

ҚР БІЛІМ ЖӘНЕ ҒЫЛЫМ МИНИСТРЛІГІ  
ӘЛ-ФАРАБИ АТ. ҚАЗАҚ ҰЛТТЫҚ УНИВЕРСИТЕТІ  
ЭКСПЕРИМЕНТТІК ЖӘНЕ ТЕОРИЯЛЫҚ ФИЗИКА  
ҒЫЛЫМИ-ЗЕРТТЕУ ИНСТИТУТЫ  
АШЫҚ ТҮРДЕГІ ҰЛТТЫҚ НАНОТЕХНОЛОГИЯЛЫҚ  
ЗЕРТХАНА

MINISTRY OF EDUCATION AND SCIENCE RK  
AL-FARABI KAZAKH NATIONAL UNIVERSITY  
SCIENTIFIC RESEARCH INSTITUTE OF EXPERIMENTAL  
AND THEORETICAL PHYSICS  
NATIONAL NANOTECHNOLOGY OPEN LABORATORY

**«ФИЗИКАНЫҢ ЗАМАНАУИ ЖЕТІСТІКТЕРІ ЖӘНЕ  
ІРГЕЛІ ФИЗИКАЛЫҚ БІЛІМ БЕРУ» атты  
9-ші Халықаралық ғылыми конференцияның  
ТЕЗИСТЕР ЖИНАҒЫ  
*12-14 қазан, 2016, Алматы, Қазақстан***

**СБОРНИК ТЕЗИСОВ  
9-ой Международной научной конференции  
«СОВРЕМЕННЫЕ ДОСТИЖЕНИЯ ФИЗИКИ  
И ФУНДАМЕНТАЛЬНОЕ ФИЗИЧЕСКОЕ ОБРАЗОВАНИЕ»  
*12-14 октября, 2016, Алматы, Казахстан***

**BOOK OF ABSTRACTS  
of the 9<sup>th</sup> International Scientific Conference  
«MODERN ACHIEVEMENTS OF PHYSICS AND  
FUNDAMENTAL PHYSICAL EDUCATION»  
*October, 12-14, 2016, Kazakhstan, Almaty***

Алматы  
«Қазақ университеті»  
2016

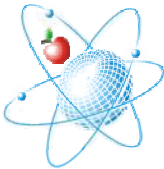
**Редакциялық алқа:**

Рамазанов Т.С., Давлетов А.Е., Лаврищев О.А., Иманбаева А.К., Габдуллин М.Т.,  
Садуев Н.О., Дьячков В.В. (мұқаба дизайны)

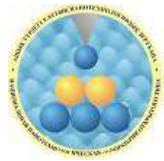
*Авторлық редакциямен жарыққа шығады*



© Қазақ университеті



© Эксперименттік және теориялық физика ғылыми-зерттеу институты



© Ашық түрдегі ұлттық нанотехнологиялық зертхана

**Физиканың** заманауи жетістіктері және іргелі физикалық білім беру: 9-ші Халықаралық ғылыми конференцияның тезистер жинағы (12-14 қазан, 2016, Алматы, Қазақстан). – Алматы: Қазақ университеті, 2016. – 294 б.  
**ISBN 978-601-04-2490-6**

**Современные** достижения физики и фундаментальное физическое образование: сборник тезисов 9-ой Международной научной конференции (12-14 октября, 2016, Алматы, Казахстан). – Алматы: Қазақ университеті, 2016. – 294 с.  
**ISBN 978-601-04-2490-6**

**Modern** achievements of physics and fundamental physical education: Book of abstracts of the 9<sup>th</sup> International Scientific Conference (October, 12-14, 2016, Kazakhstan, Almaty). – Almaty: Kazakh University. 2016. – 294 p.  
**ISBN 978-601-04-2490-6**

**Пленарлық баяндамалар**

**Plenary reports**

---

---

## ЭКСПЕРИМЕНТЫ «ПЛАЗМЕННЫЙ КУЛОНОВСКИЙ КРИСТАЛЛ» В УСЛОВИЯХ МИКРОГРАВИТАЦИИ

Т.С.Рамазанов<sup>1</sup>, Л.Г.Дьячков<sup>1,3</sup>, К.Н.Джумагулова<sup>1</sup>, М.Т. Габдуллин<sup>2</sup>,  
М.К. Досболаев<sup>1,2</sup>, Е.А.Усенов<sup>1,2</sup>, Ж.А.Молдабеков<sup>1</sup>, О.Ф.Петров<sup>3</sup>, М.М.Васильев<sup>3</sup>,  
М.И.Мясников<sup>3</sup>, В.Е. Фортов<sup>3</sup>, С.Ф. Савин<sup>4</sup>, Ж.Ш. Жантаев<sup>5</sup>, А.А. Аимбетов<sup>5</sup>

<sup>1)</sup> НИИЭТФ, КазНУ им. Аль-Фараби, Алматы, Казахстан

<sup>2)</sup> ННЛОТ, КазНУ им. Аль-Фараби, Алматы, Казахстан

<sup>3)</sup> Объединенный Институт Высоких температур РАН, Москва, Россия

<sup>4)</sup> РКК «Энергия», Королев, Московская обл., Россия

<sup>5)</sup> НЦКИТ, КазКосмос, Алматы, Казахстан

В данной работе представлены совместные результаты экспериментов «Кулоновский кристалл» казахстанских и российских учёных, сделанных по Программе полета казахстанского космонавта Айдына Аимбетова на Международной космической станции (МКС) в сентябре 2015 года.

В рамках эксперимента «Кулоновский кристалл» на борту МКС с 2010 года проводятся исследования свойств сильно взаимодействующих пространственно-упорядоченных структур заряженных частиц микронных размеров. В отличие от плазменно-пылевых структур в электрических разрядах, применявшихся с этой целью ранее, предлагаемый метод позволяет формировать устойчивые пространственные структуры заряженных частиц как в неионизованном газе, так и в вакууме. Поэтому экранирование частиц плазмой не происходит и взаимодействие между ними чисто кулоновское, а не дебаевское, как в пылевой плазме. Основная идея заключается в удержании заряженных частиц не электростатическими силами, которые ответственны за взаимодействие между ними. В данном эксперименте применяется магнитная ловушка антипробкотронного типа для диамагнитных частиц, в качестве которых используются частицы графита, обладающего наибольшей диамагнитной восприимчивостью. Проблема организации больших однородных структур заряженных диамагнитных частиц, как и в случае пылевой плазмы, была решена при выполнении экспериментов в условиях микрогравитации на борту космических аппаратов. В 2015 году проведена очередная серия экспериментов на модернизированной установке «Кулоновский кристалл» (рисунок 1), казахстанским космонавтом на борту МКС. По сравнению с ранними экспериментами число частиц графита для формирования кулоновских структур было увеличено на порядок величины, усовершенствована система видеонаблюдений, а зарядка частиц стала возможной до более высокого потенциала. Диаметр графитовых частиц в ампуле порядка 100-400 мкм, Диамагнитная восприимчивость:  $\chi = 3 \cdot 10^{-6} \text{ см}^3/\text{г}$ . Параметры ампулы: диаметр - 52 мм, высота - 40 мм, газ - аргон, давление - 1 атм, диаметр электрода - 200 мкм, напряжение на электродах - 24 В.

Наблюдалось формирование кластера из заряженных и незаряженных частиц, возбуждение и затухание колебаний, а также его разрушение в электрическом поле.

На рисунке 2. представлены видеоснимки ампулы экспериментального стенда «Кулоновский кристалл» во время сеанса на борту МКС. В центре ампулы располагается кулоновский кластер из диамагнитных частиц в магнитном поле пробкотронного типа в условиях микрогравитации: соотношение толщины кластера к диаметру равно 0,5 (А) и 0,3 (Б).

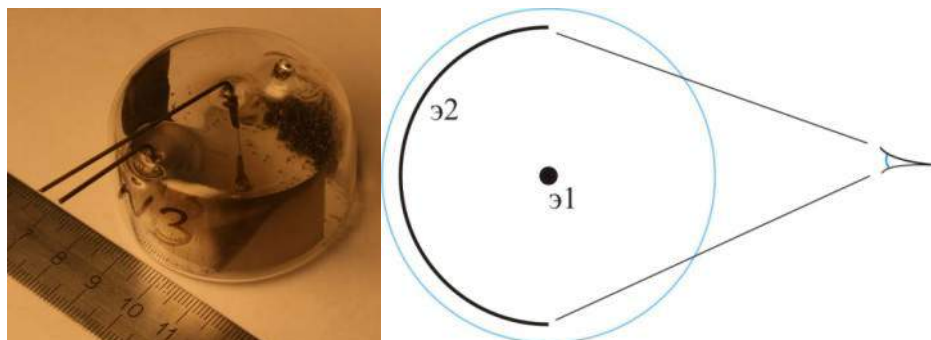


Рисунок 1. а) Ампула с диамагнитными частицами экспериментального стенда «Кулоновский кристалл»; б) схема расположения двух электродов в ампуле.

Целью проведения космического эксперимента «Кулоновский Кристалл» в рамках экспедиции МКС – 45/46 является:

- определение заряда и структурных характеристик кулоновского кристалла;
- исследование транспортных свойств (диффузия, вязкость) систем заряженных частиц;
- анализ динамических свойств заряженных частиц кулоновского кристалла;
- исследование свойств анизотропных структур кулоновского кристалла.

Полученные результаты обработки экспериментальных данных:

- проанализированы движения нейтральных и заряженных диамагнитных частиц в магнитном поле пробкотронного типа.
- выявлено интересное поведение кулоновского кристалла при разных соотношениях электрических и магнитных полей.
- также получен эффект разрушения и «кулоновский взрыв» полученных структур при больших значениях электрического поля.
- на стадии исследования находится также рассеяние диамагнитных частиц и образование анизотропных структур при тепловом и электромагнитом воздействии видимым излучением на кулоновский плазменный кристалл.

В результате будут получены новые научные данные в области фундаментальных физических исследований механизмов образования и создания кулоновских кристаллов (пылевой плазмы) в условиях микрогравитации.

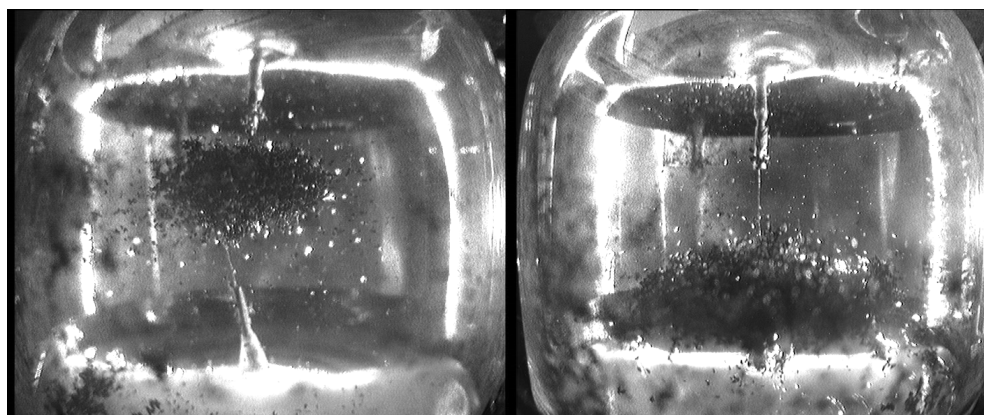


Рисунок 2. Кулоновский кластер из диамагнитных частиц в магнитном поле пробкотронного типа в условиях микрогравитации: соотношение толщины к диаметру равно 0,5 (А) и 0,3 (Б).

## FORMATION, PROPERTIES AND APPLICATIONS OF SILICON NANOPARTICLES

**Victor Yu. Timoshenko**

*Lomonosov Moscow State University, Department of Physics, 119991 Moscow; National Research Nuclear University "MEPhI", 115409 Moscow, Russia*

Silicon nanoparticles (SiNPs) exhibit unique physical properties for optoelectronic and biomedical applications. Recently, SiNPs were extensively investigated for optical diagnostics and phototherapy of cancer as well for applications in therapy modalities, which employ ultrasonic (US) and radio-frequency electromagnetic (RF-EM) irradiations. Nonporous SiNPs with sizes from 2 to 100 nm can be prepared by laser ablation of c-Si targets in gaseous and liquid ambiances. Porous SiNPs with sizes of 10-200 nm can be formed by using mechanical milling of porous silicon (PSi) and silicon nanowires grown by wet chemistry methods. Porous SiNPs fabricated from micro-PSi films are characterized by typical sizes of about 20-200 nm and they consist of Si nanocrystals with sizes of about 2-5 nm. The microporous SiNPs exhibit efficient photoluminescence in the spectral range from 600 to 900 nm and they can act as sensitizers of the generation of singlet oxygen (SO) both in gaseous and liquid environments. *In vitro* studies demonstrate a strong suppression of the proliferation of cancer cells in the presence of photoexcited porous SiNPs and this effect is explained by oxidizing properties of the sensitized SO. Additionally, cancer cells and tumors can be destroyed by hyperthermia induced by photoexcited SiNPs. *In vivo* experiments showed that an injection of SiNPs followed with therapeutic US or RF-EM irradiations of relatively low intensities could significantly suppress the cancer tumor growth due to the hyperthermia sensitized by the nanoparticles. The obtained results demonstrate that Si-based nanomaterials are promising for applications in both medical diagnostics and therapy.

