H_2 , CO , O_2 , N_2 , CH_4 . Отбор проб был осуществлен в секции охлаждения отходящих газов 6 (рис. 11). Состав твердого остатка исследовали химическим анализом.

В табл. 2 приведены результаты экспериментов по плазменной переработке ЭДС, содержащего 0.02% урана (табл.1), и сравнение с термодинамическими расчетами. В таблице обозначены: $G_{ЭДС}$, $G_{пар}$, T_{cp} , $Q_{уд}$, X_U , X_C – расходы ЭДС и пара, среднемассовая температура в реакторе, удельные энергозатраты на процесс, степень перевода в газовую фазу урана и степень газификации углерода топлива, соответственно.



- 1 – плазменный реактор (газификатор), 2 – электромагнитная катушка, 3 – камера разделения газа и шлака,
- 4 – шлакоборник, 5 – подъемник шлакоборника,
- 6 – секции охлаждения отходящих газов,
- 7 – предохранительный клапан, 8 – камера вывода синтез-газа, 9 – пылепитатель, 10 – бункер пыли

Рисунок 11 – Схема экспериментальной установки для плазменной газификации твердого топлива



- 1 – электрическая дуга; 2 – графитовая засыпка;
 3 – графитовая футеровка; 4 – водоохлаждаемая крышка;
 5 – патрубок подачи угольной пыли; 6 – изолятор с системой уплотнения электрода; 7 – стержневой графитовый катод; 8 – патрубок подачи пара; 9 – рубашка водоохлаждения реактора; 10 – патрубок подачи электрода для зажигания дуги; 11 – кольцевой графитовый анод; 12 – электромагнитная катушка; 13 – графитовая диафрагма; 14 – патрубок вывода отходящих газов; 15 – камера разделения газа и шлака; 16 – патрубок вывода шлака

Рисунок 12 – Схема плазменного реактора



Рисунок 13 – Экспериментальная установка для плазменной газификации твердого топлива

Таблица 2 – Интегральные показатели плазменной переработки урансодержащего сланца и их сравнение с термодинамическими расчетами

№ опыта	$G_{\text{зdc}}$, кг/ч	$G_{\text{пар}}$, кг/ч	$\gamma = \frac{G_{\text{пар}}}{G_{\text{зdc}}}$	T_{cp} , К	Q_{yo} , кВт ч/кг	X_U , %	X_C , %	Расчет		
								Q_{yo} , кВт ч/кг	X_U , %	X_C , %
1	8.40	0	0	2500	2.74	25.7	54.6	2.16	100	100
2	5.82	0	0	2900	3.61	48.0	56.2	3.08	100	100
3	6.60	0.66	0.1	2700	3.17	78.6	66.4	2.41	100	100
4	4.33	0.43	0.1	3150	4.41	83.6	70.4	3.41	100	100

При плазменном пиролизе урансодержащего сланца степень перевода в газовую фазу урана достигла 48 % при среднемассовой температурев реакторе 2900 К, а степень газификации углерода сланца – 56.2 %. При плазменно-паровой

газификации ЭДС степень перевода в газовую фазу урана достигла 83.6 % при среднемассовой температуре в реакторе 3150 К, а степень газификации углерода сланца – 70.4 %. Полученные экспериментальные данные качественно согла-

суется с выполненными термодинамическими расчетами. Расчетные интегральные показатели процессов плазменной переработки твердого топлива, как и следовало ожидать, заметно превышают таковые, полученные в эксперименте. Это связано с тем, что плазменный реактор не является полностью изолированной термодинамической системой, для которой производились термодинамические расчеты.

Нарисунке 14 показан факел синтез-газа, полученного припаровой газификации ЭДС в плазменном реакторе. Газовый анализ отобран-

ных при 1000 К отходящих газов на выходе из секции охлаждения 6 (рис. 11) показал их следующий состав, об. %: CO – 35, H₂ – 51, N₂ – 4, CO₂ – 10. Сравнение с расчетным составом газа при 1000 К (CO – 29.1, H₂ – 52.6, CH₄ – 2.3, N₂ – 0.7, CO₂ – 4.8, H₂O – 6.1 об. %) показало, что расхождение между выходом синтез-газа в опыте (86 %) и расчете (81.7 %) не превышает 5 %. Отсутствие метана в экспериментальном составе горючего газа свидетельствует об его участии в реакции восстановления водяного пара: $\text{CH}_4 + \text{H}_2\text{O} = \text{CO} + 3 \text{H}_2$.

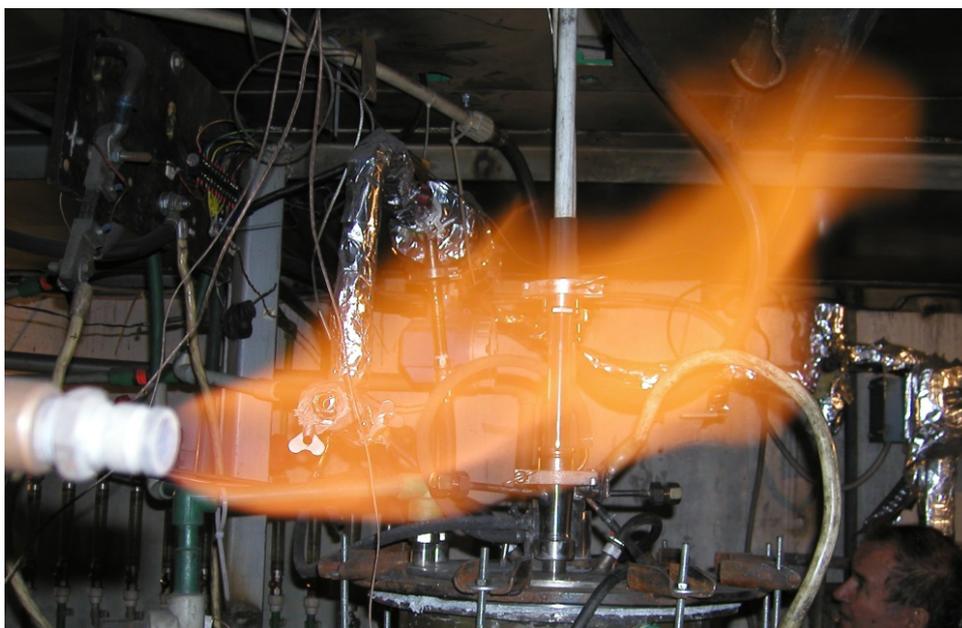


Рисунок 14 – Факел синтез-газа, полученный плазменно-паровой газификацией ЭДС в плазменном реакторе

Заключение

Термодинамические расчеты показали, что газовая фаза продуктов плазменной переработки сильно различающихся по составу твердых топлив состоит из синтез-газа с выходом более 95%. Уран, независимо от вида топлива, выходит в газовую фазу в виде оксидов при температуре выше 1750 К (пиролиз ЭДС и газификация обоих топлив) и при температуре выше 3200 К (пиролиз НБУ).

Полная газификация углерода достигается при 1250 К в процессе паровой газификации обоих топлив, 1800 К при пиролизе ЭДС и 3500 К при пиролизе НБУ.

Удельные энергозатраты на процесс плазменной переработки твердого топлива относи-

тельно невысокие и не превышают 2 кВт ч/кг при полном выделении урана в газовую фазу.

При плазменном пиролизе ЭДС степень перевода в газовую фазу урана достигла 48 % при среднемассовой температуре в реакторе 2900 К, а степень газификации углерода сланца – 56.2%. При плазменно-паровой газификации ЭДС степень перевода в газовую фазу урана достигла 83.6% при среднемассовой температуре в реакторе 3150 К, а степень газификации углерода сланца – 70.4%.

Полученные экспериментальные данные удовлетворительно согласуются с термодинамическими расчетами. Интегральные показатели плазменной переработки урансодержащих твердых топлив можно повысить, увеличив время пребывания реагентов в плазменном реакторе

и снизив его тепловые потери. Также для повышения степени конверсии урансодержащих топлив необходимо варьировать отношение топливо : окислитель.

Полученные результаты свидетельствуют о нечувствительности плазменной технологии газификации твердого топлива к качеству исходного топлива.

Выполненный комплекс исследований показал, что интегральные показатели процесса плазменной переработки урансодержащих твер-

дых топлив выше при их газификации, чем при пиролизе.

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Республики Казахстан по программам целевого финансирования и проектам грантового финансирования №№ BR05236507, BR05236498, AP05130731 и AP05130031.

Литература

- 1 BP Statistical Review of World Energy 2017. June 2017. 66th Edition. BP p.l.c., 2017. – 50 p. <https://www.connaissancede-energies.org/sites/default/files/pdf-actualites/bp-statistical-review-of-world-energy-2017-full-report.pdf> (20.02.2020).
- 2 Key World Energy Statistics 2017//International Energy Agency. OECD/IEA, 2017. –95 p. <http://svenskvindenergi.org/wp-content/uploads/2017/12/KeyWorld2017.pdf> (20.02.2020).
- 3 Pierce B.S., Dennen K.O. The National Coal Resource Assessment Overview //U.S. Geological Survey Professional Paper 1625–F, 2009. –402p.
- 4 <http://www.worldcoal.org> (20.02.2020).
- 5 http://ru.government.kz/docs/_644.htm
- 6 Uranium and Nuclear Power in Kazakhstan. <http://www.world-nuclear.org/information-library/country-profiles/countries-g-n/kazakhstan.aspx> (20.02.2020).
- 7 Гончаров Г.А. – Саров Атомный Проект СССР: Документы и материалы; под ред. Рябева Л.Д. – М. Изд-во Наука Физматлит., 2000. – Т. II; Кн. 2. – 640 с.
- 8 Карпенко Е.И., Мессерле В.Е. Плазменно-энергетические технологии топливоиспользования // Концепция и расчетно-теоретические исследования плазменно-энергетических технологий. – Новосибирск: Наука, 1998. – Т. I. – 384 с
- 9 Messerle V.E., Ustimenko A.B. Plasma technologies for fuel Conversion //High Temperature Material Processes. – 2012. – V.16 (2). – P.97–107.
- 10 Makansi J. Putting power plant wastes to work //Power. – 1983. – No.7. – P. 23–30. <http://pascal-francis.inist.fr/vibad/index.php?action=getRecordDetail&idt=9351397>
- 11 Messerle V.E., Ustimenko A.B., Lavrichshev O.A. Comparative study of coal plasma gasification: Simulation and experiment //Fuel. – 2016. – V.164. – P. 172–179.
- 12 Messerle V.E., Ustimenko A.B., Lavrichshev O.A. Plasma coal conversion including mineral mass utilization //Fuel. – 2017. – V.203. – P. 877–883.
- 13 Gorokhovskii M., Karpenko E.I., Lockwood F.C., Messerle V.E., Trusov B.G., Ustimenko A.B. Plasma Technologies for Solid Fuels: Experiment and Theory //Journal of the Energy Institute. – 2005. – V.78 (4). – P.157–171.
- 14 Matveev I.B., Messerle V.E., Ustimenko A.B. Investigation of Plasma-Aided Bituminous Coal Gasification Plasma Science //IEEE Transactions on Plasma Science. – 2009. – V.37 (4). – P. 580–585.
- 15 Нормативы вредных выбросов /Новости науки – познавательный сайт. <http://novostynauki.com/e-ntsiklopediya/ekologiya/normativy-vrednyh-vybrosov/> (20.02.2020)

References

- 1 BP Statistical Review of World Energy June 2017, 66th Edition. BP p.l.c., 2017. p. 50
- 2 Key World Energy Statistics 2017: International Energy Agency. OECD/IEA, 2017. p 95.
- 3 B.S. Pierce, and K.O. Dennen, (NCRA: U.S. Geological Survey Professional Paper 1625–F, 2009), 402p
- 4 <http://www.worldcoal.org>
- 5 http://ru.government.kz/docs/_644.htm
- 6 <http://www.world-nuclear.org>, Uranium and Nuclear Power in Kazakhstan
- 7 L.D. Ryabeva., AtomnyyProektSSSR: Dokumentyimaterialy, (Moskva: izd-voFiziko – matematicheskayaliteratura, T. II; Kn. 2, 2000), 553 p.(in Russ)

- 8 E.I. Karpenko and V.E. Messerle, *Plazmenno-energeticheskiy tekhnologiyi toplivoispol'zovaniya*, (Novosibirsk: izd-vo Nauka, Sib. predpriyatie T 1, 1998) p 385. (in Russ)
- 9 V.E. Messerle and A.B. Ustimenko, *Plasma technologies for fuel Conversion*, 2, 97–107 (2012).
- 10 J. Makansi Putting power plant wastes to work, *Power*, 7, 23–30 (1983).
- 11 V.E. Messerle, A.B. Ustimenko, and O.A. Lavrichshev, *Comparative study of coal plasma gasification: Simulation and experiment*, 164, 172–179 (2016).
- 12 V.E. Messerle, A.B. Ustimenko, and O.A. Lavrichshev, *Plasma coal conversion including mineral mass utilization*, 203, 877–883 (2017).
- 13 M. Gorokhovski, E.I. Karpenko, F.C. Lockwood, V.E. Messerle, B.G. Trusov and A.B. Ustimenko, *Plasma Technologies for Solid Fuels: Experiment and Theory*, *Journal of the Energy Institute*, 78 (4), 157–171 (2005).
- 14 I.B. Matveev, V.E. Messerle, and A.B. Ustimenko, *Investigation of Plasma-Aided Bituminous Coal Gasification* *Plasma Science*, *IEEE Transactions on Plasma Science*, 37 (4), 580–585 (2009)
- 15 *Normativy vrednykh vybrosov*, <http://novostynauki.com/e-ntsiklopediya/e-kologiya/normativy-vrednyh-vybrosov/> (20.02.2020)(in Russ)

5-бөлім
**БЕЙСЫЗЫҚ ФИЗИКА.
РАДИОФИЗИКА**

Section 5
**NONLINEAR PHYSICS.
RADIOPHYSICS**

Раздел 5
**НЕЛИНЕЙНАЯ ФИЗИКА.
РАДИОФИЗИКА**

А.К. Амангелдина , К.Б. Хайрошева* 

Казахский национальный университет им. аль-Фараби,
Казахстан, г. Алматы, *e-mail: khairosheva.k@gmail.com

КОНФИДЕНЦИАЛЬНОСТЬ ДАННЫХ БЕСПРОВОДНЫХ СЕТЕЙ НА ОСНОВЕ ИНФОРМАЦИОННО-ТЕОРЕТИЧЕСКОГО ПОДХОДА

В современных системах связи существует четкое разделение между шифрованием данных и исправлением ошибок в потоке сообщений. На физическом уровне открытой системы передачи данных реализовано исправление ошибок, позволяющее более высоким уровням абстрагировать данный уровень как идеальный битовый канал. Шифрование, основанное на криптографических принципах, происходит на более высоких уровнях. Такое разделение долгое время было очевидным решением в большинстве систем связи, но в последнее время растёт интерес к обеспечению безопасности непосредственно на физическом уровне путем использования свойств базового канала связи. При таком подходе безопасность обеспечивается теоретико-информационным подходом, который не требует трудно вычисляемых функций, как в традиционной криптографии. Информационно-теоретическая безопасность, впервые введенная Шенноном и получившая широкое признание как самая строгая нотация безопасности, становится все более привлекательной для многих киберфизических систем, беспроводных сетей, систем распределенного управления и других приложений. Тем не менее, остается много открытых вопросов для полной интеграции теоретико-информационной безопасности в будущие системы связи. В данной статье рассмотрены аутентичные результаты в области теоретической защиты информации.

Ключевые слова: беспроводные сети, теория Шеннона, условная энтропия, информационно-теоретическая безопасность.