## NONPERTURBATIVE QUANTIZATION A LA HEISENBERG FOR NON-ABELIAN GAUGE THEORIES: TWO-EQUATION APPROXIMATION

**Vladimir Dzhunushaliev**

*Dept. Theor. and Nucl. Phys., KazNU, Almaty, 050040, Kazakhstan  
IETP, Al-Farabi KazNU, Almaty, 050040, Kazakhstan*

In the 1950's, W. Heisenberg has offered the procedure of nonperturbative (NP) quantization for a nonlinear spinor field. His purpose was to obtain all physical properties of electron from the first principles, i.e. from a fundamental equation, which he suggested to be the equation for a nonlinear spinor field. Following this approach, he was able to obtain, to some accuracy, the main properties of electron.

Heisenberg's main idea was to write the operator nonlinear Dirac equation. Then, on multiplying by field operators and performing subsequent quantum averaging, one can obtain an infinite set of equations for all Green functions. In order to make practical use of the infinite set of equations, he proposed to cut off this system of equations to obtain a finite set of equations.

In principle, this idea can be used for any strongly interacting fields. Here we employ this approach for quantum chromodynamics (QCD). Our main goals are:

a) starting from the Yang-Mills operator equation, we write an infinite set of equations for all Green functions;

b) using some assumptions, we truncate this set of equations up to two equations describing gauge fields from the subgroup  $SU(2) \times U(1) \subset SU(3)$  and gluon condensate for gauge fields belonging to the coset  $SU(3)/SU(2) \times U(1)$ ;

c) we apply these two equations to obtain a flux tube solution describing the field distribution between quark and antiquark.

Following Heisenberg, we write the  $SU(N)$  Yang-Mills equations as operator equations

$$D_\nu \hat{F}^{a\mu\nu} = 0$$

How we can solve this equation? Following Heisenberg, we have to write an infinite set of equations for all Green functions

$$\begin{aligned} \langle D_\nu \hat{F}^{A\mu\nu}(x) \rangle &= 0, \\ \langle \hat{A}_{\alpha_1}^{B_1}(x_1) D_\nu \hat{F}^{A\mu\nu}(x) \rangle &= 0, \\ \langle \hat{A}_{\alpha_1}^{B_1}(x_1) \hat{A}_{\alpha_2}^{B_2}(x_2) D_\nu \hat{F}^{A\mu\nu}(x) \rangle &= 0, \\ &\dots = 0, \\ \langle \hat{A}_{\alpha_1}^{B_1}(x_1) \dots \hat{A}_{\alpha_n}^{B_n}(x_n) D_\nu \hat{F}^{A\mu\nu}(x) \rangle &= 0 \\ &= 0 \end{aligned}$$

In practice, we cannot solve this infinite set of equations. We need to cut it off to obtain a *finite* set of equations. Then the solution of the truncated set of these equations will approximately describe the solution of the full system.

After some simplifications we will obtain following equations set

$$\begin{aligned} \tilde{D}_\nu \mathcal{F}^{a\mu\nu} - \left[ (m^2)^{ab\mu\nu} - (\mu^2)^{ab\mu\nu} \right] A_\nu^b &= 0, \\ \square \phi - (m_\phi^2)^{ab\mu\nu} A_\nu^a A_\mu^b \phi - \lambda \phi (M^2 - \phi^2) &= 0 \end{aligned}$$

We seek a flux tube solution in the form

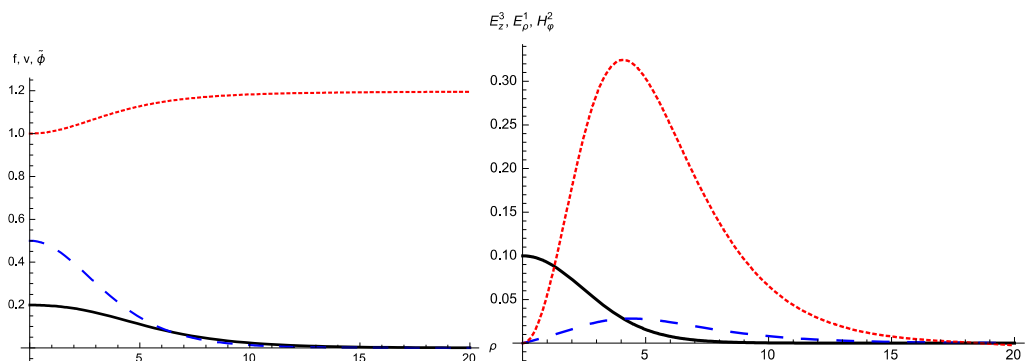
$$A_t^1(\rho) = \frac{f(\rho)}{g}; \quad A_z^2(\rho) = \frac{v(\rho)}{g}; \quad \phi(\rho) = \phi(\rho).$$

Substituting this ansatz into field equations we have

$$\begin{aligned} f'' + \frac{f'}{\rho} &= f (v^2 + m^2 \phi^2 - \mu_1^2), \\ v'' + \frac{v'}{\rho} &= v (-f^2 + m^2 \phi^2 - \mu_2^2), \\ \phi'' + \frac{\phi'}{\rho} &= \phi \left[ \frac{m_\phi^2}{g^2} (-f^2 + v^2) + \lambda (\phi^2 - M^2) \right]. \end{aligned}$$

The physical meaning of the two-equation approximation is to describe physical systems in which one group of degrees of freedom is practically in a classical phase, and the remaining group of degrees of freedom is in a pure quantum phase. In addition, in the first group, we have quantum fluctuations around the mean values. The dispersion of these fluctuations gives rise to the appearance of masses of the corresponding gauge fields. The dispersion of quantum fluctuations in the second group gives rise to the gluon condensate. In fact, this system is a system where classical non-Abelian gauge fields belonging to a subgroup interact with the quantum condensate of gauge

fields belonging to the coset. The most interesting case here can be the case when classical non-Abelian gauge fields are confined by a condensate of quantum gauge fields.



One of the problems in QCD is to show that a flux tube filled with a longitudinal electric field does appear between quark and antiquark. The conventional opinion in this case is that the appearance of the flux tube is the manifestation of the dual Meissner effect -- the pushing out of color electric field from the gluon condensate. We have shown that in our two-equation approximation such a solution does really exist. That means that our approach can actually describe the dual Meissner effect.

Reference

V. Dzhunushaliev, «Nonperturbative quantization a la Heisenberg for non-Abelian gauge theories: two-equation approximation», arXiv:1608.05662 [hep-ph].

## ИЗУЧЕНИЕ ДИНАМИЧЕСКИХ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК КРИОКОНДЕНСАЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЗАКИСИ АЗОТА И ЭТАНОЛА

А. Дробышев<sup>1</sup>, Е. Коршиков<sup>1</sup>, Ю. Стржемечный<sup>2</sup>.

<sup>1</sup>Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan

<sup>2</sup>Texas Christian University, Fort Worth, TX 76129, U.S.A.

С использованием скоростного АЦП изучены динамические характеристики излучения, возникающего при криоконденсации закиси азота и этанола. Температура подложки в ходе конденсации составляла  $T=10$  К, давление газовой фазы  $P=10^{-2}$  Торр. Измерения показали, что время возрастания амплитуды единичной вспышки при криоосаждении закиси азота составило  $0.015 \times 10^{-3}$  секунды, в то время как для криоконденсационного излучения этанола оно равно  $0.3 \times 10^{-3}$ , т.е. почти в 20 раз больше. Мы связываем это с существенным различием в величинах собственных дипольных моментов молекул  $-\mu = 0.097 D$  для закиси азота и  $\mu = 1.68 D$  для этанола.

Измерены энергетические спектры излучения закиси азота и этанола в интервале от 350 нм до 1050 нм. На фоне слабых сигналов обнаружено наличие в спектрах дискретных полос поглощения на 517, 562, 690, 726, 805, 866 нм для закиси азота и 387, 392, 822, 995 и 1019 нм для этанола. Для объяснения полученных результатов мы предлагаем две модели, одна из которых основана на предположении о существовании изомерных состояний молекулы закиси азота. Вторая модель рассматривает возможность процесса поляризации/ деполяризации в кристаллитах образующихся пленок.

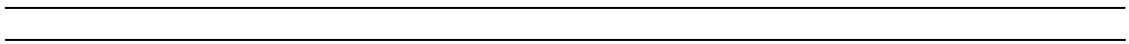


# **1-СЕКЦИЯ**

## **Теориялық және ядролық физика**

# **SECTION 1**

## **Theoretical and Nuclear Physics**



## ИЗМЕРЕНИЕ ЛИНЕЙНЫХ КОЭФФИЦИЕНТОВ ПОГЛОЩЕНИЯ ГАММА-КВАНТОВ НА ПУЧКЕ УСКОРИТЕЛЯ ELEKTA AXESSE

Т.М. Гладких, Н.А.Н. Диаб\*, В.В. Дьячков, А.Л. Шакиров, Ю.А. Зарипова, А.В. Юшков

НИИЭТФ КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан;

\*Каирский университет, Каир, Арабская Республика Египет

Уровень развития современной биофизики требует создания все более совершенных моделей внутриклеточного взаимодействия живой материи – органелл, мембран, ядра, ДНК и РНК. При решении же проблем ядерной медицины, в частности, проблем радиационной повреждаемости клетки и, в особенности, клеточного ядра, содержащего весь аппарат наследственности, актуально привлечение определенного арсенала средств и методов ядерной физики. В частности, необходимы точные значения величин пробега альфа-частиц и коэффициентов линейного поглощения гамма-квантов, практически, для всех элементов менделеевской таблицы. Эти же сведения важны и для других приложений.

Целью настоящего исследования было измерение коэффициентов линейного поглощения гамма-квантов в образцах, содержащих легкие химические элементы и примеси средних тяжелых и тяжелых элементов. В данной работе использование гамма-квантов с энергией 6 МэВ позволило получить полные коэффициенты ослабления, за счет вклада двух основных механизмов: Комптона эффекта и рождения электрон-позитронных пар.

Образцы были изготовлены в Каирском университете (Арабская Республика Египет). В таблице представлен состав исследованных образцов. Геометрически образцы представляют собой цилиндры диаметром 100 мм и высотой 10 мм.

Таблица – Химический состав исследуемых образцов.

Composition Part per hundred (gram)	Samples						
	№ 1	№ 2	№ 3	№ 4	№ 5	№ 6	№ 7
Styrene butadiene rubber (SBR)	2000	2000	2000	2000	2000	2000	2000
Boron carbide (B <sub>4</sub> C)	0	800	800	800	800	800	800
Magnetite (Fe <sub>3</sub> O <sub>4</sub> )	0	800	0	1600	0	2400	0
Barium sulphate (BaSO <sub>4</sub> )	0	0	800	0	1600	0	2400
Carbon black (haf-330)	600	600	600	600	600	600	600
Stearic acid	100	100	100	100	100	100	100
ZnO	100	100	100	100	100	100	100
Paraffin Wax	3200	1600	1600	800	800	0	0
Di-Octyl phthalate (DOP)	200	200	200	200	200	200	200
MBTS	40	40	40	40	40	40	40
PBN	20	20	20	20	20	20	20
Sulphur	40	40	40	40	40	40	40
TMQ	10	10	10	10	10	10	10
density	0.99	1.19	1.26	1.29	1.43	1.72	1.78
dimensions	2cm thickness X 10cm in diameter, as a circle X 20cm length						

Измерения выполнены на электронном ускорителе ElektaAxesse онкологического центра «Сункар» (Алматы). Геометрия эксперимента представлена на рисунке 1. Ускоренные электроны порождали гамма-кванты до энергии 6 МэВ, которые попадали на образцы. Регистрировалась доза гамма-излучения, прошедшая сквозь толщину образцов. На рисунке 2

представлены результаты измерений дозы в зависимости от толщины образца №1 (см. таблицу), где точки – эксперимент, сплошная кривая – теоретический расчет с найденными линейными коэффициентами поглощения  $\mu$ .

Ослабление узкого пучка монохроматического гамма-излучения при прохождении через слой среды толщиной  $x$  и плотностью  $\rho$ , содержащей элементы с атомными номерами  $Z_1, Z_2, \dots, Z_n$ , происходит по экспоненциальному закону

$$I = I_0 e^{-\rho x \sum_i \mu_i c_i},$$

где  $I, I_0$  – интенсивность пучка до и после ослабления;  $c_i$  – концентрация химического элемента в смеси с атомным номером  $Z_i$ ;  $\mu_i = \mu_i(Z_i, E_\gamma)$  – массовый коэффициент ослабления для данного элемента.

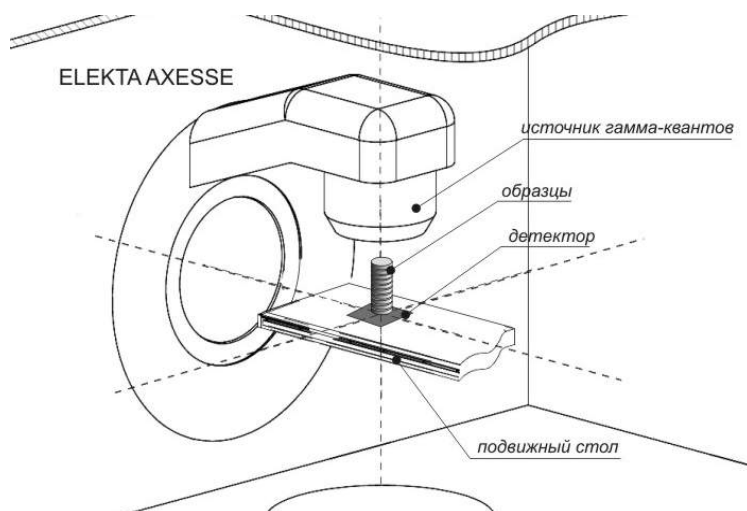


Рисунок 1. Геометрия эксперимента с конверсией электронов в гамма-кванты

В результате измерений были получены суммарные коэффициенты ослабления для различных образцов. Так, для образца №1  $\mu = 0,0585 \text{ см}^{-1}$ .

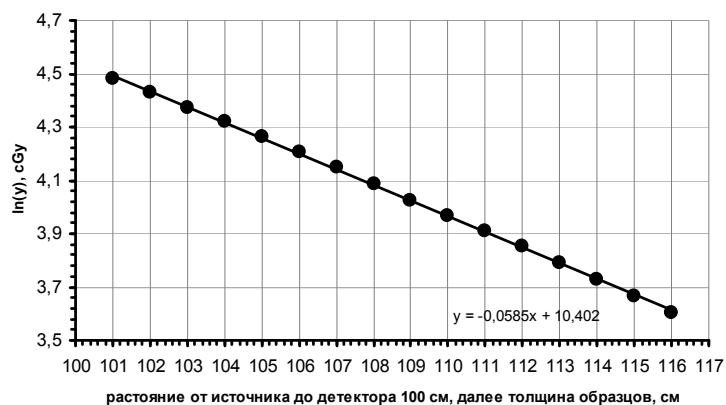


Рисунок 2. Результаты измерений линейных коэффициентов поглощения гамма-квантов на ядерно-медицинских фантомах

Таким образом, полученные суммарные коэффициенты ослабления образцов, содержащих легкие химические элементы и примеси среднетяжелых и тяжелых элементов, позволят получить более точные данные доз для разрушения онкологических образований потенциальных пациентов.

## ГРАВИТАЦИОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЛИТОСФЕРНЫХ ПОДСТРУКТУР И ЗЕМЛИ С ЛУНОЙ КАК ПРЕДВЕСТНИКИ РАЗРУШИТЕЛЬНЫХ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ

В.В. Дьячков, З.М. Бияшева\*, Ю.А. Зарипова, А.Л. Шакиров, А.В. Юшков

НИИЭТФ КазНУ имени аль-Фараби, Алматы, Казахстан

\*Научно-исследовательский институт проблем биологии и биотехнологии, Алматы, РК

Связь между изменением атмосферного радона у поверхности Земли в течение дня и локальной сейсмичностью, впервые было четко показано в работе [1], в которой говорится о существовании зависимости между эманацией радона и землетрясениями на западе Японии. Исследование связи сейсмоактивности и вариаций эманации радона были показаны во многих мировых литературных источниках [2, 3]. Однако, по мнению авторов, в настоящее время вопрос о надежном краткосрочном прогнозировании землетрясений все еще остается открытым. Не всегда удается обнаружить существующие вариации эманации радона как предвестника землетрясения, тем более что искомые предвестники эманации накладываются на известные периодические вариации радона (суточные, сезонные, глобальные). В условиях сейсмоопасных зон и, в частности, в горных районах Казахстана, проблема краткосрочного прогнозирования землетрясений и исследования тектонических процессов является весьма актуальной.

С помощью автоматизированной установки, работающей в режиме «нон-стоп» на основе промышленного прибора РАМОН-АВТ нами обнаружены новые, неизвестные ранее, вариации активности почвенного радона с периодом около 4-х суток. Эти периоды однозначно совпали с периодами и фазами Луны в геометрии  $\pi$  и  $\pi/2$  в системе «Земля-Луна-Солнце», вызывающими соответствующие приливные явления, и, тем самым, усиливающие эманацию почвенного радона. Другим фактором, сопровождающим непрерывные измерения эманации радона, является однозначная корреляция ее с землетрясениями, крупными химическими и ядерными взрывами [3], создающими литосферные встряски и растрескивания почвенных воздушных пор.

Целью настоящей работы явился анализ полученных временных рядов на возможные предвестники крупных землетрясений. На рисунке 1 дан фрагмент временных рядов, измеренных нами, и показывающих признаки наличия искомого предвестников.

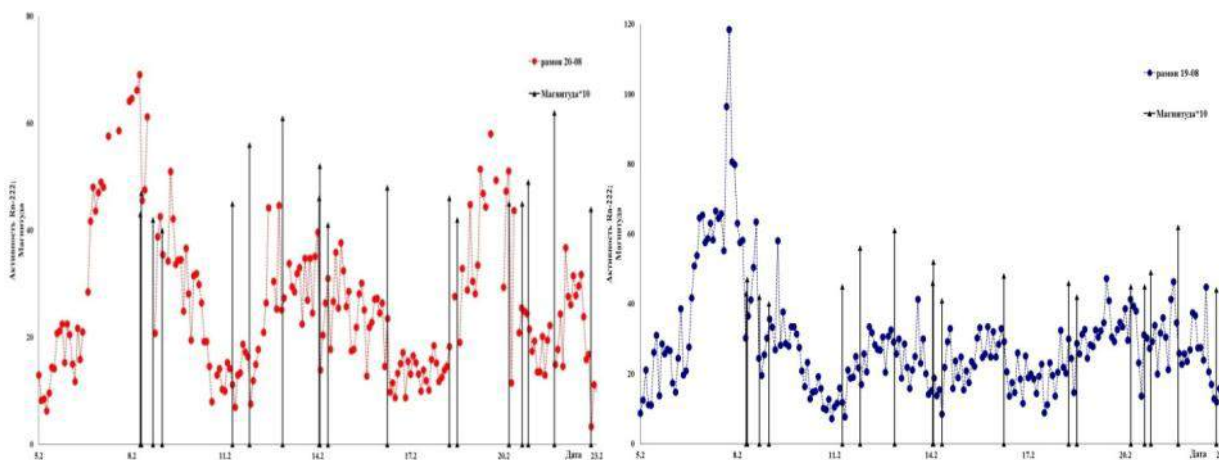


Рисунок 1 – Пример временного ряда эманации радона в корреляции с магнитудами близко расположенных землетрясений

На рисунке 2 даны графики временного ряда эманации радона в сравнении с фазовым пространством  $\Omega = M \cdot \frac{1}{r}$ , где  $M$  – магнитуда,  $r$  – расстояние от эпицентра землетрясения до точки наблюдения, которые уже более наглядно выявляют наличие предвестника в виде факела эманации радона (обозначены цифрами 1, 2, 3, 4, 5).

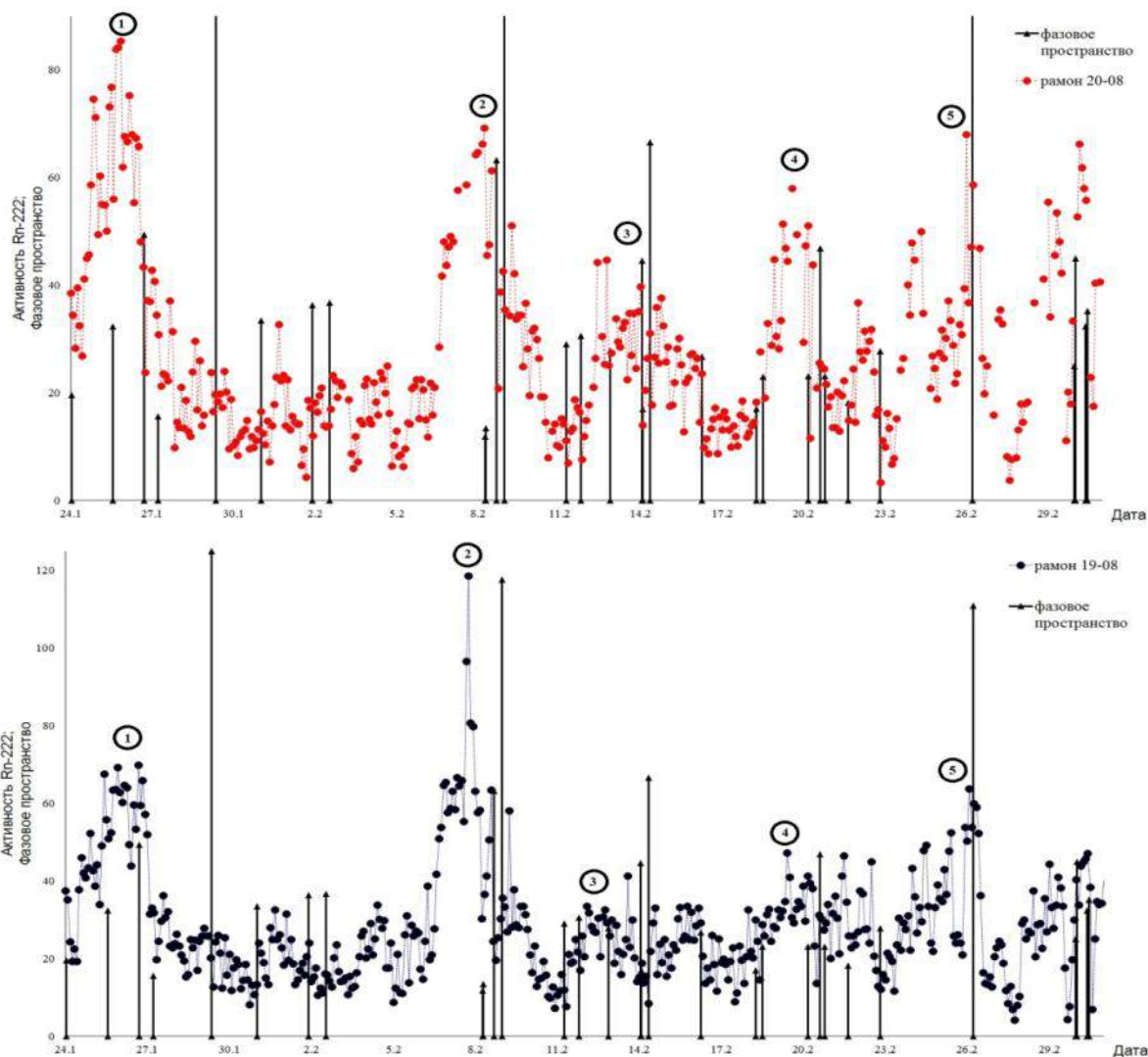


Рисунок 2 – Временные ряды эманации радона, измеренные двумя независимыми автоматическими детекторами, в сравнении с фазовым пространством  $\Omega$  (прямые линии)

Для усиления эффекта авторы настоящей работы предлагают указанную стационарную установку установить на пересечении глобальных тектонических разломов с тем, чтобы с любого азимута установка могла уверенно регистрировать предвестники. В алматинском регионе таких пересечений можно отметить два:

а) на пересечении улиц Толе би – Саина; б) микрорайон Калкаман.

Установка должна быть заглублена в почву на глубину не менее 1 м и надежно защищена от атмосферных осадков и грунтовых вод, а также от несанкционированного доступа. Автоматические сигналы могут поступать в директивные органы и в специализированную лабораторию КазНУ им. аль-Фараби для научного анализа и подтверждения объективности наступления крупного сейсмического события.

Данная работа выполнена в рамках реализации гранта №0115PK00285 (ГФ-4) «Исследование радоновой онкоопасности населения путем измерений вертикальной, горизонталь-

ной и временной топологии эманации и ее аккумулярования в биологических объектах» выполняемого в лаборатории молекулярной генетики НИИ «Проблем биологии и биотехнологии» КазНУ им. аль-Фараби.

#### Литература

1. Okada S. Time variation of the atmospheric radon content near ground surface with relation to some geophysical phenomena, University of Kyoto // Memoir of College of Science. – 1956. – V. 28. – P. 99-115.
2. Outkin V.I., Yurkov A.K., Kridashev S.V. Dynamics of radon concentration in soil for predicting earthquakes. Proc. Third Eurosymposium on Protection against radon, Liege, 10-11 May 2001. – P. 137-141.
3. Севостьянов В.Н. Проблема радонобезопасности в Казахстане. – Алматы.: КазгосИНТИ. – 2004. – 212 с.

## EXTENDED OBJECTS CREATED BY DARK ENERGY

**V.Dzhunushaliev, A.Urazalina**

*IETP, Al-Farabi KazNU, Almaty, 050040, Kazakhstan*

*Dept. Theor. and Nucl. Phys., KazNU, Almaty, 050040, Kazakhstan*

In this work we investigate localized and extended objects for gravitating, self-interacting phantom fields. This study covers phantom balls, traversable wormholes, phantom cosmic strings, and phantom domain walls supported by phantom fields. These four systems are solved numerically and we try to draw out general, interesting features in each case. In each of the four systems we find regions of the parameters where there is a balancing between the tendency of gravity to collapse the system and the tendency of the phantom fields to disperse the system.