A.K. Amangeldina, K.B. Khayrosheva*

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

Confidentiality of wireless network data based on an information-theoretical approach

In modern communication systems, there is a clear separation between data encryption and error correction in the message flow. At the physical level of an open data transmission system, error correction is implemented that allows higher levels to abstract this level as an ideal bit channel. Encryption based on cryptographic principles occurs at higher levels. This separation has long been an obvious solution in most communication systems, but recently there has been an increasing interest in providing security directly at the physical level by using the properties of the basic communication channel. With this approach, security is ensured by an information-theoretic approach that does not require difficult to compute functions, as in traditional cryptography. Information and theoretical security, first introduced by Shannon and widely recognized as the most stringent security notation, is becoming increasingly attractive to many cyber-physical systems, wireless networks, distributed control systems and other applications. Nevertheless, many open questions remain for the full integration of information and theoretical security into future communication systems. This article discusses the autonomous results in the field of theoretical information security.

Key words: wireless network, Shannon theory, conditional entropy, information-theoretic security.

Ә.К. Амангелдина, Қ.Б. Хайрошева*

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

Ақпараттық-теориялық тәсіл негізінде сымсыз желі деректерінің құпиялығы

Қазіргі заманғы байланыс жүйелерінде мәліметтерді шифрлеу мен хабарлама ағынындағы қателерді түзету арасында нақты алшақтық бар. Деректерді берудің ашық жүйесінің физикалық деңгейінде қателіктерді түзету жүзеге асырылады, бұл жоғары деңгейлерге идеалды биттік канал ретінде осы деңгейден абстракциялауға мүмкіндік береді. Криптографиялық принциптерге негізделген шифрлау жоғары деңгейлерде жүреді. Бұл бөлу бұрыннан бері көптеген байланыс жүйелерінде айқын шешім болды, бірақ соңғы уақытта негізгі байланыс арнасының қасиеттерін пайдалану арқылы қауіпсіздікті тікелей физикалық деңгейде қамтамасыз етуге қызығушылық артуда. Бұл тәсілмен қауіпсіздік дәстүрлі криптографиядағыдай функцияларды есептеуді қажет етпейтін ақпараттық-теориялық тәсілмен қамтамасыз етіледі. Шеннон алғаш рет енгізген және қауіпсіздіктің ең қатаң белгілері ретінде кеңінен танымал болған ақпараттық және теориялық қауіпсіздік көптеген киберфизикалық жүйелерге, сымсыз желілерге, таратылған басқару жүйелеріне және басқа қосымшаларға барған сайын тартымды бола түсуде. Соған қарамастан, болашақ байланыс жүйелеріне ақпараттық және теориялық қауіпсіздікті толық енгізу үшін көптеген ашық сұрақтар қалады. Бұл мақалада теориялық ақпараттық қауіпсіздік саласындағы автономды нәтижелер қарастырылады.

Түйін сөздер: сымсыз желілер, Шеннон теориясы, шартты энтропия, ақпараттық-теориялық қауіпсіздік

Введение

Традиционно безопасность рассматривается как независимая функция, адресованная выше физического уровня, и все широко используемые криптографические протоколы (например, RSA, DES и AES) разрабатываются и реализуются при условии, что физический уровень уже установлен и обеспечивает безошибочную связь. В отличие от этого, существуют как теоретические, так и практические вклады, которые поддерживают идею безопасности физического уровня для значительного укрепления безопасности цифровых систем связи.

Основной принцип информационно-теоретической безопасности требует сочетания криптографических методов с методами канального кодирования, которые используют случайность каналов связи для гарантии, что отправленные сообщения не могут быть перехвачены или расшифрованы третьей стороной, злонамеренно подслушивающей на беспроводном носителе [1].

Информационно-теоретический подход к обеспечению безопасной связи открыло новое многообещающее направление для решения проблем безопасности беспроводных сетей. Такой подход был инициирован Винером [2] и Цисзар и Корнером [3] в 1970-х годах XX века, которые показали, что конфиденциальные данные могут передаваться безопасно без исполь-

зования ключа шифрования. Согласование же секретного ключа (включая генерацию и распространение) с помощью теоретического анализа информации было позднее предложено в работах Маурера [4-5] и в работе Альсведе и Чисзара [6], которые показали, что два или несколько абонента (Алиса и Боб) могут договориться о ключе (для последующего шифрования), хранящемся в секрете от других (от Евы).

В 1970-1980-х годах влияние этих работ было ограниченным, отчасти из-за отсутствия практических кодов прослушивания, но главным образом потому, что строго положительная секретность в классической настройке канала прослушивания требует, чтобы законный отправитель и получатель имели некоторое преимущество над нарушителем, с точки зрения качества канала. В 1976 году Диффи и Хеллман [7] опубликовали основные принципы криптографии с открытым ключом, которые должны были быть приняты почти всеми современными схемами защиты. Алгоритмы с открытым ключом просты, с точки зрения управления ключами, но требуют значительных вычислительных ресурсов [8]. По сравнению с алгоритмами с открытым ключом алгоритмы с секретным ключом являются вычислительно эффективными и обеспечивают более высокую пропускную способность данных, одновременно создавая проблемы для управления ключами, такие как безопасное хранение и распространение ключей

[9-12]. Так, для облегчения управления ключами и достижения высокой эффективности на практике используются гибридные криптосистемы [13-14], в которых секретный ключ распределяется по алгоритмам с открытым ключом, а шифрование и дешифрование могут затем использоваться алгоритмы с секретным ключом. Однако некоторые недостатки алгоритмов с открытым ключом представляют серьезную проблему для гибридных криптосистем. Помимо высокой вычислительной стоимости, алгоритмы с открытым ключом не являются доказуемо абсолютно безопасными и уязвимы для так называемой атаки "человек посередине" (атака MiTM). Кроме того, использование алгоритмов с открытым ключом для распределения секретных ключей добавляет еще один уровень сложности в проектирование сетей. Также нужно отметить, что обеспечение безопасной связи по беспроводным сетям с использованием криптографических подходов представляет дополнительные значительные проблемы из-за:

- открытого характера беспроводной среды, которая позволяет подслушивающим устройствам и злоумышленникам перехватывать передачу информации (в частности, передачу секретных ключей) или ухудшать качество передачи;
- отсутствия инфраструктуры в децентрализованных сетях, что затрудняет распределение ключей;
- динамической топологии мобильных сетей (например, мобильных специальных сетей), что делает управление ключами дорогостоящим.

В последнее время появление и все более широкое распространение беспроводных сетей вызвало значительный интерес к информационно-теоретическому подходу обеспечения безопасной связи. Информационно-теоретическая защита означает, что любой алгоритм имеет незначительную вероятность нарушения свойства безопасности. Это то же самое, что и безусловная безопасность: она не опирается на какие-либо вычислительные предположения и не ограничивается вероятностными нарушителями. В этой статье представлен обзор последних исследований по обеспечению безопасности беспроводной связи, также в начале статьи рассмотрена идея теоретико-информационного подхода для безопасной передачи конфиденциальных сообщений.

Модель безопасности Шеннона

Рассмотрим криптосистему Шеннона, представленную на рисунке 1[1]. Исходное сообщение X шифруется в текст Y , ключом K , совместно используемым передатчиком и приемником. Подслушивающий, который знает семейство функций шифрования (ключей) и вероятность выбора ключей, может перехватить зашифрованный текст Y . Система считается совершенно безопасной, если апостериорные вероятности события X заданного Y равны априорным вероятностям X для всех Y , т.е. $P(X|Y) = P(X)$. Количество различных ключей должно быть по меньшей мере таким же большим, как и количество сообщений для достижения надежного засекречивания.

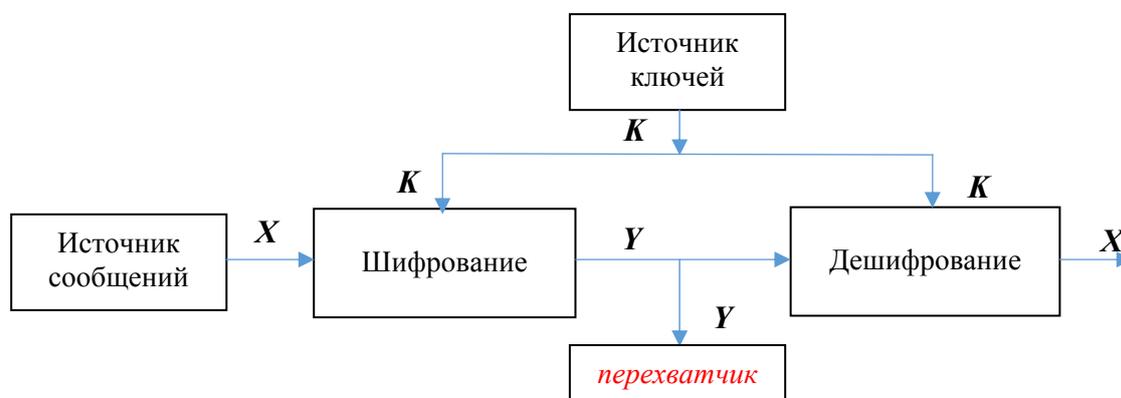


Рисунок 1 – Криптосистема Шеннона

Для измерения количества информации, связанной с сообщением, и количества неопределенности, связанной с возможностями ключа, введено понятие энтропии $H(X)$ и $H(K)$, соответственно,

$$H(X) = - \sum_{i=0}^{N-1} P(x_i) \log_2 P(x_i), \quad (1)$$

здесь X (Алиса) может принимать значения из набора исходных сигналов $\mathcal{X} = \{x_0, x_1, \dots, x_{N-1}\}$; Y (Боб) может принимать значения из набора принятых сигналов $\mathcal{Y} = \{y_0, y_1, \dots, y_{M-1}\}$. Энтропия указывает на среднюю длину двоичной последовательности (в битах), необходимую для представления случайной величины x_i (с малой вероятностью ошибки). Для измерения неопределенности подслушивающего лица (Ева) относительно сообщения Шеннон также ввёл понятия условной энтропии (или equivocation) $H(X|Y)$:

$$H(X|Y) = - \sum_{i=0}^{N-1} \sum_{j=0}^{M-1} P(x_i|y_j) \log_2 P(x_i). \quad (2)$$

Условная энтропия $H(X|Y)$ может быть интерпретирована как величина неопределенности, остающаяся относительно случайной величины X или исходного выходного сигнала, при условии, что мы знаем, какое значение принимал принятый сигнал Y . Дополнительное знание об Y должно уменьшить неопределенность относительно X , и можно показать, что [15]

$$H(X|Y) \leq H(X).$$

Исходя из свойств энтропии, получаем [1]

$$H(K, X) = H(K) + H(X), \quad (3)$$

$$\begin{aligned} H(K, X) &= H(K, X, Y) = \\ &= H(K, Y) = H(Y) + H(K|Y), \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} H(K, X) &= H(K, X, Y) \geq H(X, Y) = \\ &= H(Y) + H(X|Y). \end{aligned} \quad (5)$$

В случае полной секретности, т.е. при

$$H(X) = H(X|Y) \quad (6)$$

согласно (3) и (5) подразумевается, что

$$H(K) \geq H(Y). \quad (7)$$

Более того, по (3) и (4), если

$$H(Y) = H(X), \text{ то } H(K) = H(K|Y), \quad (8)$$

т.е. никакая информация о ключе не может быть выведена из зашифрованного текста Y . С другой стороны, если

$$H(Y) = H(X) + H(K), \quad (9)$$

то согласно (3) и (4) $H(K|Y) = 0$, т.е. ключ может быть определён из Y . Значит значение

$$H(Y) = H(X) + H(K) \quad (10)$$

определяет расстояние уникальности, т.е. минимальную длину зашифрованного текста, который гарантирует восстановление ключа, используемого для шифрования.

Фундаментальное стремление Шеннона к совершенной секретности говорит о том, что энтропия источника не может быть больше энтропии секретного ключа, изначально разделяемого отправителем и законным получателем. Мэсси [16] дал информационно-теоретическое доказательство этого результата, и его доказательство не требует независимости ключа и исходного сообщения. При дальнейшем допущении независимости могут быть показаны некоторые более сильные результаты, которые определяют распределение вероятностей ключа и зашифрованного текста. Эти результаты показывают, что энтропия ключа не меньше логарифма размера выборки сообщений в любом шифре, обеспечивающем идеальную секретность, даже если распределение источника фиксировано. То же самое относится и к энтропии зашифрованного текста. Эти результаты остаются в силе, если исходное сообщение было сжато до шифрования.

Безопасность на беспроводном уровне

Интерес к теоретической безопасности вновь возник, возможно, благодаря работе Маурера [5] (1993 г.), который доказал, что даже когда законные пользователи сети (Алиса и Боб) имеют худший канал, чем перехватчик (Ева), они могут генерировать секретный ключ через общение по небезопасному, но аутентифицированному каналу. Появление беспроводной связи, которая особенно восприимчива к прослушиванию из-за широкополосного характера среды передачи, побудило более внимательно проанализировать потенциал секрет-

ности беспроводных сетей на физическом уровне.

Суть схемы Маурера заключалась в совместной разработке секретного ключа передатчиком и получателем посредством связи по общедоступному (небезопасному) и безошибочному каналу обратной связи. Предполагается, что Алиса, Боб и Ева знают случайные величины X, Y, Z , соответственно, с совместным распределением вероятности P_{XYZ} . У Евы нет информации о величинах X и Y , кроме Z , т.е. $I(XY; T/2)$, где T суммирует полную информацию Евы о сети. Алиса и Боб изначально не имеют секретного ключа, кроме ключа, необходимого для гарантии подлинности и целостности сообщений, отправляемых по общедоступному каналу, но предполагается, что они знают P_{XYZ} . Ева может перехватывать каждое сообщение между Алисой и Бобом, но Ева не может вставлять свои сообщения или изменять истинные сообщения в общедоступном канале без обнаружения.

Алиса и Боб используют протокол, в котором на каждом этапе Алиса отправляет сообщение Бобу в зависимости от X и всех сообщений, ранее полученных от Боба, или наоборот с заменой X на Y . Без ограничения рассматриваются только те протоколы, в которых Алиса отправляет сообщение с нечетными шагами C_1, C_3, \dots , а Боб – с четными шагами C_2, C_4, \dots . Алиса и Боб могут без потери общности расширить свои известные случайные величины X и Y случайными битами, статистически независимыми от X, Y и Z . В конце t -пошагового протокола Алиса вычисляет ключ S как функцию от X и $C^t = [C_1, \dots, C_t]$, Боб вычисляет ключ S' как функцию от Y и C^t . Их цель – максимизировать $H(S)$ в условиях, когда S и S' согласуются с очень высокой вероятностью и, что у Евы мало информации о S и S' . Более формально

$$H(C_i | C^{i-1} X) = 0, \text{ для нечетных } i, \quad (11)$$

$$H(C_i | C^{i-1} Y) = 0, \text{ для четных } i. \quad (12)$$

Для каждого протокольного соглашения о ключе [5]

$$H(S) \leq I(X; Y | Z) + H(S | S') + I(S; C^t Z). \quad (13)$$

Следует отметить, что $I(X, Y) < I(X; Y | Z)$ вполне выполнимо.

Гауссовский канал прослушивания телефонных разговоров – это самая базовая модель для беспроводного канала, имеющая линейные не зависящие от времени мультипликативные каналы, искаженные аддитивным белым гауссовским шумом [17]. Когда Алиса передает сигнал X_i , то принятые сигналы Боба $Y_{B,i}$ и Евы $Y_{E,i}$ при использовании канала могут быть выражены как

$$Y_{B,i} = h_B X_i + N_{B,i} \text{ и } Y_{E,i} = h_E X_i + N_{E,i}, \quad (14)$$

где h_B и h_E – коэффициенты усиления между Алисой и Бобом и между Алисой и Евой, соответственно. $N_{B,i}$ и $N_{E,i}$ – аддитивный белый гауссовский шум с ненулевым средним и дисперсиями σ_B^2, σ_E^2 соответственно. С учётом ограничения средней мощности передачи P секретность пропускной способности гауссовского канала прослушивания будет

$$C_S = \frac{1}{2} \log \left(1 + \frac{P|h_B|^2}{\sigma_B^2} \right) - \frac{1}{2} \log \left(1 + \frac{P|h_E|^2}{\sigma_E^2} \right). \quad (15)$$

Стратегия достижения секретности – это передача с полной мощностью P и выбор входных сигналов в соответствии с распределением Гаусса. Этот последний выбор ни в коем случае не очевиден, так как гауссовский ввод максимизирует поток информации к Бобу, но в тоже время и к Еве. Секретная емкость в этом случае оказывается равной разнице между пропускной способностью Шеннона основного канал и пропускной способностью Шеннона подслушивающего канала. Из этого следует, что безопасная связь возможна тогда и только тогда, когда у Боба канал лучше, чем у Евы, в том смысле, что отношение SNR основного канала должно быть больше, чем у Евы, т.е.

$$\frac{|h_B|^2}{\sigma_B^2} > \frac{|h_E|^2}{\sigma_E^2}.$$

В работе Него [18] предлагается теоретико-информационная основа для исследования информационной безопасности в беспроводных каналах с множественными входами и выходами (MIMO). Отправной точкой этого исследования является то, что хорошо спроектированная безопасная линия связи должна иметь низкую вероятность перехвата (LPI) и низкую вероятность обнаружения (LPD) по отношению к несанкционированному перехватчику. Пока-

зано, что дополнительная защита от обнаружения или перехвата может быть достигнута путем пространственно-временного кодирования на нескольких антеннах на передатчике и приемнике. В частности, когда такая информация доступна для передатчика, можно разработать пространственно-временную модуляцию / демодуляцию для использования известных характеристик распространения и помех в канале, доступных для клиента, но не для подслушивателя. Для каналов без памяти это соответствует пространственному (многоканальному) шифрованию и скрытию информации, где информация общего канала играет роль общего закрытого ключа, который можно использовать для разблокировки сообщения.

Системы с MIMO могут значительно улучшить производительность беспроводной передачи, поэтому составляют основу большинства современных беспроводных систем с высокой пропускной способностью. Предполагается, что Алиса, Боб и Ева имеют несколько передающих и приёмных антенн. Когда Алиса передаёт вектор-сигнал X_i , принятые сигналы $Y_{B,i}$ и $Y_{E,i}$ могут быть выражены как

$$Y_{B,i} = H_B X_i + N_{B,i}, \quad Y_{E,i} = H_E X_i + N_{E,i},$$

где H_B и H_E – матрицы, содержащие мультипликативные усиления канала, $N_{B,i}$ и $N_{E,i}$ – независимые аддитивные вектора гауссовского шума сигналов Боба и Евы с нулевым средним.

Заключение

Теоретико-информационные подходы к безопасности распространяются на модели для физических беспроводных каналов. Безопасность на физическом беспроводном уровне является одним из ключевых приложений этих концепций, поскольку сигнал, передаваемый по беспроводной среде, не только принимается его предполагаемым приемником, но также легко перехватывается нелегитимными приемниками. Несовершенство беспроводной среды поможет установить безопасность за счет использования шумного канала.

Сосредоточившись на теоретических моделях и аналитических результатах, ведущие исследователи показывают, как методы, основанные на принципах кодирования источника и канала, могут обеспечить новые способы решения проблем безопасности данных, встроенной безопасности, конфиденциальности и аутентификации в современных информационных системах.

Основная идея теоретико-информационного подхода для безопасной передачи конфиденциальных сообщений (без использования ключа шифрования) законному получателю состоит в том, чтобы использовать собственную случайность физического носителя (включая шумы и колебания канала из-за замирания) и использовать разницу между каналом для законного получателя и каналом для подслушивающего устройства в интересах законного получателя.

Литература

- 1 Liang Y., Poor H.V. and Shamai (Shitz)S. Information Theoretic Security //Foundations and Trends R in Communications and Information Theory. – 2008. – Vol 5, Nos 4-5. – P.355-580.
- 2 Wyner A.D. The wire-tap channel //Bell System Technical Journal. – 1975. –Vol.54. – P.1355-1387.
- 3 CsiszarI. and Korner J. Broadcast channels with confidential messages //IEEE Transactions on Information Theory. – 1978. –Vol. 24. – P.339-348.
- 4 MaurerU.M.Provably secure key distribution based on independent channels //Proc. of the IEEE Information Theory Workshop (ITW), Veldhoven, The Netherlands, June 1990.
- 5 MaurerU.M.Secret-key agreement by public discussion based on common information //IEEE Transactions on Information Theory. – 1993. –Vol.39. – P.733-742.
- 6 Ahlswede R. and Csisza rI. Common randomness in information theory and cryptography. Part I: Secret sharing //IEEE Transactions on Information Theory. – 1993. –Vol.39. –P.1121-1132.
- 7 Diffie W. and Hellman M. New directions in cryptography //IEEE Trans. Inf. Theory. – 1976. –Vol.IT-22, no. 6. – P.644–654.
- 8 Саломая А.Криптография с открытым ключом. –М.: Мир, 1995. – 320 с.
- 9 AsokanN. and GinzboorgP. Key-agreement in ad hoc networks //Computer Communications. – 2000. –Vol.23, no. 17. – P.1627-1637.
- 10 Naga Satish G., Raghavendran Ch.V., Mehar P.T.K., Dr. Suresh Varma P. Secret key cryptographic algorithm //International Journal of Computer Science, Information Technology and Management. – 2012. – Vol.1, No.1-2.
- 11 Pietro R.D., Mancini L.V., and Jajodia S. Efficient and secure keys management for wireless mobile communications //Proc. of the 2nd ACM International Workshop on Principles of Mobile Computing. Toulouse, France, 2002. – 2002. – P.66-73.

- 12 Zhu B., Bao F., Deng R.H., Kankanhalli M.S., and Wang G. Efficient and robust key management for large mobile ad hoc networks //Computer Networks. – 2005. –Vol.48. – P. 657-682.
- 13 Cramer R. and Shoup V., Design and analysis of practical public-key encryption schemes secure against adaptive chosen ciphertext attack //SIAM Journal on Computing. – 2004. –Vol.33, no. 1. – P.167-226.
- 14 Dennis H. and Kiltz E. Secure hybrid encryption from weakened key encapsulation //Proc. of the 27th Annual International Cryptology Conference (CRYPTO). Santa Barbara, CA, USA, August 2007. – 2007. –P.553-571.
- 15 Sayood K. Mathematical Preliminaries for Lossy Coding //in book “Introduction to Data Compression (4th Edition)” – Elsevier, 2012. – P.217-250.
- 16 Massey J.L. An introduction to contemporary cryptology //Proc. IEEE, – 1988. – Vol. 76. – P. 533-549.
- 17 Vincent Poor H. and Schaefer Rafael F. Wireless physical layer security //PNAS. – 2017. – Vol.114 (1). – P.19-26.
- 18 Hero A.O. Secure space-time communication //IEEE Transactions on Information Theory. – 2003. – Vol.49, Iss.12. – P.3235-3249.

References

- 1 Y. Liang, H.V. Poor, and S. Shamai (Shitz), Foundations and Trends R in Communications and Information Theory, 5 (4-5), 355-580 (2008).
- 2 A.D. Wyner, Bell System Technical Journal, 54, 1355-1387 (1975).
- 3 I. Csiszar and J. Korner, IEEE Transactions on Information Theory, 24, 339-348 (1978).
- 4 U.M. Maurer, Provably secure key distribution based on independent channels, in Proc. of the IEEE Information Theory Workshop (ITW), Veldhoven, The Netherlands, June (1990).
- 5 U.M. Maurer, IEEE Trans. on Information Theory, 39, 733-742 (1993).
- 6 R. Ahlswede and I. Csiszar, IEEE Trans. on Information Theory, 39, 1121-1132 (1993).
- 7 W. Diffie and M. Hellman, IEEE Trans. Inf. Theory, IT-22 (6), 644-654 (1976).
- 8 A. Salomaa, Kriptografiya s otkrytymklyuchom, (Moscow, Mir, 1995), 320 s. (in Russ.)
- 9 N. Asokan and P. Ginzboorg, Computer Communications, 23 (17), 1627-1637(2000).
- 10 G.Naga Satish, Ch.V.Raghavendran, P.T.K.Mehar, Dr. P. Suresh Varma, Intern. J. of Computer Science, Information Technology and Management, 1 (1-2) (2012).
- 11 R.D. Pietro, L.V. Mancini, and S. Jajodia, Efficient and secure keys management for wireless mobile communications, in Proc. of the 2nd ACM International Workshop on Principles of Mobile Computing, Toulouse, France, 66-73 (2002).
- 12 B. Zhu, F. Bao, R. H. Deng, M. S. Kankanhalli, and G. Wang, Computer Networks, 48, 657-682 (2005).
- 13 R. Cramer and V. Shoup, SIAM Journal on Computing, 33 (1), 167-226 (2004).
- 14 H. Dennis and E. Kiltz, Secure hybrid encryption from weakened key encapsulation, in Proc. of the 27th Annual Intern. Cryptology Conference (CRYPTO), Santa Barbara, CA, USA, August 2007, 553-571 (2007).
- 15 K.Sayood, Mathematical Preliminaries for Lossy Coding //in book “Introduction to Data Compression (4th Edition) (Elsevier, 2012), 217-250.
- 16 J.L. Massey, An introduction to contemporary cryptology, Proc.IEEE, 76, 533-549 (1988).
- 17 H. Vincent Poor and Rafael F. Schaefer, PNAS, 114(1), 19-26 (2017).
- 18 A.O. Hero, IEEE Transactions on Information Theory, 49 (12), 3235-3249 (2003).

6-бөлім
**ЖОҒАРЫ МЕКТЕПТЕ
ФИЗИКАНЫ ОҚЫТУ ӘДІСТЕМЕСІ**

Section 6
**METHODS OF TEACHING
HIGH SCHOOL PHYSICS**

Раздел 6
**МЕТОДИКА ПРЕПОДАВАНИЯ
ФИЗИКИ В ВЫСШЕЙ ШКОЛЕ**

**Ye.A. Daineko^{1,2*}, M.T. Ipalakova¹, N.T. Duzbaev¹,
D.D. Tsoy¹, A.M. Seytnur¹, A.Ye. Mishina¹, D.K. Zhenisov¹**

¹International University of Information Technologies, Kazakhstan, Almaty

²Institute of Applied Sciences and Information Technologies, Kazakhstan, Almaty,

*e-mail: y.daineko@edu.iitu.kz

USING VR FOR THE VIRTUAL PHYSICS LABORATORY «DETERMINING THE MOMENT OF INERTIA FOR A BALL»

The article discusses the use of virtual reality technology in education. The main goal of the study is to provide students with a convenient, useful and interesting source of knowledge for studying physics. The analysis of the use of various innovative developments in the field of education was conducted. It is shown that virtual reality is a promising tool for educational use, allowing you to create a safe, affordable and flexible environment for studying various processes. While working in virtual reality, a user receives all the necessary information in an unusual, but very visual form. In the article the authors present a software application using virtual reality technology for studying the moment of inertia of a ball. The application is made in the form of laboratory work with the possibility to conduct a virtual experiment. For clarity, the article provides screenshots of the application scenes; the application logic is given in the form of a UML activity diagram. The cross-platform Unity 3D was chosen as the development environment, which implements the principle of WORA (write once, run anywhere). Thanks to this principle, once written application can be built for personal computers, mobile devices, helmets of mixed reality and many other platforms. As a virtual reality device, the Leap Motion controller was used. The application functionality was written in the C # programming language. Graphic models were created using Substance Painter. The developed application can be used by high school students of secondary and specialized schools, students of technical specialties of higher educational institutions, as well as any interested users.

Key words: physics, education, virtual reality, virtual laboratory, unity, C#.

**Е.А. Дайнеко^{1,2*}, М.Т. Ипалакова¹, Н.Т. Дузбаев¹,
Д.Д. Цой¹, А.М. Сейтнур¹, А.Е. Мишина¹, Д.К. Женисов¹**

¹Международный университет информационных технологий, Казахстан, г. Алматы

²Институт прикладных наук и информационных технологий, Казахстан, г. Алматы

*e-mail: y.daineko@edu.iitu.kz

Использование технологии виртуальной реальности для разработки виртуальной физической лаборатории «Изучение момента инерции шара»

В данной статье обсуждается использование технологии виртуальной реальности в образовании. Основная цель исследования – обеспечить студентов удобным, полезным и интересным источником знаний для изучения физики. Был проведен анализ использования различных инновационных разработок в сфере образования. Показано, что виртуальная реальность является перспективным средством для использования в образовательных целях, позволяющим создать безопасную, доступную и гибкую среду для изучения различных процессов. Во время работы в виртуальной реальности пользователь получает всю необходимую информацию в необычной, но очень наглядной форме. Здесь представлено программное приложение с использованием технологии виртуальной реальности для изучения момента инерции шара. Приложение выполнено в виде лабораторной работы с возможностью проведения виртуального эксперимента. Для наглядности представлены скриншоты со сценами приложения, логика приложения приведена в виде UML диаграммы деятельности. В качестве платформы разработки была выбрана кроссплатформенная среда Unity 3D, которая осуществляет принцип работы WORA (writeonce, runanywhere). Благодаря этому принципу единожды написанное приложение может быть собрано для персональных компьютеров, мобильных устройств, шлемов смешанной реальности и многих других платформ. В качестве устройства виртуальной реальности использовался контроллер движения Leap Motion. Функционал приложения был написан на языке программирования C#. Графические модели были созданы с использованием

Substance Painter. Разработанное приложение может быть использовано учениками старших классов средних и специализированных школ, студентами технических специальностей высших учебных заведений, а также любыми заинтересованными пользователями.

Ключевые слова: физика, образование, виртуальная реальность, виртуальная лаборатория, Unity, C#.

Е.А. Дайнеко^{1,2*}, М.Т. Ипалакова¹, Н.Т. Дүзбаев¹,
Д.Д. Цой¹, А.М. Сейтнұр¹, А.Е. Мишина¹, Д.Қ. Жеңісов¹

¹Халықаралық ақпараттық технологиялар университеті, Қазақстан, Алматы қ.

²Қолданбалы ғылымдар және ақпараттық технологиялар институты, Қазақстан, Алматы қ.,

*e-mail: yevgeniyadaineko@gmail.com

«Доптың инерция моментін анықтау» виртуалды физикалық зертханасын құру үшін виртуалды шындық технологиясын пайдалану

Мақалада білім берудегі виртуалды шындық технологиясын қолдану қарастырылады. Зерттеудің негізгі мақсаты студенттерді физика пәнін оқып үйренуге ыңғайлы, пайдалы және қызықты ресурстармен қамтамасыз ету. Білім беру саласында әртүрлі инновациялық әзірлемелерді пайдалануға талдау жүргізілді. Виртуалды шындық әр түрлі үдерістерді зерттеу үшін қауіпсіз, қолжетімді және икемді ортаны құруға мүмкіндік беретін білім беру мақсаттарында қолдану үшін перспективалы құрал болып табылады. Виртуалды шындық кезінде пайдаланушы барлық қажетті ақпаратты ерекше, бірақ өте көрнекі түрде алады. Мақалада шардың инерция моментін зерттеу үшін виртуалды шындық технологиясын қолдану арқылы бағдарламалық қосымша ұсынылған. Бағдарламалық қосымша эксперимент жүргізу мүмкіндігімен зертханалық жұмыс түрінде орындалған. Мақалада көрнекілік үшін қосымша сценарийлері бар скриншоттар ұсынылған, қосымшаның логикасы UML диаграммасы түрінде келтірілген. Әзірлеудің платформасы ретінде WORA (write once, run anywhere) жұмыс принципі жүзеге асыратын Unity 3D кроссплатформлы ортасы таңдалды. Бұл қағидаттың арқасында бір рет жазылған қосымша дербес компьютерлер, мобильді құрылғылар, аралас шындықтағы шлемдер және басқа да көптеген платформалар үшін жиналу мүмкіндігі бар. Виртуалды шындық құрылғысы ретінде Leap Motion қозғалыс контроллері қолданылды. Қолданба функционалы C# программалау тілінде жазылған. Графикалық модельдер Substance Painter арқылы жасалды. Әзірленген қосымшаны орта және мамандандырылған мектептердің жоғары сынып оқушылары, жоғары оқу орындарының техникалық мамандықтарының студенттері, сондай-ақ кез келген мүдделі пайдаланушылар қолдана алады.