The current astronomical and cosmological observations indicate that the Universe is in an epoch of accelerated expansion. The source of this acceleration, dubbed dark energy, is now under active investigation. One of the distinctive properties of dark energy is its large negative pressure, which is comparable in magnitude with its energy density.

We choose the Lagrangian for the two gravitating phantom scalar fields:

$$L = -\frac{R}{16\pi G} - \left[ \frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi + \frac{1}{2} \partial_\mu \chi \partial^\mu \chi - V(\phi, \chi) \right].$$

One can obtain the following complete system of the Einstein and scalar field equations for a phantom traversable wormhole:

$$\begin{aligned} \frac{A''}{A} - \frac{1}{2} \left( \frac{A'}{A} \right)^2 - \frac{1}{2} \frac{A' B'}{A B} &= \phi'^2 + \chi'^2, \\ \frac{A''}{A} + \frac{1}{2} \frac{A' B'}{A B} - \frac{1}{2} \left( \frac{A'}{A} \right)^2 - \frac{1}{2} \left( \frac{B'}{B} \right)^2 + \frac{B''}{B} &= 2 \left[ \frac{1}{2} (\phi'^2 + \chi'^2) + V \right], \\ \frac{1}{4} \left( \frac{A'}{A} \right)^2 - \frac{1}{A} + \frac{1}{2} \frac{A' B'}{A B} &= -\frac{1}{2} (\phi'^2 + \chi'^2) + V, \end{aligned}$$

$$\phi'' + \left(\frac{A'}{A} + \frac{1}{2} \frac{B'}{B}\right) \phi' = \phi[2\chi^2 + \lambda_1(\phi^2 - m_1^2)],$$

$$\chi'' + \left(\frac{A'}{A} + \frac{1}{2} \frac{B'}{B}\right) \chi' = \chi[2\phi^2 + \lambda_2(\chi^2 - m_2^2)].$$

The results of numerical calculations for the phantom wormhole are given in Figs. 1-6.

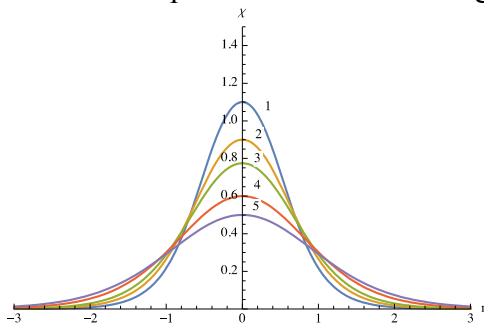


FIG. 1: The behavior of the scalar field  $\chi(r)$  for the traversable wormhole.

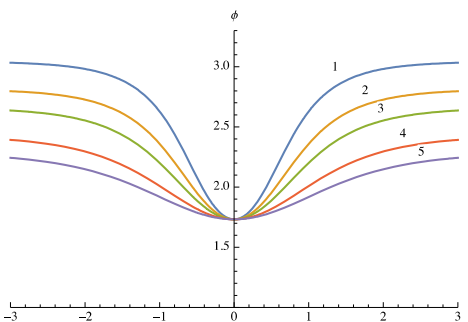


FIG. 2: The behavior of the scalar field  $\phi(r)$  for the traversable wormhole.

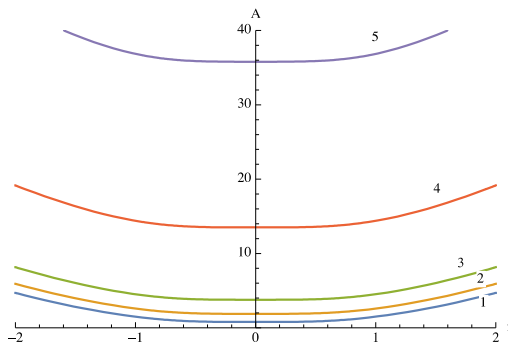


FIG. 3: The metric function  $A(r)$  for the traversable wormhole.

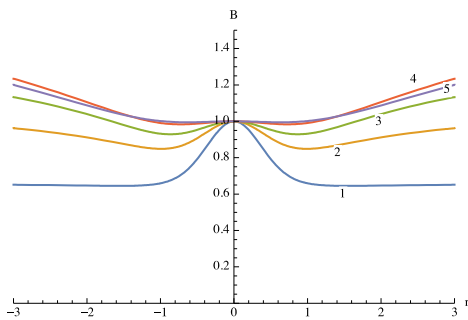


FIG. 4: The metric function  $B(r)$  for the traversable wormhole.

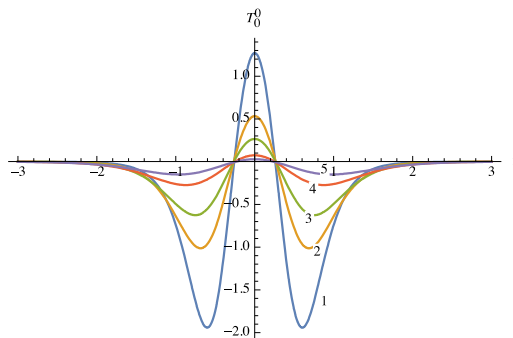


FIG. 5: The energy densities distributions for the traversable wormhole.

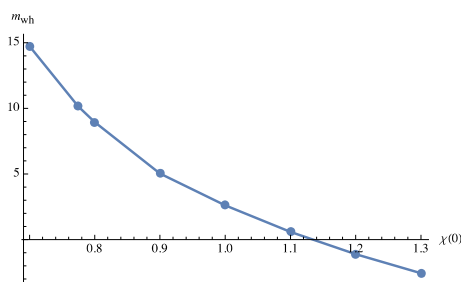


FIG. 6: Wormhole mass as a function of  $\chi(0) = 0.7, 0.8, 0.9, 1.0, 1.1, 1.2, 1.3$ .

*This work was supported by Grant  $\Phi$ -0755 in fundamental research in natural sciences by the MES of RK.*

#### Reference

1. V. Dzhunushaliev, V. Folomeev, A. Makhmudov, A. Urazalina, D. Singleton and J. Scott, Phys. Rev. D 94, 024004 (2016).

## ЭНЕРГИЯ СВЯЗИ «ЧЕРНЫХ ДЫР» В МИКРО-, МАКРО- И МЕГАМИРЕ

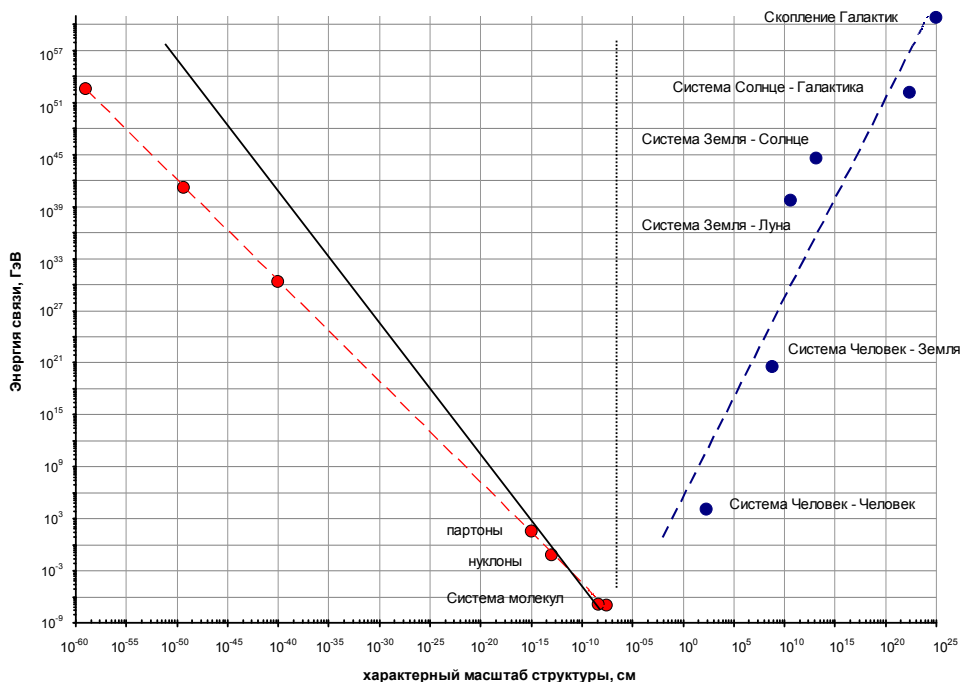
**В.В. Дьячков, Ю.А. Зарипова, А.В. Юшков**

*НИИЭТФ КазНУ имени аль-Фараби, Алматы, Казахстан*

О «черных дырах» известно достоверно только то, что они интенсивно поглощают материю, ничего при этом не излучая. Подобными же свойствами наделена модель «черного ядра» Ахиезера-Померанчука, с той только разницей, что полностью поглощая налетающие частицы, ядро переходит в определенное возбужденное коллективное состояние. Это означает, что данная модель черного ядра обеспечивает наличие в ядре коллективных возбужденных состояний – колебаний и вращений. Рассмотрим проблему на языке энергий связи составных частей определенной системы с самой системой.

В работе [1] был открыт закон Дьячкова-Юшкова, связывающий энергию связи микро-частиц с их размерами. Здесь мы расширяем рассмотрение от микромира к мегамиру – от ядерных черных микродыр до галактических мега черных дыр. Соответствующий график нетрудно построить (рис.1), исходя из факта о преобладающем гравитационном взаимодействии во Вселенной.





Пунктирные линии – теоретическое описание микро и мега миров; вертикальная точечная линия – ось симметрии гравитационных и электромагнитных сил; сплошная линия – предполагаемый тренд роста энергий связи в микромире исходя из симметрии миров.

Рисунок 1. Зависимость энергии связи в системах микро-, макро и мега миров

Из рисунка видна удивительная симметрия взаимодействия в этих, казалось бы, несовместимых мирах.

Данная симметрия энергий связи позволяет провести некоторую аналогию между микро и мега черными дырами. А поскольку экспериментально мега черные дыры все еще недоступны, то их свойства возможно изучить на свойствах микромира – на свойствах атомных ядер. Это, в первую очередь, наличие сильного поглощения, которое влечет за собой обязательность неупругих свойств мега черных дыр и соответствующих квантованных их коллективных состояний.

Таким образом, в первую очередь, необходимо рассмотреть вращательные и колебательные свойства мега черных дыр и квантовых переходов между ними. При переходах с одного уровня черной дыры (из возбужденного уровня) на другой обязано быть соответствующее излучение. Следуя обнаруженной нами симметрии можно предложить некий полуэмпирический расчет длины волны такого излучения и построить соответствующие приборы для его улавливания. Так, в первом приближении, это будет длина волны порядка  $10^{+13}$  см.

Идентификацию колебательных и вращательных мега черных дыр возможно установить по вековым возмущениям топологии звезд в данной галактике. Если звезды вокруг мега черной дыры изменяют свое положение по радиусу, значит мега черная дыра сферическая и имеет колебательный спектр возмущений. Если же положение звезд изменяется по азимуту, следовательно мега черная дыра деформирована и имеет вращательный, увлекающий во вращательное движение всю галактику, спектр возмущений.

#### Литература

1. Дьячков В.В., Юшков А.В. Системно-структурный закон микромира // Известия НАН РК, серия физико-математическая, Алматы, март-апрель 2013, 2(288), с. 130-133.

## СИСТЕМАТИКА УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ СЕЧЕНИЙ РАССЕЙЯНИЯ АЛЬФА-ЧАСТИЦ И ДЕЙТРОНОВ НА МУЛЬТИКЛАСТЕРАХ

Ю.А. Зарипова

НИИЭТФ КазНУ имени аль-Фараби, Алматы, Казахстан

Разработанная ранее кинематическая методика обнаружения и количественного измерения квадратов ширин мультикластеров в ядра-матрицах [1] требует знания угловых распределений дифференциальных сечений рассеяния не только на ядрах-матрицах, но и на свободных легких ядрах, являющихся в ядрах-матрицах потенциальными мультикластерами. Целью настоящей работы является сбор, обобщение и систематизация имеющихся в мировой литературе и базах ядерных данных угловых распределений дифференциальных сечений упругого рассеяния  $\alpha$ -частиц и дейтронов на легчайших и легких изотопах, потенциально могущих являться мультикластерами в более тяжелых ядрах-матрицах.

На рисунке 1 дан пример такой систематизации в зависимости от энергии налетающих частиц. Видно, что при увеличении энергии при определенных значениях происходит смена механизмов взаимодействия. Отчетливо это можно увидеть на рисунке 1 при взаимодействии  $\alpha$ -частицы с ядром гелия.