Түйін сөздер: физика, білім беру, виртуалды шындық, виртуалды зертхана, Unity, C#.

Introduction

Virtual Reality (VR) [1] is a technology that uses software to reproduce a three-dimensional realistic image of the environment, in which the physical movement of a user is simulated. Using equipment, such as Virtual Reality Glasses, in which headphones, a screen and motion sensors are built in to track user actions, it becomes possible to interact with virtual objects in a virtual environment. Virtual reality technology is widely used in all areas of human activity and, in particular, in education. So, the use of virtual educational resources allows us to solve problems such as the dangers of some experiments, the high cost of laboratory equipment, the inability to simulate some processes in real conditions.

Among the analogues in the field of software development using virtual reality technology for studying physics, the following can be mentioned. In the article [2], the authors talk about the combi-

nation of virtual reality and a virtual laboratory for teaching physics to high school students. As part of the Newton project, they created a virtual scene that allows studying the water cycle in nature. It presents virtual reality with a forest, river and mountain landscape. This allows understanding how the water cycle occurs in the wild. To learn the process, the user must follow the instructions that appear on the screen, available in audio format, as well as in the language of the deaf. This approach allows attracting a wider circle of users, as well as students with disabilities. In order to consolidate the information, the student can study this process, but already in a virtual laboratory. The authors [3] conducted a study on the impact of virtual laboratories on student behavior in the study of physics. It involved 42 students, who were divided into groups of 21 people. One of the groups performed tasks using the virtual laboratory; the second was engaged using real physical equipment. Within 5 weeks, the students of both groups conducted 5 experiments. The results

of the study showed that the use of virtual laboratories has a greater impact on student engagement. The students in the virtual lab also improved their knowledge of the material. Moreover, the most of the students expressed a positive opinion regarding the use of virtual laboratories.

Maroon VR is a virtual laboratory, which is a laboratory room. Two electromagnetic experiments can be carried out in it. Using the HTC Vive helmet, the user can study the behavior and characteristics of electric and magnetic fields [4]. The authors found that users of this approach to the study of the material seemed more interesting, involving, which allowed them to be more focused. In [5], the stages of developing a virtual environment for studying physics are described. Using the application in the lessons allowed improving the methodology of teaching and increasing student' autonomy while working with educational material.

Google Cardboard immerses the user in the world of a virtual laboratory [6]. To get started, the user must put the phone in a helmet. Then, using the interface and the controller connected via Bluetooth, you need to choose the physical movement that the student wants to learn. In [7] the OpenRelativity project was presented. It is implemented using Unity and consists of a library for modifying the shaders built into the game engine. This allows users to demonstrate the world of relativism at an arbitrary speed of light. Learning with the help of such an application, students will be able to familiarize themselves and better understand abstract concepts and topics in the special theory of relativity.

The article by authors from University of Mataram [8] describes the virtual laboratory on electricity complex. Their aim was to create an alternative laboratory set due to limited equipment. The developed laboratory works increased students' engagement and verbal and figural creativity.

Authors of [9] described the virtual laboratory with interactive simulations on biomass for energy generation. It was created for master students of Distributed Renewable Energy. As a result, the authors get a feedback from the students about virtual lab as excellent preparatory tool.

Students of 10th grade in [10] used Circuit Construction Kit by PhET simulations. Authors investigated the effect of virtual working set on students and their understanding of circuits.

In [11] the authors wanted to check the efficiency of the virtual laboratory. They created the laboratory work that helps to understand the heat concept and able to increase cognitive aspect and sub-concept

of heat among students. As a result, those students who worked with a virtual laboratory showed better achievement of conceptual understanding.

The use of modern teaching methods and new ways of interaction between teachers and students leads to the updating of the educational process. The International Information Technology University is one of the participants of the ERASMUS+ project "Kazakh Universities to Foster Quality Assurance Processes in Technology Enhanced Learning" (KUTEL), the purpose of which is to study the experience of foreign partner universities in the field of ensuring the quality of education when using various technologically enhanced educational solutions learning – TEL). Within the framework of the project, TEL training quality criteria are developed and adapted in relation to domestic curricula and disciplines that use modern technological innovations, such as virtual and augmented reality technologies.

Technological basis

Among software developers, it is possible to find plugins, which are integrated into game engines, such as Unity3D and Unreal Engine. They make easier to develop software products using virtual reality technology. The main advantages of game engines are cross-platform, usability, a wide range of tools, graphics, sound, technical support. Among the disadvantages are the following: a limited set of tools, difficulty in use, proprietary versions, and inconvenient interface. To develop a software application, the authors identified for themselves such requirements as the availability of information, ease of use and graphics capabilities. Thus, the choice was made in favor of the Unity3D game engine [12]. The logic of the program is implemented using C# programming language, which is officially supported by Unity [13].

As a virtual reality device, the Leap Motion controller [14] was used, designed to track the movements of hands and fingers in space and can be used for human-computer interaction. The device includes three infrared LEDs and two cameras, and its principle of tracking is stereoscopy (the reflected light from the LEDs is visible from two different points of view, and the distance from the sensor is calculated accordingly). Thanks to the SDK libraries, you can receive information about tracking both hands in the space above the device at a height of 15-60 cm. The library routines can recognize both hands and transmit information about the location of each bone segment.

“Determination of ball’s inertia moment” virtual laboratory work implementation

The authors developed a virtual physical laboratory using virtual reality technology to study the moment of inertia of the ball. The work was taken from the Physics book for 10th grade [15]. The developed application allows studying the laws of mechanics using a physical installation consisting of a tripod, an arc-shaped tray, and balls of various sizes. In order

to start the interaction with the app the user needs to launch it. Then there will be a choice between tutorial and laboratory work itself. In tutorial the user can get acquainted with the elements of user interface and task completion work order. At the start of the scene with a task, the following screen appears (Figure 1).

Successful execution of the task requires knowledge of the rules and task’s order. To do so the user needs to click the button “Description of the task” in the lower left corner of the screen.

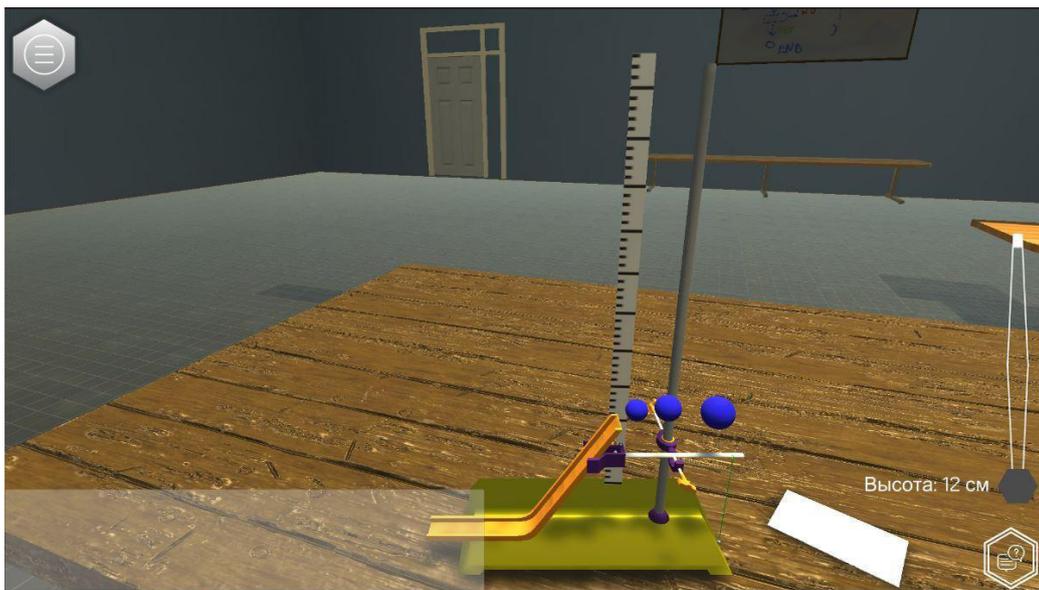


Figure 1 – Installation’s common view

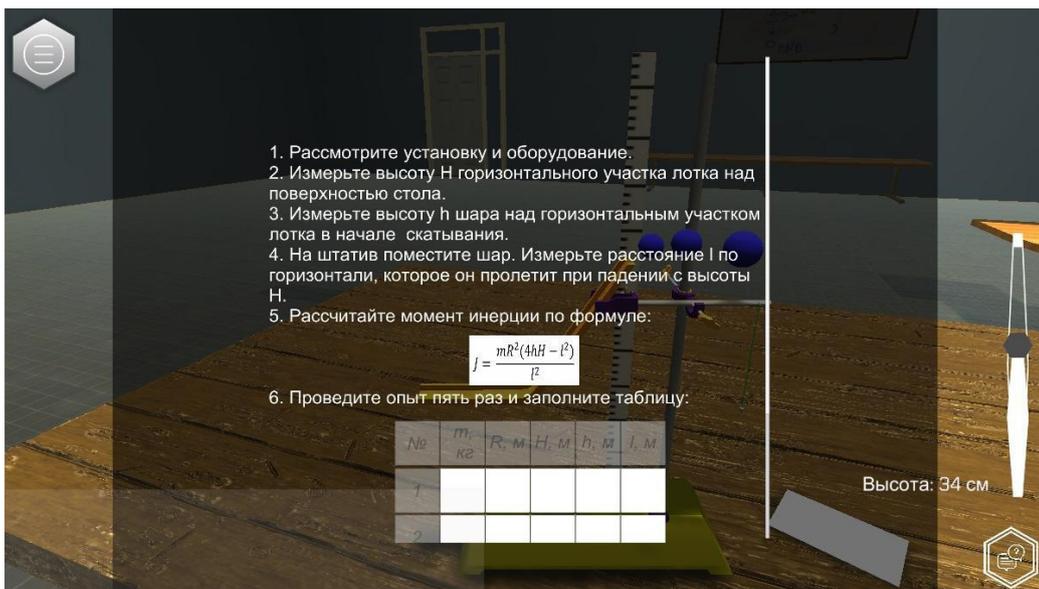


Figure 2 – Description panel with the task

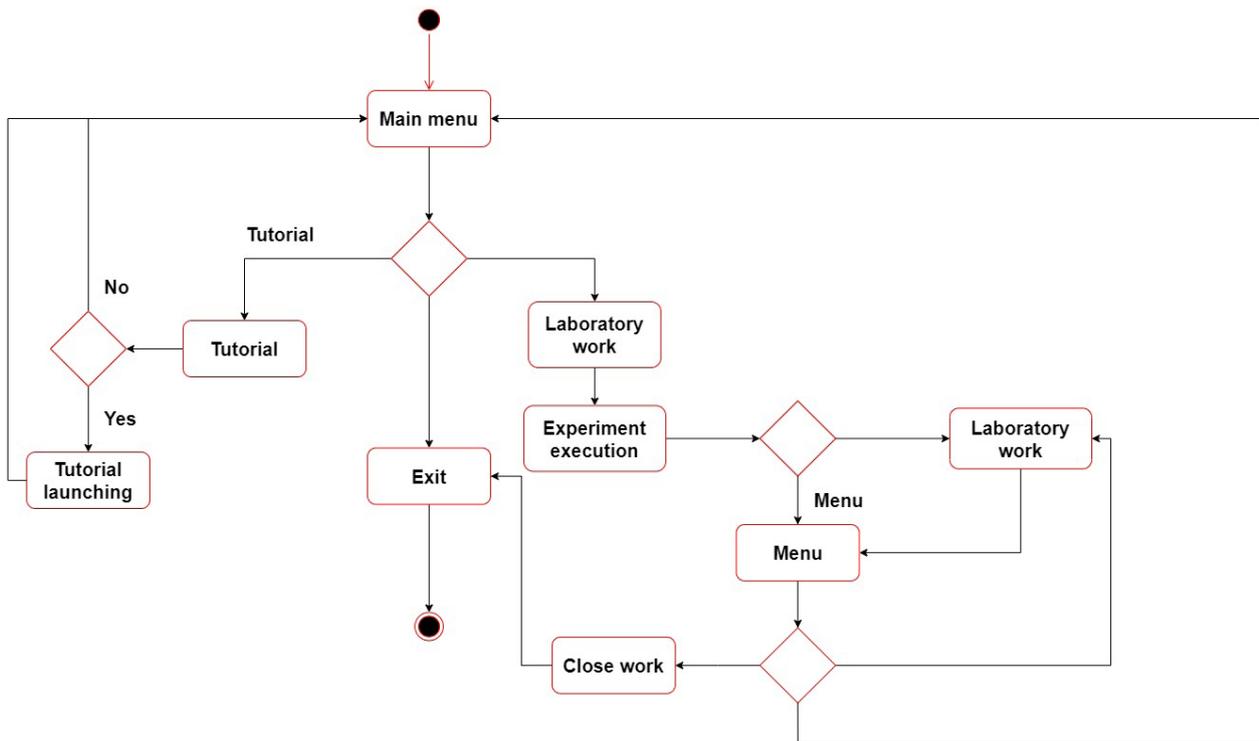


Figure 3 – Activity diagram

According to the Figure 2 the user needs to complete all the steps of the task to finish the laboratory work. The panel with task description also contains the formula that is necessary for calculation of inertia moment. The experiment should be repeated five times and the results must be filled in the table. It will help the user to install dependency of inertia moment value on the changing weight and ball's diameter. In general, the work with the program is described with the activity diagram in the Figure 3.

The formula in the task description panel was obtained using following formulas: kinetic energy of the rotating body and angular velocity. They are given in 1 and 2 equations, where J – moment of inertia, ω – angular velocity.

$$W_{rot} = \frac{J\omega^2}{2}, \quad (1)$$

$$J = \frac{2W_{EP}}{\omega^2}. \quad (2)$$

To find following equations let's have a look at installation in the Figure 4. It is easy to see that at the point A the ball has potential energy mgh . During its falling this energy transforms into kinetic energy of translational motion of the body and kinetic energy of rotational motion. Given that the linear velocity of the center of mass relative to the trench and the linear velocity of the center of mass from the axis of rotation of the points on the surface of the ball relative to the center of mass are equal to each other, we can find the angular velocity. Then, knowing the distance and time of the flight of the ball, we obtain the final formula for finding the moment of inertia of the ball (formula 3).

$$J = \frac{mR^2(4hH - l^2)}{l^2}. \quad (3)$$

As a result, the student, working with the application and virtual installation, receives the same level of knowledge and experience that can be gained after interacting with the real equipment. Thus, we can conclude that such projects are effective and necessary.