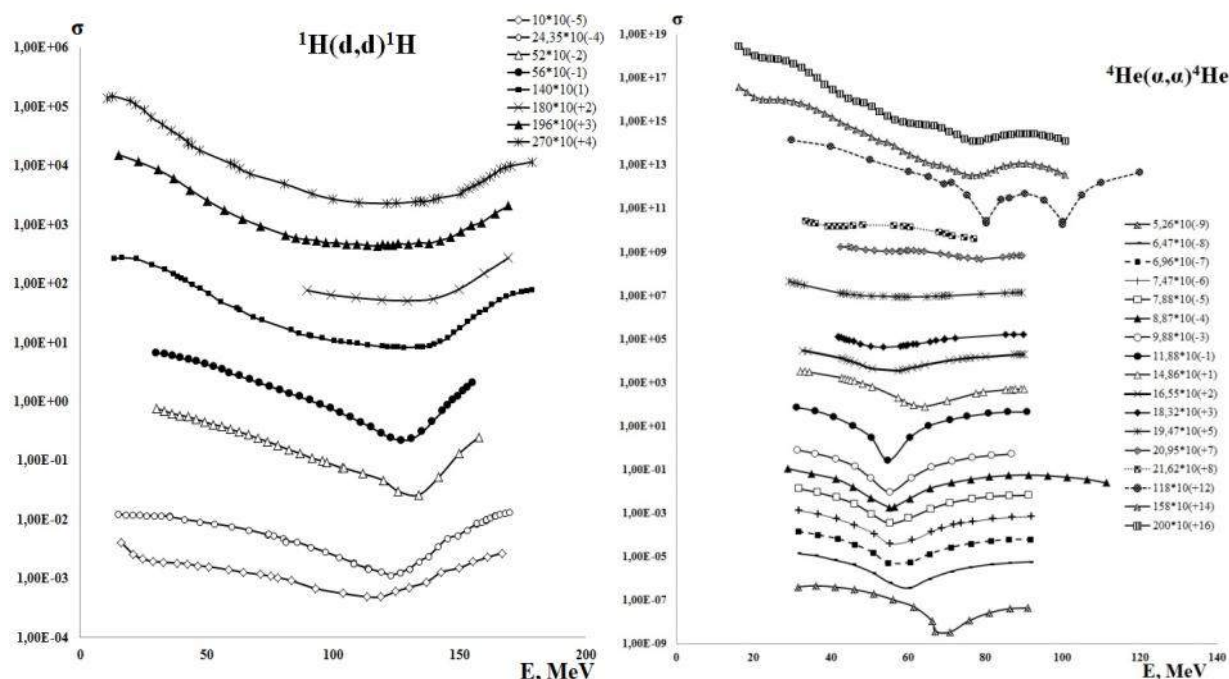


Рисунок 1 – Пример систематизации мировых данных [2] по дифференциальным сечениям на мультикластерах

Вторым этапом работы явилось теоретическое описание систематизированных экспериментальных угловых распределений в рамках S-матричного подхода Гейзенберга. В квантовой механике, в рамках данного подхода, существует единственное строгое выражение относительно упругого рассеяния в виде разложения амплитуды рассеяния по парциальным волнам.

Единственной, не вытекающей из первопринципов, проблемой является адекватное эмпирическое представление S-матричных элементов в зависимости от орбитального углового момента. Данная проблема решалась нами в виде ферми-ступеньки для реальной части S-

матрицы и в форме колоколообразной функции (поглощение поверхностью ядра) для мнимой части.

Подгонки теории к эксперименту осуществлялись по методике [3]. Пример зависимости оптимальных параметров S-матрицы от энергии налетающих частиц дан на рисунке 2.

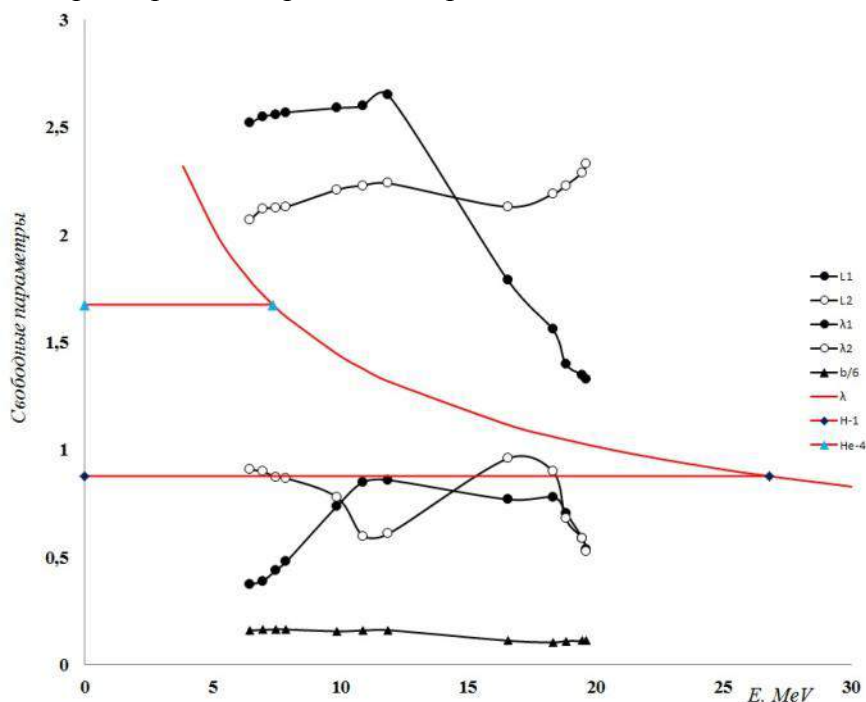


Рисунок 2– Глобальные зависимости свободных параметров теории

Из рисунка видно, что при энергии налетающих частиц меньше 15 МэВ при столкновении  $\alpha$ -частицы с ядром гелия происходят только упругие процессы, которые описываются с помощью закономерных гладких функций. При дальнейшем увеличении энергии начинают происходить неупругие процессы, а именно взаимное поглощение двух  $\alpha$ -частиц, что приводит к скачку функции.

Закономерные гладкие функции позволяют формализовать данные зависимости в виде глобальных зависимостей. Такое аналитическое представление дает практическую возможность вычислять с большой точностью угловые распределения сечений рассеяния на мультикластерах при любых энергиях и на любых ядрах. Практическая применимость глобальных зависимостей может быть распространена на вычисления радиационной повреждаемости, как живой материи, например, в объеме клетки, так и на неживой, например, для расчета радиационной повреждаемости первой стенки blankets термоядерного реактора.

#### Литература

1. Зарипова Ю.А. Измерение статистических ширин кластерных конфигураций в полную волновую функцию ядра // Международная конференция студентов и молодых ученых «ФАРАБИ ЭЛЕМІ», 11-14 апреля, 2016 г. – с. 39.
2. <http://www.nndc.bnl.gov/exfor/exfor.htm>
3. Дьячков В.В., Юшков А.В., Смагулова Г.К. Метод фитирования свободных параметров при теоретическом описании угловых распределений для расчетов термоядерных реакций // Вестник Алматинского института энергетики и связи. – Алматы. – №1 (4). – 2009. – с. 124-129.

## О ПОСТРОЕНИИ ОСНОВ ФИЗИКИ ЭВОЛЮЦИИ

**В.М. Сомсиков**

*Институт Ионосферы, Алматы, Казахстан*

Возможность построения основ физики эволюции появилась в результате предложенного нами детерминированного решения проблемы необратимости [1, 2]. Механизм необратимости был найден при расширении классической механики. Расширение возникает при замене, используемой в механике базовой модели материальной точки на частицу, обладающую структурой. При этом механика Ньютона становится частным случаем расширенной механики.

Замена материальной точки на частицу, обладающую структурой, привела не только к решению проблемы необратимости, но и к возможности описания диссипативных процессов, лежащих в основе эволюции открытых неравновесных систем в рамках законов классической механики. Ее решение также позволило определить взаимосвязь законов смежных иерархических уровней материи, в частности, законов динамики элементов с законами эволюции их систем.

В целом, учет структурированности тел дал возможность снять главное противоречие между теоретической и реальной картиной мира. Оно заключается в обратимости канонических формализмов классической механикой, в то время, как эволюционные процессы в природе необратимы. Только после того, как это ключевое противоречие между физикой и реальностью было снято, стало возможным построение основ физики эволюции на базе детерминированных законов физики.

Показано, почему механику структурированных частиц необходимо строить на основе принципа дуализма симметрии, согласно которому эволюция тел определяется как симметрией пространства, так и симметрией тел. Из принципа дуализма симметрии следует дуализм энергии систем. Это означает, что для построения эволюционных уравнений системы ее энергию следует представлять в виде суммы энергии движения и внутренней энергии. Из принципа дуализма симметрии следует необходимость замены материальной точки на структурированную частицу и отказа от требования выполнения условия голономности связей. Таким образом, только используя принцип дуализма симметрии, удастся найти решение проблемы необратимости в рамках законов классической механики.

На основе принципа дуализма симметрии выполнено построение расширенного формализма классической механики, позволяющего описывать процессы эволюции. Показано, как феноменологические законы термодинамики, статистической физики и кинетики следуют из законов классической механики.

Знание природы механизма необратимости, ее обусловленности преобразованием энергии движения тела в его внутреннюю энергию, натолкнуло на идею о возможности классификации нелинейностей в механике в соответствии с голономными и неголономными связями [3, 4]. В результате была выделена важная нелинейность, которая отвечает за эволюцию систем. Ее мы назвали эволюционной. Она отвечает за возникновение необратимости в результате нарушения симметрии.

Изучена предложенная ранее Д-энтропия, определяемая в рамках законов классической механики, как отношение приращения внутренней энергии системы к ее полной величине. Приведены результаты численного моделирования динамики систем в неоднородных полях сил. Показана взаимосвязь Д-энтропии с энтропиями Клаузиуса, Больцмана, КС-энтропией. Установлено, как с ростом числа частиц в системе появляется возможность использования термодинамического описания [5].

Приведены примеры использования механики структурированных частиц для решения проблем описания динамики систем в различных областях физики. Показано, как механика структурированных частиц помогает снять некоторые ограничения разделов физики, в частности, квантовой механики, статистической физики.

Совокупность полученных результатов закладывает возможности изучения процессов эволюции систем на основе законов динамики их элементов, что позволяет приступить к построению эволюционной картины мира в рамках законов физики.

#### Литература

1. Сомсиков В.М. От механики Ньютона к физике эволюции. Монография. Алматы. 2014. 272 с.
2. Somsikov V.M. Transition from the mechanics of material points to the mechanics of structured particles. *Modern Physics Letter B*. Issue 4.Feb 2016 DOI: 10.1142/S0217984916500184. p1-11
3. Сомсиков В.М. Нелинейности в эволюционных процессах структурированной материи. ПЭОС-Вып.17. т.1. 2015.с . 6-16.
4. Somsikov V.M. How irreversibility was lost in classical mechanics and how it's can be returned. *Proceedings 8 -th Chaotic Modeling and Simulation International Conference*. Henri Poincaré Institute, Paris, France. p. 803-817
5. Somsikov V. M. and Andreev A. B. On criteria of transition to a thermodynamic description of system dynamics. *Russian Physics Journal*, Vol. 58, No. 11, March, 2016 (Russian Original No. 11, November, 2015).

## CAN BINARY STARS HOST LIFE?

**Aidar Sadykov**

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

Binary systems are notoriously known for creating a gravitationally unstable environment for nearby planets, making their orbital motion complex and chaotic in general case. For this reason, it is deemed unlikely for life to emerge in binary star systems. Nevertheless, the recent Kepler mission reports multiple detections of exoplanets orbiting binary stars, which suggests implicitly that a planet in a binary system has a chance to survive. In this work, we impose a question, if binary stars can harbor extrasolar life by checking the long-term stability of planetary orbits, initially put in the habitable zone under ranging binary parameters.

We simulate a system of 2 stars, comprising a binary, and 1 planet. Stars are considered to be G2V-type main sequence stellar objects of 1 solar mass. The planet is assumed to have a rocky spherical surface, Earth's albedo value, mass equal to 1 Earth's mass and the same atmospheric structure. We use natural gravitational constant, classic Newton's gravity potential (no relativistic effects, no smoothing) and consider only planar, two-dimensional motion. Stars' initial positions and velocities are controlled in the way to ensure the required binary separation and eccentricity.

We associate habitability with the presence of liquid water, therefore, it is convenient to use the definition of the habitable zone. Habitable zone is a region around a star(s), where the temperature on a rocky Earth-like planet's surface is between 0°C and 100°C, which allows water to be in liquid state, given environment pressure is at 1 atm. Planetary temperature is calculated basing on the following model: a black body planet with 0.90 blackness coefficient collects luminous energy

emitted by both stars from the occupied solid angle. A part of the received flux is reflected back to the outer space (albedo correction); then a part of the reflected light is stopped and dissipated by the atmosphere (atmospheric correction).

Two cases of planetary motion are examined: revolution around a single star (circumprimary orbit) and both stars (circumbinary orbit). Planet's initial conditions are tweaked in the way to ensure initial planetary orbit is lying as close to the central-width line of the habitable zone as possible with zero eccentricity. Then we perform a 100 million year-long numeric simulation with *WHFast* integrator (11-th order symplectic), firstly presented by Rein and Tamayo (2015). Time step is fixed at 0.1 year for circumprimary revolution and 0.01 year for circumbinary motion.

Every 1000-th time step a planetary surface temperature is calculated. Once the temperature is enclosed between 0°C and 100°C, a planet is moving in the habitable zone; simulation continues further on. If the temperature falls out of mentioned range, a planet is concluded to leave the habitable zone. In this case, we give it a second chance to return back before the next temperature check. If the planet is missing the habitable zone for 2 consecutive temperature tests, the simulation is aborted and the binary system parameters (separation and eccentricity) are marked as "bad", failing to ensure the long-term stability for the system's central habitable zone orbit. If the planet passes all the temperature checks during 100 million years (short-time habitable zone leaves are tolerated), the set of binary parameters is labelled as "good", allowing to maintain the central habitable zone orbit in the habitable zone for extensive time period.