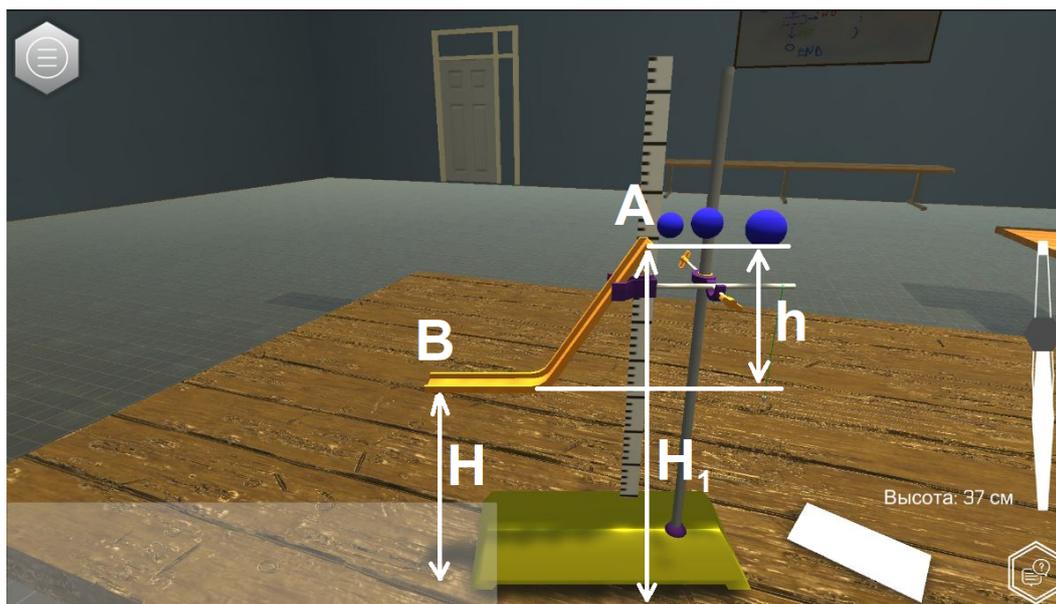


Figure 4 – Lab's installation

Conclusion

Thus, virtual reality technology takes learning to a new level. Virtual reality has the potential to lead students to new discoveries, motivate, encourage and inspire. Students can participate in the learning environment with a sense of presence, be part of the training environment.

This article presents the experiment that allows studying the moment of inertia of the ball in virtual reality. The developed software product allows interacting with virtual objects using the Leap Motion controller, while remaining simple and convenient to use.

Currently, the application is being introduced into the physics course as an additional source of information in secondary schools. Also, the authors are constantly working to expand the list of laboratory works available for carrying out using the developed application.

Acknowledgmentst

This work was financially supported by the Ministry of Education and Science of the Republic of Kazakhstan under the grant research program for 2018-2020, grant No. AP05135692.

References

- 1 Hale, Kelly S., and Kay M. Stanney. Handbook of Virtual Environments: Design, Implementation, and Applications. – Boca Raton: CRC Press, 2017. – 1456 p.
- 2 Bogusevschi D., Muntean C., Muntean G. M. Teaching and learning physics using 3D virtual learning environment: A case study of combined virtual reality and virtual laboratory in secondary school //Society for Information Technology & Teacher Education International Conference. – Association for the Advancement of Computing in Education (AACE), 2019. – P.467-474.
- 3 Yiksoy G., Islek D. The impact of the virtual laboratory on students' attitude in a general physics laboratory //International Journal of Online and Biomedical Engineering (iJOE). – 2017. – Vol. 13(04). – P.20-28.
- 4 Pirker J., Lesjak I., Guehl C. Maroon VR: A room-scale physics laboratory experience // Advances in Engineering Research. – 2018. – Vol. 149. – P.266-271.
- 5 Wang H. Application of Virtual Reality Technology in Physics Experiment Teaching //2018 International Conference on Mechanical, Electronic, Control and Automation Engineering (MECAE 2018). – Atlantis Press, 2018.
- 6 Becerra, D.A.I., Herrera, J.A.Q., Aceituno, R.G.A., Vargas, G.M.P., Zamora, F.G.F., Mango, J.L.H., ... & Chana, J.W.T. Evaluation of a Gamified 3D Virtual Reality System to Enhance the Understanding of Movement in Physics //CSEDU (1). – 2017. – P.395-401.
- 7 Sherin, Z.W., Cheu, R., Tan, P., & Kortemeyer, G. Visualizing relativity: The open relativity project //American Journal of Physics. – 2016. – Vol. 84(5) –P.369-374.

- 8 Gunawan, G., Harjono, A., Sahidu, H., & Herayanti, L. Virtual laboratory of electricity concept to improve prospective physics teachers creativity //Journal Pendidikan Fisika Indonesia. – 2017. – Vol. 13(2). – P.102-111.
- 9 Redel-Macías, M.D., Pinzi, S., Martínez-Jiménez, M.P., Dorado, G., & Dorado, M.P. Virtual laboratory on biomass for energy generation //Journal of Cleaner Production. – 2016. – Vol. 112. – P. 3842-3851.
- 10 Ayoubi Z. The effect of using virtual laboratory on grade 10 students' conceptual understanding and their attitudes towards physics //Journal of Education in Science, Environment and Health. – 2018. – Vol. 4(1). – P.54-68.
- 11 Hermansyah, H., Gunawan, G., Harjono, A., & Adawiyah, R Guided inquiry model with virtual labs to improve students' understanding on heat concept //Journal of Physics: Conference Series. – IOP Publishing, 2019. – Vol. 1153(1). – P.012116.
- 12 Unity 3D, "Company", <<https://unity3d.com/company>> (Accessed 15 February 2020)
- 13 Technologies, Unity. "Creation and Using of Scripts." Unity. <<https://docs.unity3d.com/ru/current/Manual/CreatingAndUsingScripts.html> >(Accessed February 14, 2020)
- 14 Colgan, A. "How Does the Leap Motion Controller Work?" Leap Motion Blog, 9 August 2014, <<http://blog.leapmotion.com/hardware-to-software-how-does-the-leap-motion-controller-work/>> (27 February 2020)
- 15 Krongart B., Kem V., Koishybaev N. Physics: A textbook for 10 grade of the natural-mathematical direction of secondary schools. – Almaty: Mektep. – 2010. – 113 p.

References

- 1 Hale, S. Kelly, and Kay M. Stanney, Handbook of Virtual Environments: Design, Implementation, and Applications, (Boca Raton: CRC Press, (2017), 1456 p.
- 2 D. Bogusevschi, C. Muntean, G.M. Muntean, Society for Information Technology & Teacher Education International Conference – Association for the Advancement of Computing in Education (AACE), 467-474 (2019).
- 3 G. Yiksoy, D. Islek, iJOE, 13(04), 20-28 (2017).
- 4 J. Pirker, I. Lesjak, C. Guetl, Maroon VR., 17th International Conference on Advanced Learning Technologies (ICALT), 482-484 (2017).
- 5 H. Wang, Advances in Engineering Research, 149, 266-271 (2018).
- 6 D.A.I. Becerra, J.A.Q. Herrera, R.G.A. Aceituno, G.M.P. Vargas, F.G.F. Zamora, J.L.H. Mango, J.W.T. Chana, CSEDU, 395-4011 (2017).
- 7 Z.W. Sherin, R. Cheu, P. Tan, G. Kortemeyer, American J.of Physics,84(5), 369-374 (2016).
- 8 G. Gunawan, A. Harjono, H. Sahidu, L. Herayanti, J. Pendidikan Fisika Indonesia,13(2), 102-111 (2017).
- 9 M.D. Redel-Macías, S. Pinzi, M.P. Martínez-Jiménez, G. Dorado, M.P. Dorado, J. of Cleaner Production,112, 3842-3851 (2016).
- 10 Z. Ayoubi, J. of Education in Science, Environment and Health, 4(1), 54-68 (2018).
- 11 H. Hermansyah, G. Gunawan, A. Harjono, R. Adawiyah, J. of Physics: Conference Series, 1153(1), 012116 (2019).
- 12 Unity 3D, "Company", <<https://unity3d.com/company>> (Accessed 15 February 2020)
- 13 Technologies, Unity. "Creation and Using of Scripts." Unity. <<https://docs.unity3d.com/ru/current/Manual/CreatingAndUsingScripts.html> >(Accessed February 14, 2020)
- 14 A. Colgan, "How Does the Leap Motion Controller Work?" Leap Motion Blog, 9 August 2014, <<http://blog.leapmotion.com/hardware-to-software-how-does-the-leap-motion-controller-work/>> (27 February 2020)
- 15 B. Krongart, V. Kem, N. Koishybaev, Physics: A textbook for 10 grade of the natural-mathematical direction of secondary schools, (Almaty: Mektep, 2010), 113 p.

Г.М. Аутова¹, В.В. Казаченок², Қ.М. Мұқашев^{3*} 

¹Абай ат. Қазақ ұлттық педагогикалық университеті, Қазақстан, Алматы қ.

²Беларусь Мемлекеттік университеті, Беларусь, Минск қ.

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

*e-mail: mukashev.kms@gmail.com

ҚОРШАҒАН ӘЛЕМ БЕЙНЕСІНІҢ ТАНЫМДЫҚ КЕЛБЕТІ МЕН ҚАЙШЫЛЫҚТАРЫ ТУРАЛЫ

Ғылымы мен білімі дамымаған қоғамның интеллектуалдық және өндірістік қуаты мешел деңгейде қалып, қауыпсіздігі әрқашанда күмән туғызады. Ол аз болғандай, ғылымның даму дәрежесі әрбір халықтың өркениеті мен мәдениетінің айнасы іспеттес ерекше бір әлем екенін ұмытпаған абзал. Ғылыми-техникалық жетістіктер ХХ-XXI ғасырлар аралығындағы тарихи прогрестің айрықша маңызды көрсеткіштеріне айналуға солай бола тұра, қазіргі кезеңде ғылымға деген екі түрлі көзқарастың бар екені жасырын емес. Бірінші бағыт үшін ғылым қоғамның ең басты құндылығы ретінде саналып, оған үлкен сенім артуымен ерекшеленеді және адамзаттың алдағы уақытта да дамуының доминантты факторы ретінде бағаланады. Екінші бағыттың жақтаушылары қоғамда орын алып отырған жаһандық кеңістіктегі кризистік, экологиялық және әлеуметтік салаларда жіберілген қателіктердің себебі мен салдарын ғылымнан көргісі келеді. Мұндай қателіктерді шешуге ғылымның мүмкіндігі шектеулі деп санау арқылы, ғылымның жетістіктерін адамзат үшін зиянды жағынан көрсетуге тырысады. Бұл көзқарастардың қайсысы дұрыс, қайсысы бұрыс екенін дөп басып айту оңай емес. Себебі әрбір бағыт уәжінің өзіндік объективті негізі бар деп санау қажет. Ғылым әрқашанда кездесетін қарама-қайшылықтарды шешу арқылы дамиды. Сондықтан да ғылымның табыстары қоғамда бір жағынан үлкен сеніммен, үмітпен, оптимизммен қабылданса, екінші жағынан сенімсіздік пен пессимизм туғызуы заңды құбылыс. Қалайда болмасын, жаңа ғасырда да ғылымсыз қоғамның халі мүшкіл екені ешбір күмән туғызбаса керек. Осы мақала көлемінде қарастырылатын мәселер авторлардың дербес көзқарастарынан туындаған пікірлер екенін және айта кету қажет.

Түйін сөздер: ресми ғылым, ішкі қайшылықтар, болжамдар, постулаттар, теориялар, базалық құраушылар, ақтаңдақтар, қоршаған әлем бейнесі.

G.M. Autova¹, V.V. Kazachenok², K.M. Mukashev^{3*}

¹Abay Kazakh National Pedagogical University, Kazakhstan, Almaty

²Belarusian State University, Republic of Belarus, Minsk

³Al-Farabi Kazakh National University, Kazakhstan, Almaty,

*e-mail: mukashev.kms@gmail.com

About the cognitive and contradictions environmental universe

Without science in modern society, its intellectual and industrial power, the security of the state, is impossible. Science has become an important criterion for the civilization and culture of nations. Scientific and technical development is the main trend of historical progress at the turn of the XX-XXI centuries. But the attitude towards science is twofold. The first direction expresses confidence in science. It is recognized as one of the main values of society and the dominant factor in the development of mankind. Proponents of the second direction criticize science for mistakes, see it as the main cause of crisis, environmental and social global problems. They believe that science is limited in its ability to solve the main and acute problems of social development. The roots of both directions have an objective basis. Therefore, today science is perceived in society ambiguously: on the one hand, with trust, hope and optimism, and on the other, with distrust and pessimism. But it is obvious that science cannot do without society in the 21st century. In light of this, the problems discussed and raised within the framework of this work did not arise from scratch and reflect the own views of its authors.

Key words: official science, internal contradictions, hypotheses, postulates, theories, basic components, white spots, the surrounding universe.

Г.М. Аутова¹, В.В. Казаченок², К.М. Мукашев^{3*}

¹Казахский национальный педагогический университет им. Абая, Казахстан, г. Алматы

²Белорусский государственный университет, Республика Беларусь, г. Минск

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

*e-mail: mukashev.kms@gmail.com

О познавательной стороне и противоречиях окружающего мироздания

Без науки в современном обществе невозможна его интеллектуальная и производственная мощь, безопасность государства. Наука стала важным критерием цивилизованности и культурности народов. Научно-техническое развитие составляет главную тенденцию исторического прогресса на рубеже XX—XXI веков. Но отношение к науке сложилось двоякое. Первое направление выражает доверие к науке. Она признается одной из главных ценностей общества и доминантным фактором развития человечества. Странники второго направления критикуют науку за ошибки, видят ее главной причиной кризисных явлений, экологических и социальных глобальных проблем. Они считают, что наука ограничена в своих возможностях решать главные и острые проблемы социального развития. Корни обоих направлений имеют объективную основу. Поэтому и сегодня наука воспринимается в обществе неоднозначно: с одной стороны – с доверием, надеждой и оптимизмом, а с другой – с недоверием и пессимизмом. Но очевидно, что без науки обществу и в XXI веке не обойтись. В свете этого обсуждаемые и поднимаемые в пределах данной работы проблемы возникли не на пустом месте и отражают собственные взгляды ее авторов.

Ключевые слова: официальная наука, внутренние противоречия, гипотезы, постулаты, теории, базовые составляющие, белые пятна, окружающее мироздание.

Кіріспе

Қазіргі кезеңде әлемнің құрылымы туралы абстракциялық-теософиялық көзқарастан бастап іс жүзінде нақтылы дәлелі бар пікірге дейінгі түрлі ойларды кездестіруге болады. Олардың әрқайсысы осы мәселе туралы толыққанды түсінігінің кендігімен, ішкі қайшылықтарының мейлінше аз болуымен және талданатын құбылыс туралы болжамының нақты жағдайда ақиқатқа қаншалықты сәйкес келетіндігімен ажыратылады [1, 2]. Солардың арасында қарастырылатын мәселенің негізгі қағидаларын қаншалықты жоғары дәлдікпен сипаттауымен қоса, мейлінше қарапайым және түсінікті тілмен көпшілікке жеткізе алуымен ерекшеленетін көзқарастардың ең алдымен және кеңінен таралатыны белгілі жағдай. Оларды қолдаушылардың үлесінің көбеюінің өзі бізді қоршаған беймәлім әлем туралы осы бағыттағы пікірлердің кеңеюімен, толықтырылуымен, дәлдігінің жетілуімен және әртүрлі көзқарастардың бірыңғай бір арнаға жинақталып топтасу нәтижесінде жаңа теориялық қағидаға ұласуымен бағаланады. Осылай, көптеген талқылау арқылы сынақтан өткізілген пікірлер мен көзқарастар ғана ресми ғылым дәрежесіне көтеріле алады [3, 4].