We perform a series of described simulation runs varying the binary eccentricity (from 0.0 to 0.9, with step of 0.1) and binary separation (from 5AU to 50AU, with the step of 1AU for circumprimary orbit; from 0.1AU to 2.9AU, with the step of 0.1AU for circumbinary orbit), while keeping other parameters locked. Additionally, for circumprimary case we test the influence of ranging planetary eccentricity and assess changes brought by 1:2 mass ratio.

As the result, we map a two-dimensional grid of life-conducive and life-unfriendly systems and replot it next to the existing binary observational statistics (Figure 1) from Raghavan et al. (2010). Two regions, where the real-world binary systems coincide closely by parameters with the simulated ones are discovered (Figure 2):

1. Nearly circularized  $\varepsilon_b \leq 0.2$  binaries with period  $T < 100$  days (circumbinary);
2.  $\varepsilon_b \in [0.1; 0.6]$  binaries with fairly long period  $T > 30000$  days (circumprimary).

Hence, if an observed binary comes from one of these life-conducive regions, it is more likeable to provide life-compatible gravitational conditions for a planet.

42% of the real binaries from the used catalogue were actually inside the parametrical stability spots. However, by using only a temperature requirement for life emergence, we set up the upper limit. Inclusion of other known life prerequisites will narrow down the list of potential candidates.

As for planetary eccentricity, only  $\varepsilon_p \leq 0.3$  orbits were able to stick to the habitable zone. 1:2 mass ratio case yields the same patterns as main 1:1 simulation series with one peculiarity: circum-major orbits show slightly more stable results than 1:1 circumprimary orbits. This means non-equal mass binaries can be as hospitable as equal mass binaries.

Indeed, plenty of simulated systems have failed; binaries are not the best places for life to emerge in. Nevertheless, a noticeable part of them possesses a set of parameters, giving a chance to preserve a planet in the habitable zone for considerably long interval, giving time for potential life forms to emerge and develop. Binary systems are not as hostile and violent as it might seem at the first glance: they do have a potential.

## References

- 1 Raghavan D., McAlister H.A., Henry T.J., Latham D.W., Marcy G.W., Mason B.D., Gies D.R., White R.J., ten Brummelaar T.A.A. Survey of Stellar Families: Multiplicity of Solar-type Stars. // The Astrophysical Journal Supplement. – September 2010. –Volume 190, Issue 1. – PP. 1-42.

2 Rein H., Tamayo D. WHFAST: a fast and unbiased implementation of a symplectic Wisdom-Holman integrator for long-term gravitational simulations. // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2015. – Volume 452, Issue 1. – PP. 376-388.

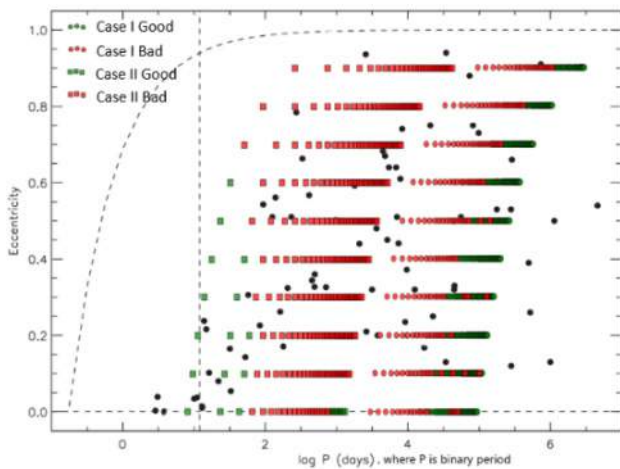


Figure 1. Simulated and observed binaries plotted in period (log)–eccentricity (linear) coordinates. Red objects are failed simulated systems, green objects are good, life-conducive simulated systems (data from our study), black dots are observed binaries (data from Raghavan et. al, 2010)

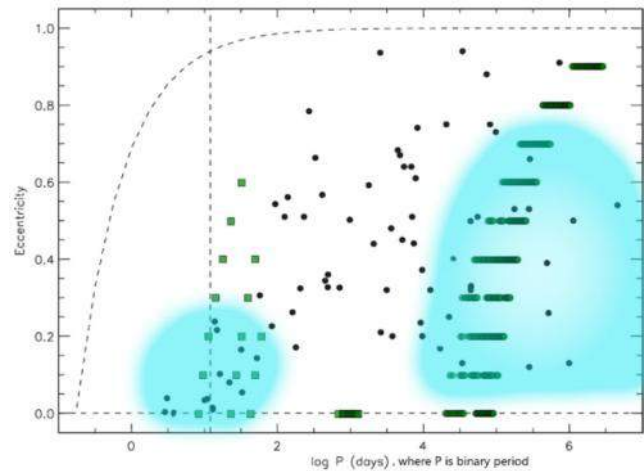


Figure 2. Life-conducive regions in binary parameters (highlighted with light-blue). Other notations are as on Figure 1

## РАДИАЦИОННОЕ ПРЕОДОЛЕНИЕ ЗАКОНА ХИРАЛЬНОЙ ЧИСТОТЫ КАК СЕКРЕТ ЗАРОЖДЕНИЯ ЖИЗНИ

**В.В. Дьячков, Ю.А. Зарипова, А.В. Юшков, А.Л. Шакиров**

*НИИЭТФ КазНУ имени аль-Фараби, г.Алматы, Казахстан*

Существует непреодолимое препятствие для зарождения живой материи из неживой в виде экологического «Закона хиральной чистоты Луи Пастера» [1,2]. Иными словами, преобразование молекул неживой материи в живую невозможно из-за этого фундаментального закона. Суть закона состоит в том, что живое вещество состоит из хирально чистых структур, то есть молекул, несовместимых с их зеркальным отражением, типа правой и левой руки (греч. «cheir (хира)» - рука).

Белки живых структур построены исключительно из «левых» аминокислот, которые поляризуют свет влево. А неживые, нуклеиновые кислоты, наоборот, построены из «правых» сахаров, которые поляризуют свет вправо. Поэтому принципиально не существует никаких математически строгих топологических преобразований, которые бы переводили неживые молекулы в живые. Для планеты Земля возникновение жизни – загадка, это некий уникальный, катастрофический нереализуемый, в рамках известных человечеству фундаментальных законов, процесс. В неживой природе всегда реализуется первичное равное содержание правых и левых изомеров аминокислот и сахаров – эффект рацемации. Такие рацемические по-

линуклеотиды не в состоянии реплицироваться, так как их основания направлены в разные стороны, у них нет спиральной топологии и они одноцепочечные. Наоборот, все живые организмы двухцепочечные, самоорганизующиеся и автоматически поддерживают свою хиральную чистоту.

Все химические вещества небиогенного происхождения рацемичны, то есть «правых» и «левых» молекул в них поровну. Такая хиральная симметрия все же дает надежду на образование живого из неживой молекулярной смеси согласно некоему, неизвестному пока, механизму. Авторы настоящей работы уверены, что таким механизмом, еще никем не описанном в мировой литературе, являются ядерные реакции и ядерные распады [3,4].

Ядерные реакции и ядерные распады, по определению, являются такими катастрофическими процессами, которые способны одну «левую» неживую цепочку «подтолкнуть» к другой и образовать двухцепочечные живые молекулы. На рисунке 1 дана экспериментальная кинематика, в сравнении с теоретическими расчетами, таких импульсов, полученных от 29.1 МэВ  $\alpha$ -частиц на ядрах  $^{10}\text{B}$  и  $^{11}\text{B}$ , в сравнении с реакцией  $^4\text{He}(\alpha,\alpha)^4\text{He}$ . Видно, что энергии ядер отдачи вполне достаточно для преодоления кулоновских барьеров от любых атомов и органических малых молекул легкой «живой» массы.

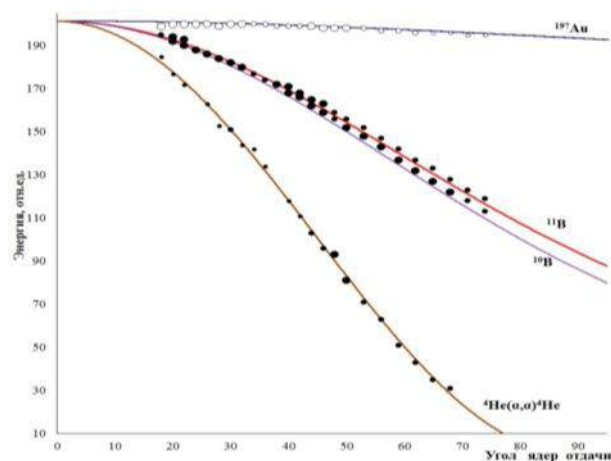


Рисунок 1 – Фундаментальная энергетическая основа зарождения биологической жизни из рацемических неорганических смесей

На рисунке 1 для сравнения показана кинематика ядер отдачи тяжелого элемента  $^{197}\text{Au}$ , из чего видно, что зарождение биологической жизни не могло произойти на основе тяжелых химических элементов. Даже «кремниевая жизнь» на базе  $^{28}\text{Si}$  менее вероятна, чем «углеродная жизнь» на основе изотопа  $^{12}\text{C}$ .

Таким образом, только с открытием ядерной физики разрешилась вековая мечта алхимиков – превращение любых металлов в золото. Только ядерные реакции способны превращать одни химические элементы в другие и «переставлять топологию» молекул. В самом деле, если взять простейший живой белок с его левой симметрией и, зеркальную ему, неживую аминокислоту с правой симметрией и облучить неживую аминокислоту альфа-частицами, вызывая ядерные реакции и первично-смещенные атомы, то только в этом случае можно получить зеркальную молекулу.

Оценка таких катастрофических перестановок в малых молекулах колеблется в пределах не более 7-10. Положим на каждую перестановку (в природе это – стохастический процесс) один миллион лет эволюции. Поскольку в данном эксперименте таких перестановок, скажем, семь, то из первичного «бульона неживых молекул» живой белок получится через семь миллионов лет.



## Литература

1. Реймерс Н.Ф. Экология. – М., «Россия Молодая», 1994. – 367 с.
2. Юшков А.В., Дьячков В.В., Зарипова Ю.А. Динамика общественно экономических формаций. – Ламберт, 2016. – с.
3. Юшков А.В. Основы планирования научных исследований. – Алматы: Казак университеті, 1999. – 55 с.
4. Жусупов М.А., Юшков А.В. Начала физики. Общий курс физики. Т.1. – Алматы: Парус, 2006. – 464 с.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБНАРУЖЕНИЕ ДИСКРЕТНЫХ ВНУТРИЯДЕРНЫХ АФФИННЫХ РИМАНОВЫХ ПРОСТРАНСТВ

**В.В. Дьячков, Ю.А. Зарипова, А.В. Юшков**

*НИИЭТФ КазНУ имени аль-Фараби, Алматы, Казахстан*

Косвенным свидетельством «криволинейности» и замкнутости ядерной геодезической является отсутствие излучений при «движении» нуклонов по своим замкнутым оболочкам. Такой «криволинейный-прямолинейный» характер ядерной динамики, а также энергетическая квантованность ядерного потенциала, наводят на мысль о пространственном разделении, пространственном обособлении ядерных оболочек.

Целью настоящей работы является исследование в качестве экспериментального критерия пространственной обособленности ядерных оболочек такого ядерного параметра, связанного с внутриядерными «круговыми» токами, как магнитный момент ядра  $\mu$ . Поводом для данной гипотезы является тот факт, что магнитный момент ядра обусловлен спиновым  $\mu_s$  и орбитальным  $\mu_l$  моментами составляющих ядро нуклонов и нуклонных ассоциаций (кластеров). Спиновый момент  $\mu_s$ , называемый нормальным, равен  $\mu_s = es/mc$ , где  $s = \hbar/2$  для нуклонов, а орбитальный момент  $\mu_l = eL/2mc$ , где  $L = m[\mathbf{rv}]$ . Полный магнитный момент нуклона  $\mu$  равен их сумме  $\mu = \mu_s + \mu_l$ . Экспериментальное значение магнитного момента протона относительно ядерного магнетона равно  $\mu_p = 2,79$ , а нейтрона  $\mu_n = -1,91$ . Полный магнитный момент ядра  $\mu_A$ , таким образом, складывается из магнитных моментов нуклонов и кластеров  $\mu_A = \Sigma\mu_p + \Sigma\mu_n + \Sigma\mu_k$ .

Однако в концепции пространственного размежевания ядерных оболочек и подоболочек такая сумма элементарных магнитных моментов может осуществляться лишь внутри каждой оболочки. Скорее всего, существуют какие-то пространственные особенности оболочек, проистекающие, например, из-за парного, обменного и короткодействующего характера ядерных сил, которые пространственно обособливают ядерные оболочки друг от друга.

Так, например, выявляется искомая обособленность для ядра  $^{120}\text{Sn}_{50}$  в различных пространствах – в пространстве одночастичных ядерных оболочек  $L_2$  и  $L_n$ , в пространстве квантованных уровней возбуждения данного ядра- E-пространство, и, впервые найденное нами, дискретность пространств ядерных магнитных моментов  $X_z$ -и  $X_n$ -пространств, где  $X_z$  – пространство магнитных моментов, формируемое протонами;  $X_n$  - пространство магнитных моментов, формируемое нейтронами.