Солдай дегенменде, іс жүзінде және нақты жағдайда, қандай салада болмасын, бастапқы топ жарушылардың – ғылымдағы пионерлердің түрлі шектеулердің болуының нәтижесінде

алғашқы ғылыми туындыларды қалыптастыру жолында жете дәлелденбеген түрлі болжамдарға, экстраполяциялар мен постулаттарға жүгінуге мәжбүр болуы да ғажап емес. Ал кемеліне жете қалыптасқан теория жарияланса, оның жақтастары мен ізбасарлары көбейіп, сол мәселенің әртүрлі бағыттарын тереңірек және жан-жақты дамытуға қатынасады, тіпті екінші, үшінші кезекте туындайтын болымсыз, мағынасы мен құндылығы шамалы болжамдарды талдаумен айналысып кетуі де күтілетін құбылыс. Мұндай процестің өзіндік дұрыста, бұрыста та тұстарының болуы заңды нәрсе. Мысалы, жаңа теорияны жасаған топ жарушы авторлардың терең көзқарасының серіктестері мен жақтастарында болмауының нәтижесінде, сол теорияның барлық қағидалары мен тұжырымдарын, соның ішінде олар мейлінше мұқият дайындалған көптеген экспериментке сүйену арқылы қол жеткен нәтижелердің салдарына байланысты туындады, жоқ, әлде тәжірибе жүзінде дәлелдеуге әзірге ешбір мүмкіндік болмағандықтан, бірақ алғашқы қадаммен қайшылыққа бармайтын, логикалық байланысы да жалаң емес болжам түрінде енгізілген, негізгі теорияның бастапқы кезде қалыптасуына кедергі келтірмейтін көзқарастар мен пікірлерді де ақиқаттың соңғы сатысы ретінде қабылдауы жиі кездескен жағдайлар аз болмаған [5, 6].

Уақыт өте келе, бастапқы кездегі қайшылықтар мен болжамдар ұмыт болып, осылай

қалыптасқан теория ғылыми қауым арасында кеңінен тарау нәтижесінде оқулықтарға дейін орналастырылып, сүйекке сіңген, ешкімге бет қаратпайтын классикалық ұғымға айналады. Алдағы уақытта, осы теорияның кейбір қағидаларына, немесе кезінде тек уақытша болжам түрінде кіргізілген постулаттарына болсын, өзіндік көзқарасы бар біреу күмән туғыза қалса, қалған жұршылық оны әлемнің қалыптасуының негізіне балта шабу деп қабылдап, басқаша болуы мүмкін емес абсолют дәрежесіне дейін көтеруі ықтимал [7].

Солай десекте, ғылымның қай саласы болмасын, ғылыми қауым үшін әржерде басымдылық танытып отырған, теориялық тұрғыдан көптен бері ешбір ала-бөтен пікір туғызбаған, бірақ ішкі қайшылықтары толық дәлелденуден алшақ тұрған, жаңсақтығы да жоқ емес, қажет болған жағдайда, жетілдірілген эксперимент қою арқылы кейбір қағидаларды анда-санда сын көзбен қайта қарап тұру артықшылық жасамайды. Әрине, бұл шараның нәтижесінде жаңа теория туындамаса да, ескі теорияның жаңсақ енгізілген қайшылықтарына аз да болса орынды түзетулер кіргізіліп, кей жағдайда негізгі көзқарастар мен оларды логикалық байланыстырушы постулаттар түбегейлі өзгеріске де ұшырауы әбден мүмкін. Бірақ қандай жағдайда болмасын, бұған дейін жоғары дәлдікпен қатесіз орындалған эксперимент нәтижелері темір қазық секілді, теориялық пікірлер мен жаңа көзқарастардың мызғымас тұғыры ретінде қарастырылуы тиіс [8,9].

Осы мәселеге жаңадан көңіл бөлудің мақсаты біз білегін физикалық әлемнің кейбір көмескі тұстарына тереңірек үңілу арқылы бүгінгі күні қалыптасып қалған, шынайы эксперимент арқылы нақты дәлелденген және талдауға ұсынылған құбылыстың мүмкіндік болғанша қайшылықсыз бейнесін келтіруге бағытталып құрылған түрлі болжамдар мен дәйексіз көзқарастарды бір-бірінен ажырату. Сол үшін алдымен қазіргі ғылымға әлемнің ең қарапайым негізгі құраушылары туралы қандай нақты мағлұмат белгілі деген сұраққа жауап іздеп көрейік.

Әлемнің базалық құраушылары

Әрине, бұл жерде әңгіме өмір сүру мерзімі өте қысқа, Хиггс бозондары секілді, айрықша күрделі қондырғыларда, құны өте жоғары эксперименттерге жүгіну нәтижесінде өндірілетін «қарапайым – элементар», немесе экзотика-

лық бөлшектер туралы болуы мүмкін емес. Оларды танып-білу қаншалықты маңызды болғанымен, заттың орнықты күйлерінің ауысуы кезінде туындайтын өткінші процесстер түрінде кездесетін фазалық көріністер болғандықтан, бізді қоршаған материалдық әлемді құраушылар қатарынан табылған емес [10]. Егер өмір сүру мерзімі бойынша талдау жүргізілетін болса, эксперимент нәтижесінде негізгі көрсеткіштері жете-мете анықталған, қоршаған әлемнің барлық келбетін сипаттаушы, әрқашанда орнықты кездесетін тек келесі 5 нысанды ғана атап өтуге болар еді: электрон, протон, нейтрон, нейтрино және фотондар. Әлемдік құрылымның келбетін эксперимент түрінде синтездеу арқылы тұрғызу керек болған жағдайда тек осы құраушыларға сүйенуден басқа жол жоқ. Себебі өмір сүру мерзімдері шексіз аталмыш бес бөлшектің төртеуінің, яғни электрон, протон, нейтрино және фотонның орнықтылығы ешбір күмән туғызбайды. Бүгінгі күнге дейін олардың эксперимент жүзінде басқа құраушыларға ыдыратылғаны туралы ешбір мағлұмат жоқ – олар энергиясын өзгертуі, немесе жойылып кетіп, қайтадан түлеуі мүмкін, бірақ ешқашан өзінің табиғатын жоғалтқан емес. Осы жерде «қарапайым» деп қандай бөлшекті айтуға болады? – деген сұраққа нақты жауап беру де оңай шаруа емес. Бір затты қарапайым деп атау – дер кезіндегі білім мен ғылымның жетілу дәрежесі мен біздің көзқарасымыздың тереңдігіне тікелей байланысты. Бөлшектің ішкі құрылымы туралы қолданыстағы білімнің шектелуіне сәйкес нақты пікір білдіре алмағандықтан, сыртқы көрінісіне қарап, нүктелік мөлшердегі нысан дегеннен басқа ештеңе айта алмасақ, сол бөлшекті қарапайым деуге мәжбүр боламыз [11].

Әрине, бұл жерде нейтрон туралы мәселені жеке қарастыру міндет. Егер нейтрон жеке-дара вакуумдық кеңістікте орналасса, 15 минут ішінде протон мен электронға ыдырап үлгереді. Соған байланысты оны заттың базалық құраушысы ретінде қарастырмауға да болар еді. Бірақ затты дербес нейтрон емес, атом ядросының құрамындағы нейтрон құруға қатысады. Сутегі атомынан басқа, табиғаттағы белгілі элементтердің барлығының ядролары нейтронсыз құрылмайды және ерекше әсер етуші сыртқы факторсыз оның күйі өзгеріске ұшырамақ емес. Сондықтан оны протонмен бірге заттың толыққанды базалық құраушысы міндетінен айыруға ешбір негіз жоқ. Десек те, сутегі атомының бір протон мен бір электроннан құралатынын ескерсек, сол бөлшектерден

тұратын нейтронның одан айырмашылығы неде? – деген сұрақ та жоқ емес.

Базалық құраушылардың өлшемдері

Әзірге осы мәселеге байланысты нақты дәлелденген мағлұмат жоқ десе де болады. Өртүрлі эксперимент нәтижелері мен теориялық болжамдар протонның геометриялық өлшемі 10^{-16} – 10^{-13} м аралығында болуы мүмкін деп бағалайды. Соңғы мағлұматтарға сүйенсек, протонның геометриялық өлшемі $0.84184 \cdot 10^{-15}$ м шамасында болуы ықтимал [12]. Ядроның құрамындағы екі нуклонның – протон мен нейтронның геометриялық өлшемдері Резерфорд тәжірибесінің нәтижесі бойынша (жуық шамамен) өзара тең деп саналады. Соған байланысты заттың жалпы өлшемі мен оны құраушы нуклондардың өлшемдерінің қосындысын есептей отырып табылған атомның геометриялық өлшемі 10^{-10} м екені белгілі болды. Атом құрамындағы екі бөлшектің – электрон мен протонның заряды мен массалары үтірден кейінгі ондаған мағыналы цифрлармен табылса да, олардың геометриялық өлшемдері туралы нақты мағлұмат ресми ғылым тарапынан 10^{-15} м дегеннен аса алмай отыр [13,14]. Бұл шаманың өзі өлшемдердің арасындағы айырмашылық бірнеше есе болуы ғажап емес екендігін білдірсе керек. Дәл осындай анық емес белгісіздік электрон мен протонның геометриялық өлшемдерінің ара қатынасы туралы да жетерлік. Кейбір мағлұматтарға сәйкес, олардың геометриялық пішіндері мен меншікті тығыздықтары бірдей. Мұндай жағдайда массаларының қатынастарын ескеру нәтижесінде табылған сызықтық өлшемдерінің қатынасы шамамен 12:1 екен. Бірақ ресми ғылым тарапынан электронның меншікті тығыздығы протонның меншікті тығыздығынан біршама төмен, ал диаметрлері өзара жақын деп саналады. Энергиялары өзара тең электрон мен протон таралу жолына қойылған бөгет арқылы бірдей жағдайда өткізілетін болса, электрондардың өту мүмкіндігінің жоғары екендігі күмән туғызбайды. Мұның себебін пікірлестері электронның геометриялық өлшемінің протонмен салыстырғанда кіші болуының, соған сәйкес өтімділігінің жоғары болуының нәтижесі деп дәлелдеуге тырысады. Ал егер протонның массасының электронның массасынан қаншалықты үлкен екенін ескерсек, энергиялары өзара тең екі бөлшектің біреуінің, яғни массасы төмен нысанның жылдамдығының соншалықты жоғары болатындығы, ендеше

өтімділігінің де соған сәйкес артық болуы ескерілмейді [15-17].

Тағы да бір ойланатын мәселе – анықталуы қиын осындай элементар ядролық-атомдық бөлшектердің геометриялық өлшемдерін олардың қатысуымен өтетін релятивистік кванттық процестер арқылы да шамалауға мүмкіндік бар екендігінің ескерілмеуі. Соларды негізге алу арқылы протон, электрон секілді бөлшектердің ұзындық өлшемі Комптондық толқын ұзындығы арқылы бағалауға да болады. Комптондық толқын ұзындығының атауы электромагниттік толқын ұзындығының комптондық шашырау кезінде өзгеруіне байланысты берілген:

$$\lambda = \frac{h}{mc},$$

мұндағы h – Планк тұрақтысы; m – бөлшектің массасы; c – жарық жылдамдығы. Электрон үшін осы шама $2.42 \cdot 10^{-12}$ м, ал протон үшін – $1.32 \cdot 10^{-15}$ м. Комптондық толқын ұзындығы кванттық релятивистік процестер басым болып келетін, өрістің кеңістікте әртекті болып қалыптасу масштабын анықтайды. Анықтамалық оқу құралдарында электронның «классикалық радиусы» деген ұғым кіргізілген. Оның шамасы келесі теңдеу арқылы анықталады [18,19]:

$$r_0 = h/(2 m_e c) = 1.2 \cdot 10^{-12} \text{ м.}$$

Бұл шама протонның өлшемінен 10^3 есе үлкен және электронның механикалық өлшемдеріне ешбір қатысы жоқ, бірақ оның диаметрімен балама түрде бағаланатын, де-Бройль толқын ұзындығының жартысына тең. Ал де Бройль толқын ұзындығы жоғарыдағы Комптон толқын ұзындығын анықтауға арналған теңдеудегі жарық жылдамдығын бөлшектің механикалық жылдамдығымен алмастыру арқылы табылатыны белгілі:

$$\lambda = \frac{h}{mv}.$$

Бөлшектің өлшемі туралы бұлардан басқа шамалар да жоқ емес. Мысалы, егер протон мен электронды құрушы заттардың тығыздығы бірдей болса, электронның радиусын шамамен $4.45 \cdot 10^{-17}$ м деп бағалайды. Мұндай жағдайда жауапсыз қала беретін «Ол қандай зат?» деген тағы бір сұрақтың кезегі келетіні сөзсіз.

Дегенменде, біз білетін ресми ғылым «Неге протонның негізгі өлшемін комптондық толқын ұзындығынан ($1.32 \cdot 10^{-15}$ м) әлдеқайда кем шамаға бағалауды ұйғарған?» – десек, оған осы шаманың қалай анықталатынын еске түсіруіміз қажет. Релятивистік кванттық бөлшектің комптондық толқын ұзындығы ешбір сыртқы әсерсіз, дара, «еркін» болу шартына байланысты анықталады. Атом немесе оның ядросы секілді агломерациялық құрылымдарда ешбір бөлшек дара және еркін емес, сондықтан бұл жерде бөлшектердің өзара әсерлесуіне байланысты туындайтын, осы процесті сипаттаушы басқа да өзіндік шамалардың орын алуы ғажап емес [20, 21].

Базалық құраушылардың төртінші мүшесі – фотондар үшін геометриялық өлшем туралы ұғымды, тыныштық күйдегі массасының болмауына байланысты, қолданудың ешбір қыйсыны жоқ секілді. Оның орнына басқа да шамалармен қатар, таралу жолында кездесетін затпен фотонның әсерлесу радиусын сипаттаушы «толқын ұзындығы» деген шама енгізіледі [22].

$$\lambda = hc/\varepsilon.$$

Фотонның энергиясы ε – электромагниттік кванттық сәуле түрінде таралатын қарапайым бөлшектің энергиясы. Фотон – тек қозғалыста ғана өмір сүре алатын, массасы жоқ бөлшек. Классикалық механиканың қағидаларына сәйкес, массасы жоқ бөлшектің механикалық импульсы да, кинетикалық энергиясы да болмауы тиіс. Бірақ ресми ғылым фотон массасы нольге тең болғанына қарамастан, механикалық импульсты тасымалдайды деп есептейді, себебі ашық күндері жарықтың затқа түсіретін қысымының шамасы 0,04 Па екендігін эксперимент жүзінде 1899 ж. П.Н. Лебедев дәлелдеген. Ендеше фотондар меншікті массасы болмаса да, механикалық импульс пен энергияны тасымалдай алады:

$$p = \frac{h\nu}{c} = h/\lambda.$$

Фотонның табиғатындағы бұл парадокс корпускулалық – толқындық дуализм концепциясы тұрғысынан түсіндіріледі.

Әлемнің базалық құраушыларының бесінші мүшесі – нейтриноның геометриялық өлшемі соншалықты кішкене, ресми ғылым оны анықтаудың ешбір мағынасы жоқ деп санайды және өлшемі жоқ нүктеге бағалайды. Егер протонның,

электронның және нейтриноның пішіндері мен заттарының тығыздығы бірдей деуге келетін болса, олардың сызықтық өлшемдерінің қатынастары 1650:135:1 шамада болуы ықтимал [23]. Ал фотондардың өмір сүру мерзіміне ерекше тоқталуға тура келеді. Әдетте, массасы жоқ бөлшектің бұл көрсеткіші туралы сөз қозғамаса да болар еді. Бізге жеткенше миллиардтаған жылдар өтетін квазарлар шығаратын немесе реликтік электромагниттік толқындардың фотондары үшін өмір сүру мерзімін осы уақыт аралығымен бағалауға болады, сондықтан фотондардың өмір сүру мерзімі шексіз, ал табиғаты уақытқа тәуелді емес деп санауға толық негіз бар.

Базалық құраушы бөлшектердің заряды туралы

Осы тұста айта кететін бір – екі жағдай бар. Егер зарядты әлемді құраушы бөлшектердің тек өзіне ғана тән меншікті қасиеті десек, онда зарядты сол бөлшекті құрушы зат ретінде санауға бола ма? Немесе, бөлшектер тек зарядтан тұрады және оның құрамында зарядтан басқа ештеңе жоқ деп тұжырымдау қажет болғаны. Мұндай жағдайда зарядтың табиғатын қалай түсінуге болады? Егер барлық бөлшектердегі зарядтың тегінің бірдей болуын және оның өзі бөлшектің ішкі энергиясына да, оған әсер етуші сыртқы энергияға да тәуелсіз екенін ескерсек, зарядталған бөлшектерді түзуші заттардың бір-бірінен айырмашылығының болмағаны ғой? Жарайды, солай-ақ болсын. Шын мәнінде, зарядталған бөлшектерді түзуші заттардың бір-бірінен айырмашылығы болмаса, геометриялық өлшемдерінде айырмашылығы жоқ протонның массасы электронның массасынан неге 1836 есе артық болуы тиіс? Не себепті екені белгісіз, осы мәселе әлемдік материалдарды құраушы бөлшектер арасындағы қайшылық деп саналмайды және бүгінгі күнге дейін оқу құралдарын былай қойғанда, ешбір ғылыми-зерттеу жұмыстарында өзінің шешімін таппағаны анық [24].

Бөлшектердің заряды туралы мәселе ғылыми қауымның алдында сонау ХХ-ғасырдың басында, Томсон мен Бор заманынан бері қойылып келе жатқаны мәлім. Содан бері электрон мен протонның зарядтарын анықтауға бағытталған жүздеген эксперименттер орындалған болар. Бүгінгі күні ресми ғылым осы екі бөлшектің зарядтары 10^{-20} дәлдікпен өзара тең деген тұжырымға жүгінуде. Әлемдік кеңістіктегі

оң зарядты протондар мен теріс зарядты электрондардың саны мен зарядтарының өзара тең болуы табиғаттағы электр зарядтары симметриясының орнау принципі туралы болжамды (гипотезаны) құруға негіз болса керек. Протон мен электронның зарядтары мен сандары өзара асқан жоғары дәлдікпен тең деген постулатқа жүгінетін болсақ, базалық құраушы бөлшектің бірі – нейтринода заряд болмауы тиіс. Болғанның өзінде оның шамасының мөлшерден тыс аздығы аса жоғары жылдамдықпен қозғалыстағы нейтриноның зарядын анықтауға бүгінгі заман техникалық жабдықтарының ешбір мүмкіндігі жоқ. Сондықтан нейтриноны заряды жоқ, электрлік тұрғыдан нейтрал бөлшек деп санауға толық негіз бар.

Екінші мәселе зарядты ең қарапайым бөлшектің – электронның тасымалдауында. Яғни электронның заряды арқылы электр тогы тасымалданады [25]. Сонда электр – электричество дегеніміз электрон арқылы тасымалданатын физикалық материя болса, электрон деген не? – секілді сұраққа қалай жауап беруге болады? Электрон – электричество деп аталатын физикалық материяның ең қарапайым бөлігі – деп жауап қайтарудың дұрыс болғаныма, әлде электричество физикалық материялар қатарына жатпайма?

Материяның құрылуы және құрамы туралы

Қазіргі заманғы дәстүрлі ғылым кез-келген материя жоғарыда қарастырылған базалық бөлшектердің агрегациясы ретінде құрылады деп санайды. Протондар мен нейтрондар химиялық элементтің ядросын, электрондармен бірігіп заттың барлық қасиеттерін анықтаушы басты құрылым – атомды құрайды. Фотондар атомдар арасындағы энергия алмасуын қамтамасыз етеді. Нейтриноны затпен алмасу мүмкіншілігінің қалыпты жағдайда шектеулі болуына байланысты, макро- және микроәлем арасын байланыстырушы физикалық агент ретінде қарастыру жеткілікті болар. Атомдар өзара бірігіп молекуланы, молекулалар қоршаған ортаны құрушы заттарды түзеді деп санауға болады [26]. Осы түсініктің дәстүрлі ғылымның негізгі қағидасын құрайтыны белгілі. Белгісіз нәрсе – нейтронның электрон мен протонның агрегациясы бола тұрып, бір жағынан ядроның құрамында табиғаты анық емес, ядролық күштердің әсерімен бірігіп шексіз уақыт аралығында орнықты қалыптасуында болса, екінші жағынан дара – дербес күйдегі

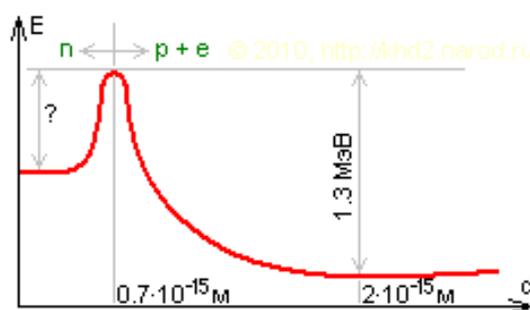
нейтронның 15 минут ішінде зарядтарының таңбасы қарама-қарсы екі бөлшекке – протон мен электронға ыдырап кетуінде. Соған байланысты келесі сұрақтардың орын алуы заңды процесс:

- атом ядросының құрамындағы нейтрон мен ядродан тыс жердегі дара нейтронның табиғатының екі түрлі болғаныма?

- нейтронның ыдырау өнімдерінің зарядтары қарама-қарсы бола тұрып, электростатика заңдарына сәйкес, олар өзара тартылу арқылы мықты байланыстағы құрылымды ұстап тұра алмау себебі неде?

- дара протон мен электронды біріктіру арқылы дара нейтронды құруға бола ма?

Бұл сұрақтарға әзірге ресми ғылымның толыққанды жауап беру мүмкіндігі шектеулі болғандықтан, келесі бір мәселеге тоқтала кету артық болмас. Нейтронның ыдырауы кезінде энергиясы 1.3 МэВ шамасындағы энергия бөлініп шығады екен. Осы энергияға сәйкес келетін кванттың табиғатын $E = h \cdot \nu$ (мұндағы h – Планк тұрақтысы) өрнегі арқылы анықтауға болады: ол жиілігі $\nu = 3.14 \cdot 10^{20}$ Гц, немесе толқын ұзындығы $\lambda = 9.1 \cdot 10^{-13}$ м болатын гамма-сәулесі екен [27]. Оптикалық диапазонда орналасқан жарық сәулесінің энергиясымен салыстырғанда миллион есе артық шама. Бұдан туындайтын бір ғана қорытынды бар: егер протон мен электрон өзара тым жақын орналасатын болса, олардың арасында деңгейі 1,3 МэВ болатын потенциалдық барьер пайда болады (1-сурет). Егер зарядталған бөлшектер осы деңгейден өте алса, олар құрылу дәрежесі жеткілікті берік нейтронға бірігуі мүмкін [28]. Әзірге осы потенциалдық барьердің пайда болу табиғаты да ресми ғылым үшін беймәлім құбылыс. Егер концентрациялары тең протондар мен электрондар плазма тәрізді газды құрайтын болса, олардың өзара бірігіп нейтронды құруы туралы ешқандай ғылыми мағлұмат болған емес. Болғанның өзінде мұндай байланыс тек сутек атомы тәрізді құрылым болуы ықтимал.



1-сурет – Электрон мен протонның әсерлесуіне байланысты туындайтын потенциалдық барьер

Ақ таңлақтар

Бізді оршаған орта мен бүкіл әлемдегі нысандар өз бетінше қалыптасқан дүние емес-олар әрқашанда бір-бірімен үздіксіз әсерлесуде болады. Бұл әсерлесулер қысқа мерзімді импульс түрінде немесе ұзақ мерзімді созылмалы түрде өтуі мүмкін. Әсерлесудің қай түрі болмасын, оған қатысушы нысандар арасында, немесе нысан мен ортаның арасында энергияның өзгерісі және энергиямен алмасу процесі орын алады. Қазіргі ғылымға осы құбылыстың өтуінің үш жолы белгілі: энергияның материалдық дененің сызықты орын ауыстыру арқылы, энергияның материалдық денелерді байланыстырушы ортадағы толқын арқылы және энергияның өрістің көмегімен тасымалдануы. Материалдық дененің, яғни массаның қозғалысы арқылы энергияның тасымалдануы энергиямен алмасу әдісінің ең қарапайым түріне жатады. Мысал ретінде, механика бөлімінде қарастырылатын шарлардың соқтығысуы кезінде қозғалыстағы дененің тыныштықта тұрған денені қозғалысқа келтіруі, немесе үдемелі қозғалыстағы электрондардың экранмен соқтығысуы нәтижесінде жарықтың пайда болуы секілді процестерді келтіруге болады [29].

Энергиямен алмасудың екінші түрі кезінде энергияны таратушы нысан оны қабылдаушы нысанмен тікелей байланыста бола алмағандықтан, энергияны арадағы орта арқылы жеткізуге мәжбүр. Энергия ортаға толқын арқылы жеткізіледі, бірақ одан ортаның энергиясы көбейе бермейді. Ал келген энергияны қабылдаушы нысан сіңіргеннің өзінде ортаның энергиясы төмендемек емес және энергиямен алмасушы нысандар арасында ешбір қозғалыстың болуы да мүмкін емес. Осындай құбылысқа мысал ретінде энергияның электромагниттік толқын арқылы тасымалдануын келтіруге болар еді. Мұндай толқын кез-келген ортада, тіпті абсолют вакуумда тарай береді. Ендеше бұл толқындар неден туындайды, яғни толқындар туындайтын ортадағы зат барма және қандай зат тербеліске ұшырайды? – деген сұрақтың қойылғанына жүз жылдан астам уақыт өтседе, таратушы ортаның қасиеттерінің соған байланысты өзгеруі туралы ешбір мағлұмат жоқ. «Өрістің кернеулігі тербеліске ұшырайды» – деген ұғым ешнәрсені түсіндіре алмақ емес, себебі кернеулік шартты түрде қабылданған шама болғандықтан, оның физикалық мағынасының өзі мүлдем көмескі болып қала беруде [30].

Денелердің өздері туғызатын гравитациялық немесе электрстатикалық өрістер арқылы әсерлесуін де жетілдірілген қағидаға жатқызуға бола қоймас. Себебі осы екі өрістің табиғаты туралы іс жүзінде анықталған нақты пікір әзірге қалыптасқан жоқ. Қазіргі ғылым әсерлесуге қатысатын нысандардың өзара абсолют бос кеңістік арқылы ешбір түйісуіз (контактысыз) байланысқа баруын және әсерлесу күшінің әрекеттесуші шамалардың – массалар мен зарядтардың көбейтіндісіне тура пропорционал, ара қашықтығының квадратына кері пропорционал екендігін мойындаумен ғана шектеледі. Электромагниттік өрістің таралу жылдамдығының жарық жылдамдығына тең екендігі белгілі болғанымен, гравитациялық өріс пен электрстатикалық өрістің нысандармен әрекеттесу жылдамдығы туралы іс жүзінде дәлелденген мағлұмат та жоқ.

Қазіргі заман физикасының қамти алмай жатқан ақ таңлақтарын қысқа мақаланың көлемінде толық атап шығу мүмкін емес. Оларды білу үшін бізге қатысы шамалы квазарлар, пульсарлар немесе кварк-глюондар мен бозондарға жүгінудің қажеті жоқ. Мәселе күнделікті тіршілікте қолданыстағы ұғымдар мен физикалық шамалардың айналасы да таршылық жасамайды. Физикалық құбылыстар мен шамалардың ақиқаты олардың өлшеу бірліктері арқылы анықталады. Халықаралық СИ жүйесінде өлшеу бірліктері негізгі және туынды болып ажыратылатыны белгілі. Негізгі өлшеу бірліктеріне уақыттың, кеңістіктің, массаның, термодинамикалық температураның, ток күші мен жарық күшінің өлшеу бірліктері жатады. Қандай себептерді жетекшілікке алу нәтижесінде өлшеу бірліктері екі топқа бөлінген? Кез-келген нысанның физикалық күйін толық сипаттау үшін аталмыш алты өлшеу бірліктері жеткілікті деп саналады. Туынды өлшеу бірліктері физикалық шамаларды байланыстырушы ғылымға белгілі заңдылықтарға сүйену арқылы қалыптасады, мысалы, энергия кеңістіктің, уақыттың және массаның бірліктері арқылы еркін өрнектеледі. Ал негізгі бірліктердің біреуін екіншілері арқылы тауып алу мүмкін емес – қашықтықты масса арқылы, немесе массаны уақыт арқылы өрнектеудің ешбір қисыны табылмайды, бұл шамалар үш өлшемді кеңістікті бейнелейтін координат остері секілді өзара «перпендикуляр» ұғымдар.

Егер негізгі бірліктердің арасында физикалық мағыналары бойынша бірі екіншісінен туындайтын категориялар табылса, екі

бірліктің біреуі міндетті түрде туынды бірліктердің құрамына ауысуы керек. Сондай категориядағы бірліктерге термодинамикалық температура мен жарық күшін жатқызуға болады. Себебі жарық күші оны өндіруші құрылғының энергиясына, дәлірек айтқанда, қуатына тәуелді шама. Ендеше жарық күшін неге ватт арқылы бағаламаған? – деген сұрақ еріксіз туады. Ол аз болғандай, бұл бірлік толқындардың көзге көрінетін тек оптикалық диапазоны аралығында қолдануға жарамды, өйткені жарық фотондары радиотолқындардан бастап гамма-кванттар кеңістігіндегі тербелістер спектрінің аз ғана бөлігін қамтиды. Мұның себебі адам көзінің жарық сәулесінің энергиясын субъективті сезіну мүмкіндігінде болса керек. Ал электромагниттік тербелістер спектрінің басқа кеңістігі үшін негізгі бағалаушы критерий ретінде тек қуат қолданыс табады, яғни бұл кеңістікте жарық күші деген ұғым өзінің мағынасынан толық айырылады. Солай бола тұра, жарық күшінің өлшеу бірлігінің негізгі бірліктер құрамында қалып отырғанын қалай түсінуге болады?

Өлшеу бірліктерінің екінші категориясы – температура мен энергияның арасында мүлдем қарапайым тәуелділік бар екенін $E = I k T/2$ (мұндағы $i = 3$ – бір атомды, $i = 5$ екі атомды газдар үшін; k – Больцман тұрақтысы), қуат уақыт бірлігі ішіндегі энергия екенін және температура термодинамикалық процеске қатысушы бөлшектердің кинетикалық энергиясының мөлшері екенін, яғни температура мен энергия (куат) физикалық табиғаты жағынан «туысқан» шамалар екенін ескеретін болсақ, температураның орнына энергияны немесе қуатты қолдануға толық негіз бар деп санауға болар. Басқаша айтқанда, екі категорияның біреуінің – жарық күші немесе температураның туынды бірліктер қатарына ауысуы қажет секілді. Дәл осындай жағдайды ток күші мен заряд арасындығы байланыстан да $q=It$ байқау қиын емес, яғни негізгі бірлік ретінде ток күшінің орнына зарядты қабылдауға болар еді ғой. Бірақ энергия да, қуат та негізгі бірліктердің құрамында жоқ. Негізгі бірлік ретінде заттың термодинамикалық күйін сипаттау үшін тек температура қолданыс табады. Осы түсініктерді жетекшілікке алу арқылы температураны өзіндік ерекшелігі бар категория деп қарастыру керек болған шығар. Болмаған жағдайда, термодинамика теориясының даму дәрежесі толық жетілді деп тұжырымдау ертерек болуы ғажап емес.