Такие пространства демонстрируют очевидное пространственное расслоение внутриядерного и околоядерного пространства. Этот факт, в то же самое время, свидетельствует и о римановом характере внутриядерной динамики – нуклоны и кластеры движутся исключительно в «своих» пространственных дискретных слоях, в которых риманова геодезическая и препятствует какому-либо излучению. Тогда, в полном соответствии с квантовой механикой,

излучение и поглощение энергии, естественно, возникают лишь при переходах между оболочками и подоболочками. В среднем пространственные римановы обособленные оболочки составляют величины 0,4 – 0,6 Фм. В таблице 1 представлены значения кривизны и радиуса кривизны для протонов и нейтронов.

Таблица 1. Кривизна  $\kappa$  и римановы радиусы кривизны  $\rho$  расслоенного околоядерного пространства

Оболочка	$\rho_Z$	$\kappa_Z$	$\rho_N$	$\kappa_N$
1s <sub>1/2</sub>	1,91	0,274	1,91	0,274
1p <sub>3/2</sub>	1,05	0,91	1,18	0,72
1p <sub>1/2</sub>	1,64	0,37	1,48	0,46
1d <sub>5/2</sub>	2,57	0,15	2,54	0,16
2s <sub>1/2</sub>	3,02	0,11	2,56	0,15
1d <sub>3/2</sub>	3,54	0,080	3,48	0,083
1f <sub>7/2</sub>	4,10	0,059	3,97	0,063
2p <sub>3/2</sub>	4,70	0,045	4,28	0,055
1f <sub>5/2</sub>	5,34	0,035	4,55	0,048
2p <sub>1/2</sub>	5,38	0,035	4,50	0,049
1g <sub>9/2</sub>	5,60	0,032	5,30	0,036
1g <sub>7/2</sub>	5,90	0,029	5,47	0,033
2d <sub>5/2</sub>	6,64	0,023	5,68	0,031
2d <sub>3/2</sub>	7,29	0,019	5,91	0,029
3s <sub>1/2</sub>	7,24	0,019	5,85	0,029
1h <sub>11/2</sub>	7,00	0,020	5,99	0,028
1h <sub>9/2</sub>	7,00	0,020	6,71	0,022
2f <sub>7/2</sub>	7,00	0,020	7,31	0,019
1f <sub>5/2</sub>	-	-	7,35	0,019
3p <sub>3/2</sub>	-	-	7,18	0,019
3p <sub>1/2</sub>	-	-	7,08	0,020
1i <sub>13/2</sub>	-	-	7,00	0,020
2g <sub>9/2</sub>	-	-	7,20	0,019
3d <sub>5/2</sub>	-	-	7,20	0,019
1i <sub>11/2</sub>	-	-	7,20	0,019

Концепция риманова расслоенного пространства существенно дополняет квантовую механику, поскольку само включает в себя, как слоистость пространства, так и его дискретность, а законы движения внутри квантованных слоев пространства отчасти возвращаются к ньютоновой парадигме. В римановом мире нет  $\psi$ -волн, так как отражения от границ слоев пространства и создает иллюзию волнового движения. Нет и дифракции – есть эллиптическое пространство, созданное нуклонами и  $\alpha$ -частицами, которое формирует в целом и эллиптическое пространство ядра. Поэтому возникают характерные для дифракции максимумы и минимумы при рассеянии частиц на ядрах.

Ядерная спектроскопия энергетических уровней сразу логически укладывается в парадигму в слои замкнутых эллиптических пространств.

Подход криволинейных расслоенных ядерных римановых пространств параллельно с квантовой механикой позволяет современной ядерной физике глубже проникнуть в сущность ядерных сил и динамику внутриядерных движений. В рамках эллиптической римановой механики возможен частичный возврат к формулам ньютоновых законов движения.

## МУЛЬТИКЛАСТЕРНЫЕ КИНЕМАТИЧЕСКИЕ ПЕТЛИ КАК ДОСТОВЕРНЫЙ ПРИЗНАК ИХ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ОБНАРУЖЕНИЯ

Ю.А. Зарипова, В.В. Дьячков, Т.К. Жолдыбаев, А.В. Юшков

НИИЭТФ КазНУ имени аль-Фараби, г.Алматы, Казахстан

Прямых экспериментов, подтверждающих наличие в объеме ядра пространственно обособленных мультикластеров, в мировой литературе нет. В работе впервые найден такой метод обнаружения внутриядерных мультикластеров на основе уникальных кинематических особенностей упругого рассеяния тождественных частиц, а также тяжелой ускоренной частицы на легком ядре-мишени. В нем кинематика рассеянной частицы в л.с.к. упирается в критический угол  $\theta_{\text{крит}}$ :  $\sin \theta_{\text{крит}} = a / A$ , равный  $90^\circ$  для тождественных частиц, и  $< 90^\circ$  для  $a > A$  (рисунок 1).

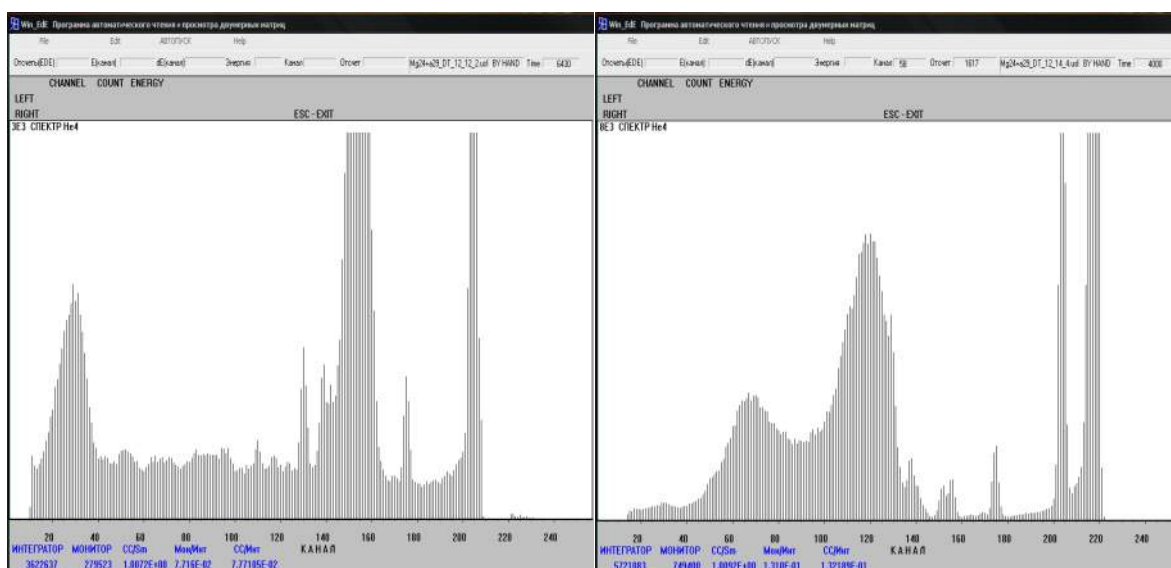


Рисунок 1 – Кинематические особенности упругого рассеяния тяжелой ускоренной  $\alpha$ -частицы на ядре-мишени –  $^{24}\text{Mg}$ : а) реакция  $^1\text{H}(\alpha, \alpha)^1\text{H}$ , угол  $12^\circ$ ; б) угол  $14^\circ$ .

Идея метода состоит в том, что, если ядро не однородная 3D-структура из нуклонов, а из пространственно обособленных кластеров типа  $d$ ,  $t$ ,  $^3\text{He}$ ,  $\alpha$ , тогда в спектре рассеянных  $\alpha$ -частиц появляются их пики. Этот эффект был впервые нами найден в рассеянии  $\alpha$ -частиц,  $E_\alpha = 29,0$  МэВ на матричном ядре  $^{24}\text{Mg}$  и в рассеянии дейтронов,  $E_d = 18,0$  МэВ на  $^9\text{Be}$  на ускорителе У-150м. Оказалось, что «петля» для  $^1\text{H}(\alpha, \alpha)^1\text{H}$  упирается в  $\theta_{\text{крит}} = 14,5^\circ$ ;  $^4\text{He}(\alpha, \alpha)^4\text{He}$  –  $90^\circ$ ; а  $^{24}\text{Mg}(\alpha, \alpha)^{24}\text{Mg}$  – до угла  $180^\circ$ . Это и есть прямое доказательство существования кластеров, так как в ядрах с однородным распределением ядерной материи никаких «петель» быть не может.

На рисунке 2, 3 представлены кривые кинематики упругого рассеяния налетающих  $\alpha$ -частиц с энергией  $E_\alpha = 29,0$  МэВ на матричном ядре  $^{24}\text{Mg}$ , с возбуждением основного и первого коллективного уровня  $2^+$ , рассеянии дейтронов  $E_d = 18,0$  МэВ на  $^9\text{Be}$  и на ядрах-кластерах. Видно, что в эксперименте получены своеобразные кластерные треки, которые мы в дальнейшем будем называть «клатреки». Ясно, что именно клатреки являются прямым доказательством наличия в ядре  $^{24}\text{Mg}$ ,  $^9\text{Be}$  всех этих кластеров.

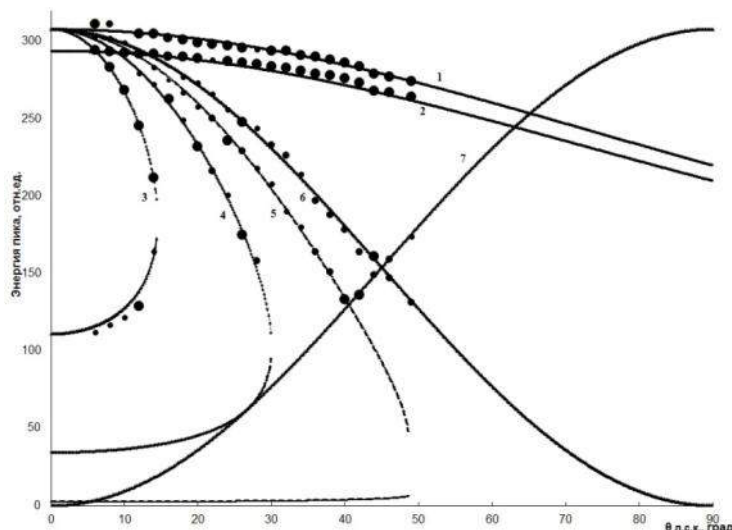


Рисунок 2 – Прямое обнаружение внутриядерных кластеров при бомбардировке ядра  $^{24}\text{Mg}$  альфа-частицами с энергией 29.0 МэВ при помощи клатреков: 1,2 – реакции  $^{24}\text{Mg}(\alpha,\alpha)^{24}\text{Mg}$  (уровень  $0^+$ ) и  $^{24}\text{Mg}(\alpha,\alpha')^{24}\text{Mg}$  (уровень  $2^+$ ); 3 -  $^1\text{H}(\alpha,\alpha)^1\text{H}$ ; 4 -  $\text{D}(\alpha,\alpha)\text{D}$ ; 5 -  $^3\text{He}(\alpha,\alpha)^3\text{He}$ ; 6 -  $^4\text{He}(\alpha,\alpha)^4\text{He}$ ; 7 – ядра отдачи из реакции 6.

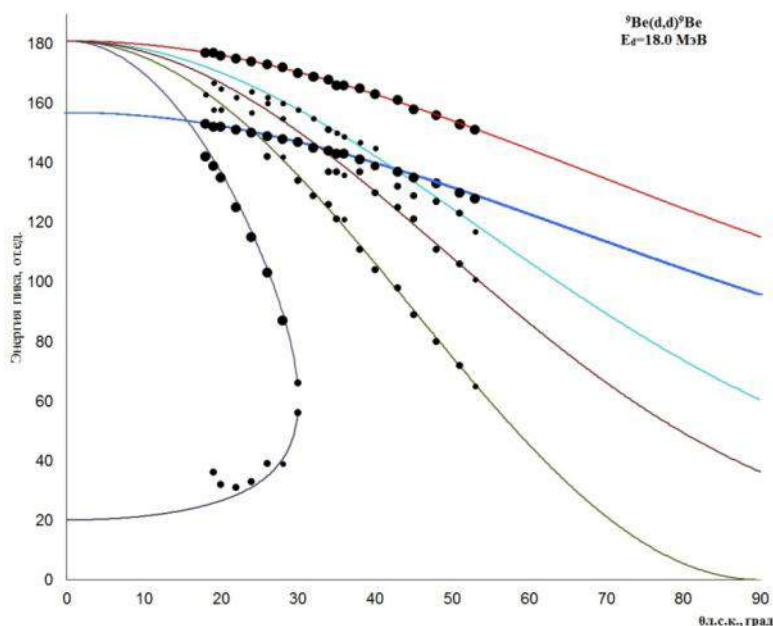


Рисунок 3 – Обнаружение внутриядерных кластеров при бомбардировке ядра  $^9\text{Be}$  дейтронами с энергией 18.0 МэВ: 1,2 –  $^9\text{Be}(\text{d,d})^9\text{Be}$  ( $0^+$ ) и  $^9\text{Be}(\text{d,d}')^9\text{Be}$  ( $2^+$ ); 3 -  $^1\text{H}(\text{d,d})^1\text{H}$ ; 4 -  $\text{D}(\text{d,d})\text{D}$ ; 5 -  $^3\text{He}(\text{d,d})^3\text{He}$ ; 6 -  $^4\text{He}(\text{d,d})^4\text{He}$ .