Қорытынды

Қазіргі кезеңде өзінің пәні, зерттеу бағыты және ғылыми концепциясы анықталған мыңдаған дербес ғылыми құрылымдар бар екендігі мәлім. Әрбір ғылыми құрылымның өзіндік айқындаушы аппараты, теориялық тұжырымдары мен ұстанымдарының жиынтығы, зерттеу жұмыстарының әдіснамасы, ғылыми мамандары, материалдық-техникалық жабдықтары, эксперименталдық-зертханалық базасы және аппараттық жүйесі болуы міндет. Әрбір ғылыми құрылым үшін аталмыш элементтердің маңызы мен құндылығы әртүрлі болуы заңды құбылыс. Қоғамда толыққанды әрекеттерге қатынасатын ғылым көптеген функцияларды атқаруға міндетті. Ғылымның функциясына оған тән бір немесе бірнеше ерекше қасиеттерінің сыртқы көріністерін жақызуға болады. Осы көріністерден ғылымның қоғамдағы тіршілік үшін жүргізілетін әрекеттердің кардиналды мәселелерін шешу қабілетін және қажетті үйлесімді шарттарды ұйымдастыру мүмкіндігін анықтауға болады. Мысалы, ғылым ең алдымен табиғат, қоғам және адамзат туралы білім жиынтығын қордалау нәтижесінде әлемнің ғылыми келбетін құруға қатысады. Сол арқылы ғылымдағы әлемдік және танымдық көзқарас қалыптасады, себебі әлемнің ғылыми келбеті адамзат санасында өздігінен сапалы түрде құрыла бермейді, адамның әлемді пәлсапалық тұрғыдан сезінуі және түйсігі арқылы түсініп қабылдауымен қауышып қалыптасады. Шартты түрде осылай айқындалған кезеңдер үшін ғылыми танымдылықтың өзіндік ерекшеліктерінің болуы да заңды процесс. Солардың маңыздысына ғылыми деректі жатқызуға болады. Ғылыми дерек – кез-келген процестің қолда бар теориялық түсініктеріне сәйкес келе бермейтін, жаңадан жүргізілген зерттеулердің нәтижесінде анықталу ықтималдығы күмән туғызбайтын ақиқат. Байқалған құбылыстар мен нысандардың жаңадан анықталған қасиеттеріне байланысты зерттеу жұмыстарының нәтижелері ғылыми дерек түрінде іргелі немесе қолданбалы ғылым саласының біреуіне жатқызылады және бұдан былай сол саланың басты көрсеткішіне айналады. Осындай ой толғауларына байланысты жоғарыда қарастырылған зарядтардың табиғаты, қарапайым ядролық бөлшектердің геометриялық өлшемдері, электрстатикалық және гравитациялық өрістердің нысандармен әрекеттесу жылдамдықтары, физикалық шамалардың өлшеу бірліктерін тағайындаудағы ішкі

қайшылықтар және басқа да бүгінгі кезеңде өзiнiң шешiмдерiн табады деген пiкiр осы қолданыста жүрген, бiрақ толық дәлелденуден жұмыстың негiзгi идеясы ретiнде ғылыми алшақ тұрған ғылыми деректер алдағы уақытта қауымға ұсынылады.

Әдебиеттер

- 1 Голуб П.Д. Проблемы общей методологии наук. – М.: Наука, 2006. – 235 с.
- 2 Мукатов Л.А. Методология научной деятельности. – М.: Высшая школа, 2002.
- 3 Лоргин А.Н. Методы и формы научного познания. – М.: Логос, 2009.
- 3 Островский Э.В. История и философия науки. – М.: ЮНИТИ, 2007. – 161 с.
- 4 Современная философия науки: хрестоматия. – М.: Логос, 1996. – 400 с.
- 5 Педагогическая энциклопедия. – М.: Логос, 2009. – Т.2.
- 6 Поздняков К.Н. Методика и методология. – М.: Просвещение, 2005.
- 7 Heisenberg W. The nature of elementary particles. In: Blum W., Dürr HP., Rechenberg H. (eds) Scientific Review Papers, Talks, and Books Wissenschaftliche Übersichtsartikel, Vorträge und Bücher. Gesammelte Werke / Collected Works, vol B. Springer, Berlin, Heidelberg. – 1984. – P.917-927.
- 8 Herman Suit, MD, D Phil Proton: The Particle // Physics contribution. – 2013. – Vol.87 (3). – P.555-561.
- 9 Zavada P. Role of gluons and the quark sea in the proton spin // Physics Letters B. – 2015. – Vol.751. – P.525-531.
- 10 Brodsky S.J. Light-Front QCD // arXiv:hep-ph/0412101 – 2004.
- 11 Santacrose L., Botalico L., and Charitos I.A. Greek Medicine Practice at Ancient Rome: The Physician Molecularist Asclepiades // Medicines (Basel). – 2017. – Vol.4(4). – P.92.
- 12 plato.stanford.edu/entries/democritus/ – Democritus. Stanford Encyclopedia of Philosophy.
- 13 plato.stanford.edu/entries/atomism-ancient/ – Ancient Atomism. Stanford Encyclopedia of Philosophy.
- 14 Emery A.E. John Dalton (1766-1844) // J Med Genet. – 1988. – Vol.25(6). – P.422-426.
- 15 Милантьев В.П. История возникновения квантовой механики и развитие представлений об атоме. – М.: Книжный дом «ЛИБРОКОМ», 2009. – 248 с.
- 16 Ферми Э. Лекции по атомной физике. – М.: ИЛ, 1952. – 124 с.
- 17 Фролова Т.Н., Шашурина Т.В. Методология научного познания как основа научного творчества // Вестник Московского университета МВД России. – 2018. – №4. – С.298-301.
- 18 Морозова Н.М. Методология науки как наука о методах познания // Вестник Воронежского института МВД России. – 2014. – №4. – С.120-123.
- 19 Худякова Н.Л. Метод научного познания как основное средство научной деятельности // Вестник Челябинского Гос. университета. – 2017. – №4 (400). – С.69-75.
- 20 Юдин Э.Г. Системный подход и принцип деятельности. – М.: Наука, 1978. – 391 с.
- 21 Кочергин А.Н. Методы и формы познания. – М.: Наука, 1990. – 76 с.
- 22 Краевский В.В. Методология научного исследования. – СПб., 2001. – 146 с.
- 23 Мукашев К.М. Физика медленных позитронов и позитронная спектроскопия. – Алматы, 2011. – 512 с.
- 24 Краевский В.В. Методология педагогического исследования. – Самара: Изд. Сам.ГПИ, 1994. – 165 с.
- 25 Краевский В.В., Полонский В.М. Методология для педагога: теория и практика. – Волгоград: Перемена, 2001. – 323 с.
- 26 Леднев В.С. Содержание общего среднего образования. Проблемы и структура. – М.: Педагогика, 1980. – 264 с.
- 27 Масюкова Н.А. Проектирование в образовании. – Минск: Технопринт, 1999. – 288 с.
- 28 Новиков А.М. Российское образование в новой эпохе. – М.: Эгвес, 2005.
- 29 Горелов А.А. Концепция современного естествознания. – М.: Центр, 2007. – 335 с.

References

- 1 P.D. Golub, Problemy obshchey metodologii nauk, (Moscow, Nauka, 2006), 235 s. (in Russ).
- 2 L.A. Mukatov, Metodologiya nauchnoy deyatel'nosti, (Moscow, Vysshayashkola, 2002). (in Russ).
- 3 A.N. Lorgin, Metody i formy nauchnogopoznaniya, (Moscow, Logos, 2009). (in Russ).
- 4 E.V. Ostrovskiy Istoriya i filosofiya nauki, (Moscow, YUNITI, 2007), 161 s. (in Russ).
- 5 Sovremennayafilosofiyanauki: khrestomatiya, (Moscow, Logos, 1996), 400 s. (in Russ).
- 6 Pedagogicheskayaentsiklopediya, T.2., (Moscow, Logos, 2009). (in Russ).
- 7 K.N. Pozdnyakov Metodika i metodologiya, (Moscow, Prosveshcheniye, 2005). (in Russ).
- 8 W. Heisenberg, The nature of elementary particles. In: Blum W., Dürr HP., Rechenberg H. (eds) Scientific Review Papers, Talks, and Books Wissenschaftliche Übersichtsartikel, Vorträge und Bücher. Gesammelte Werke, Collected Works, (Springer, Berlin, Heidelberg, vol B., 1984), p. 917-927.
- 9 Herman Suit, Physics contribution, 87 (3), 555-561 (2013).
- 10 P. Zavada, Physics Letters B, 751, 525-531 (2015).
- 11 S.J. Brodsky, arXiv:hep-ph/0412101, (2004).

- 12 L.Santacroce, L.Bottalico, and I.A. Charitos, *Medicines (Basel)*, 4(4), 92 (2017).
- 13 plato.stanford.edu/entries/democritus/ – Democritus. *Stanford Encyclopedia of Philosophy*.
- 14 plato.stanford.edu/entries/atomism-ancient/ – Ancient Atomism. *Stanford Encyclopedia of Philosophy*.
- 15 A.E. Emery, *J Med Genet*, 25(6), 422-426 (1988).
- 16 V.P. Milant'yev, *Istoriyavoznikoveniyakvantovoymekhanikiirazvitiyepredstavleniyobatomе*, (Moscow, Knizhnyydom «LI-BROKOM», 2009), 248 c. (in Russ).
- 17 E. Fermi, *Lektsii po atomnoy fizike*, (Moscow, IL, 1952), 124 s. (in Russ).
- 18 T.N. Frolova, T.V. Shashchurina, *Vestnik Moskovskogo universiteta MVD Rossii*, 4, 298-301 (2018).
- 19 N.M. Morozova, *Vestnik Voronezhskogo instituta MVD Rossii*, 4, 120-123 (2014).
- 20 N.L. Khudyakova, *Vestnik Chelyabinskogo Gos. universiteta*, 4 (400), 69-75 (2017).
- 21 E.G. Yudin, *Sistemnyy podkhod printsip deyat'nosti*, (Moscow, Nauka, 1978), 391 s. (in Russ).
- 22 A.N. Kochergin, *Metody i formy poznaniya*, (Moscow, Nauka, 1990), 76 s. (in Russ).
- 23 V.V. Krayevskiy, *Metodologiya nauchnogo issledovaniya*, (S-Pb., 2001), 146 s. (in Russ).
- 24 K.M. Mukashev, *Fizika medlennykh pozitronov i pozitronnaya spektroskopiya*, (Almaty, 2011), 512 s. (in Russ).
- 25 V.V. Krayevskiy, *Metodologiya pedagogicheskogo issledovaniya*, (Samara: Izd. Sam.GPI, 1994), 165 s. (in Russ).
- 26 V.V. Krayevskiy, V.M. Polonskiy, *Metodologiya dlya pedagoga: teoriya i praktika*, (Volgograd, Peremena, 2001), 323 s. (in Russ).
- 27 V.S. Lednev, *Soderzhaniye obshchego srednego obrazovaniya. Problemy i struktura*, (Moscow Pedagogika, 1980), 264 s. (in Russ).
- 28 N.A. Masyukova, *Proyektirovaniye v obrazovanii*, (Minsk, Tekhnoprint, 1999), 288 s. (in Russ).
- 29 A.M. Novikov, *Rossiyskoye obrazovaniye v novoyepokhe*, (Moscow, Egves, 2005). (in Russ).
- 30 A.A. Gorelov, *Kontseptsiya sovremennoy estestvoznaniya*, (Moscow, Tsentr, 2007), 335 s. (in Russ).

МАЗМҰНЫ – CONTENTS – СОДЕРЖАНИЕ

1-бөлім Теориялық физика. Ядро және элементар бөлшектер физикасы. Астрофизика	Section 1 Theoretical Physics. Nuclear and Elementary Particle Physics. Astrophysics	Раздел 1 Теоретическая физика. Физика ядра и элементарных частиц. Астрофизика
<i>Джунушалиев В.Д., Фоломеев В., Дядлева В.В.</i>		
Условия энергодоминантности в центре тороидальной T ² -горловины		4
<i>Иманбаева А.К., Турежанов С.К., Сапарбекова Г.А.</i>		
Сравнительный анализ методов вычисления гравитационной силы частиц при численном моделировании задачи N-тел.....		14
<i>Зазулин Д.М., Кемелжанова С.Е., Эзау П.Д., Сатышев И.</i>		
Применение геометротермодинамики к системе с конечной барионной плотностью, описанной методом голографических дуальностей		22
2-бөлім Плазма физикасы	Section 2 Plasma Physics	Раздел 2 Физика плазмы
<i>Шаленов Е.О., Қосымқызы Ж., Сейсембаева М.М., Машеева М.У., Джумагулов М.Н., Джумагулова К.Н.</i>		
Дифференциальные сечения рассеяния частиц плотной квазиклассической плазмы на основе метода Борна.....		34
3-бөлім Конденсирленген күй физикасы және материалтану проблемалары. Наноғылым	Section 3 Condensed Matter Physics and Materials Science Problems. Nanoscience	Раздел 3 Физика конденсированного состояния и проблемы материаловедения. Нанонаука
<i>Жолдыбаев К.С., Кундызбай Д.К., Аймаганбетов К.П., Шонгалова А.К., Жантуаров С.Р., Онгар И.А., Токмолдин Н.С.</i>		
Исследование и оптимизация оптических и электрических свойств плёнок оксида индия-олова, полученных методом магнетронного напыления при различных потоках кислорода.....		42
<i>Блынский П.А., Аскербекев С.К., Шаймерденов А.А.</i>		
Расчетно-экспериментальное обоснование методики исследований высокотемпературной коррозии прототипов топлива ВТГР		50
<i>Омарова А., Козловский А.Л., Кенжина И.Е., Кадыржанов К.К., Канюков Е.Ю.</i>		
Влияние разности прикладываемых потенциалов на структурные особенности CoCdSe тонких пленок.....		61
4-бөлім Жылу физикасы және теориялық жылу техникасы	Section 4 Thermal Physics and Theoretical Thermal Engineering	Раздел 4 Теплофизика и теоретическая теплотехника
<i>Мессерле В.Е., Устименко А.Б., Ситдииков Ж.Ж., Тастанбеков А.К.</i>		
Плазменная переработка урансодержащих твердых топлив: термодинамический анализ и эксперимент		68
5-бөлім Бейсызық физика. Радиофизика	Section 5 Nonlinearphysics. Radiophysics	Раздел 5 Нелинейная физика. Радиофизика
<i>Амангелдина А.К., Хайрошева К.Б.</i>		
Конфиденциальность данных беспроводных сетей на основе информационно-теоретического подхода		82

6-бөлім
Жоғары мектепте
физиканы оқыту әдістемесі

Section 6
Methods of teaching
high school physics

Раздел 6
Методика преподавания
физики в высшей школе

Daineko Ye.A., Iralakova M.T., Duzbaev N.T., Tsoy D.D., Seytnur A.M., Mishina A.Ye., Zhenisov D.K.
Using VR for the virtual physics laboratory «Determining the moment of inertia for a ball»..... 90

Аутова Г.М., Казаченок В.В., Мұқашев Қ.М.
Қоршаған әлем бейнесінің танымдық келбеті мен қайшылықтары туралы 97