Достоверность описанного метода дополнительно была подтверждена путем сравнения дифференциальных сечений упруго рассеянных  $\alpha$ -частиц с энергией 29 МэВ на  $^{24}\text{Mg}$ , полученных с помощью вышеописанного метода, с мировыми литературными данными упругого рассеяния на ядре-матрице и на всех его кластерных подструктурах (нуклоны, дейтроны, тритоны, гелионы и  $\alpha$ -частицы). Дополнительным, еще более наглядным, экспериментом было сравнение теоретической и экспериментальной кинематики, выделенной в канале  $^4\text{He}(\alpha,\alpha)^4\text{He}$  с помощью методики совпадений «справа–слева», то есть совпадений «рассеянная частица – ядро отдачи» с указанной энергией.

## РИМАНОВА ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

Ю.А. Зарипова, В.В. Дьячков, А.В. Юшков

НИИЭТФ КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан

В науке зачастую происходит возврат к старым парадигмам, правда, всегда на некоем новом витке эволюции этой науки, основанном на новейших экспериментальных данных. Такая наука, как ядерная физика, казалось, уже превратилась в классическую нишу знаний о микромире в парадигме волновой механики. Однако по всему периметру горизонта передовых идей даже в «классических» науках зачастую остаются «трудные» проблемы.

В данной работе делается попытка изложить ряд новых экспериментальных данных в духе новой ядерной парадигмы, которую мы назвали «Римановой ядерной физикой». В рамках новой парадигмы происходит отказ от понятия «волновая функция» и отсутствует требование решения уравнения движения в форме уравнения Шредингера. То есть под давлением все новых экспериментальных фактов приходится констатировать, что на основе только одних квантовомеханических воззрениях, невозможно описать мир ядер, а, возможно, что и весь микромир. Такой возврат к детерминированной ньютоновой парадигме и гамильтоновым уравнениям движения связан с накопленными противоречиями квантовомеханической парадигмы с экспериментальными данными. В настоящей работе последовательно приводится система доказательств необходимости обратиться к неевклидовой геометрии для атомов, ядер и элементарных частиц. Впервые контуры новой римановой ядерной физики изложены нами в работах [1, 2].

В римановом пространстве [3] радиус кривизны  $k$  плоскости эллиптического пространства равен  $k = \frac{1}{R^2}$ , где  $R$  - среднеквадратичный радиус ядра. Расслоение риманова пространства рассматривается как альтернатива квантования ядерных и околоядерных орбит кластеров и нуклонов, соответственно. Такое расслоение позволяет разделить риманово пространство на четные и нечетные сферы с соответствующими радиусами.

Целью работы является рассмотрение геометрии ядра в предположении ее искривленности и расслоенности в качестве альтернативы квантовой механики. Такое рассмотрение могло бы снять ряд противоречий, например, отсутствие излучений электронов, когда они движутся по замкнутым орбитам в атоме или валентных нуклонов в ядре. В римановом пространстве геодезической, то есть прямой, разрешающей такое безизлучательное движение, как раз и является эллипс. Расслоение сферы, по нашему мнению, подобны оболочкам и поэтому объясняют квантовый характер уровней ядер. Таким образом, дискретный квантовый характер ядерных параметров можно получать, не выходя за пределы классической физики.

Проблемой, казалось бы, остаются де-бройлевские волны, однако и эта проблема естественным образом решается за счет римановой природы ядерного и околоядерного пространства: налетающие пучки ускоренных частиц или нейтронов искривляют свои траектории в криволинейном пространстве подобно классическим оптическим линзам с последующей их интерференцией. В такой трактовке оказывается излишней концепция дуализма волн и частиц для микромира.

Рассмотрим, как выстраивается новая ядерная физика с новыми (старыми) силами и новым пространством. Специфически выстраивается и новая концепция относительно состава ядер, их структуры и динамики внутреннего движения. Таким образом, современные эксперименты по различным состояниям ядерной материи высвечивают практически все, до сих пор, не разрешенные ключевые противоречия в законах, эффектах и явлениях современной фундаментальной ядерной физики. Видно, что эти противоречия породили внутренние про-

блемы фундаментальной ядерной физики. А состояние этих проблем таково, что, по видимому, ядерная физика приблизилась к пределу своего эволюционного развития. Как показано в данной работе, противоречия привели к революционным переменам знания о ядре и ядерных реакциях, - к скачку знания. Само же фундаментальное развитие ядерной физики как науки, очевидно, диалектически беспредельно. Необычные и микроскопически необъясненные свойства ядер (наличие ядерных оболочек, дискретность уровней гамма-излучения, отсутствие распада нейтрона, находящегося в объеме ядра) оставляют открытыми многие фундаментальные проблемы микромира. Ряд ядерных свойств приводит к мысли о неевклидовости внутриядерного и околоядерного пространств, для чего обнаруживаются новейшие экспериментальные доказательства риманова характера ядерного пространства.

Квантованность свойств микромира хорошо описывается волновой механикой, а волновая функция вносит определенную неопределенность в значения ряда ядерных параметров. В особенности это касается пространственных параметров ядра, таких как ядерные радиусы, полоса размытости края ядра, параметр ядерной квадрупольной деформации. Тем не менее, ядра достаточно строго локализованы в пространстве, равно как и их составляющие – нуклоны,  $\alpha$ -кластеры, мультикластеры. Уже назревшей современной проблемой ядерной физики является экспериментальное исследование дискретности и криволинейности внутриядерного и околоядерного пространств. Следуя парадигме Эйнштейна о том, что материя сама вокруг себя формирует пространство и время, неизбежно объективизируется вывод о существовании римановых замкнутых слоистых ядерных и околоядерных пространств, имея в виду, в частности, колоссальную плотность ядерной материи – около 100 млн. т/см<sup>3</sup> (в норме это 0, 147 Фм<sup>-3</sup>). Косвенным свидетельством «криволинейности» и замкнутости ядерной геодезической является отсутствие излучений при движении нуклонов по своим замкнутым оболочкам. Такой «криволинейный-прямолинейный» характер ядерной динамики, а также энергетическая квантованность ядерного потенциала, наводят на мысль о пространственном разделении, пространственном обособлении ядерных оболочек.

По видимому, имеет смысл в рамках римановой парадигмы отождествить ядерно-спектроскопические уровни с околоядерными пространственными замкнутыми (эллиптическими) слоями, что позволит вычислять их кривизну путем нормировки на первый слой, касательный к поверхности ядра. Проводя аналогию с обозначениями в ядерной спектроскопии пространственные слои также обозначим как s-, p-, d-, f-, g-, h-слои.

Оболочечная структура ядер хорошо известна, но пространственная интерпретация оболочечных эффектов недостаточно изучена. Вопрос о локализации волновых функций в микрообластях, наряду с высокой динамикой внутриядерных нуклонов и нуклонных ассоциаций (кластеров), ставит неразрешимую проблему в рамках существующей квантовой механики, о законе движения микрочастиц по замкнутым орбитам, то есть с ускорением, но, что парадоксально, без излучения. Идеей настоящей работы является рассмотрение околоядерного пространства как неевклидова, конкретно, как эллиптического риманова пространства. Тогда все несоответствия снимаются и парадоксы разрешаются. Ведь в таком криволинейном пространстве геодезической является замкнутый эллипс. При эллиптической замкнутой геодезической проблема излучения, точнее – его отсутствие, разрешается автоматически. Итак, уравнениями движения нуклонов и кластеров в ядре, взамен уравнению Шредингера, вновь являются гамильтоновы уравнения.

#### Литература

1. Юшков А.В., Дьячков В.В., Зарипова Ю.А. // XXIIМежд.конф. «Актуал. вопросы развития иннов. деят. в новом тысячелетии», 2015 /Ежемесяч. науч.журнал. №9(20). 35-40.
2. Дьячков В.В., Зарипова Ю.А., Юшков А.В. // Вестник КазНУ. Серия физическая. – №2(57). – 2016. – с. 88-97.
3. Розенфельд Б.А. Неевклидовы пространства. –М.: Наука, 1969. – 548 с.

## ЭМИССИЯ ЛЕГКИХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ИЗ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИОНОВ $^3\text{He}$ С ЯДРОМ $^{112}\text{Sn}$

А. Дуйсебаев<sup>1</sup>, Б.А. Дуйсебаев<sup>1</sup>, Т.К. Жолдыбаев<sup>1</sup>, Б.М. Садыков<sup>1</sup>,  
К.М. Исмаилов<sup>2</sup>, М. Насурлла<sup>1,3</sup>

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

<sup>2</sup> Назарбаев Университет, Астана, Казахстан;

<sup>3</sup> КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан

Данная работа является продолжением цикла работ по исследованию инклюзивных сечений реакций, инициированных ионами  $^3\text{He}$  на ядрах – кандидатах на конструкционные элементы проектируемых атомных электростанций. Развитие нового поколения ядерных энергетических систем с высоким уровнем безопасности (AcceleratorDrivenSystem - ADS), состоя из протонного акселератора, нейтронной производственной задачи и sub критического реактора, развернулось во многих странах. Согласно физическому сценарию работы ADS, высокоэнергетические протоны, проходя через мишень, производят не только нейтронный поток, но также и более сложные нуклиды, такие как  $^{2,3}\text{H}$ ,  $^{3,4}\text{He}$  и т.д., которые инициируют реакции с эмиссией вторичных нейтронов. Особенный интерес представляет измерение инклюзивных спектров реакций, вызванных ионами  $^3\text{He}$ . Экспериментальная информация по такого рода реакциям чрезвычайно недостаточна.

Цель настоящей работы состоит в экспериментальном исследовании инклюзивных спектров легких заряженных частиц, испускаемых при взаимодействии  $^3\text{He}$  с ядром  $^{112}\text{Sn}$  при  $E_{^3\text{He}}=50$  MeV в угловом диапазоне  $30^\circ\div 150^\circ$  с шагом  $15^\circ$ , измеренных на изохронном циклотроне U-150M Института Ядерной Физики. В эксперименте использовалась самоподдерживающаяся фольга  $^{112}\text{Sn}$  толщиной  $1.88$  mg/cm<sup>2</sup>.

Анализ экспериментальных сечений реакций выполнен в соответствии с экситонной моделью предравновесного распада ядер, которая описывает эмиссию частиц вплоть до составного ядра. Дополнительные компоненты, вычисленные полуэмпирически, чтобы определить вклады прямых реакции передач и выбивания нуклонов, включая кластерные степени свободы. Достигнуто удовлетворительное согласие между экспериментальными и расчетными значениями.

*Работа была поддержана Программой грантового финансирования научных исследований Министерства образования и науки Республики Казахстан – Грант 0335/GF4.*

## МЕХАНИЗМЫ РЕАКЦИЙ $^{103}\text{Rh}(p,px)$ , ИЗМЕРЕННЫХ ПРИ ЭНЕРГИИ ПРОТОНОВ 30 МЭВ

А. Дуйсебаев<sup>1</sup>, Б.А. Дуйсебаев<sup>1</sup>, Т.К. Жолдыбаев<sup>1</sup>,  
Б.М. Садыков<sup>1</sup>, М.Нассурлла<sup>1</sup>, К.М. Исмаилов<sup>2</sup>

<sup>1</sup> *Институт Ядерной Физики, Алматы, Казахстан;*

<sup>2</sup> *Назарбаев Университет, Астана, Казахстан*

Программы по разработке нового поколения ядерно-энергетических систем с высоким уровнем безопасности (Accelerator Driven System), состоящих из протонного ускорителя, нейтрон-производящей мишени и подкритического реактора, развернуты во многих странах. При создании таких устройств для корректного моделирования нейтронного потока необходимы данные о спектральном составе и угловых распределений вторичных протонов и легких заряженных частиц, произведенных первичным протонным пучком.

Инклюзивные спектры протонов, образующихся при взаимодействии протонов с энергией 30 МэВ с ядром Rh, были получены на изохронном циклотроне У-150М Института ядерной физики в угловом диапазоне  $15 \div 135^\circ$  с шагом  $15^\circ$ . Для регистрации протонов использовался тонкий кремниевый детектор толщиной 100 микрон и CsI (TI) детектор полного поглощения (2,5 см). Телесный угол телескопа детекторов составил  $\Omega = 4.62 \cdot 10^{-5}$  ср. В качестве мишени использовалась самоподдерживающаяся фольга Rh с толщиной 3 мкм.

Энергетическая калибровка спектрометра выполнялась на основе кинематики уровней ядра в реакции  $^{12}\text{C}(p,px)$  и протонам отдачи. Полное энергетическое разрешение системы составила 400 кэВ и, в основном, определялась разбросом энергии пучка. Дисперсия энергии пучка была равна 0,4%. Полная систематическая ошибка не превышала 10%, а статистическая неопределенность - 8%.

Анализ экспериментальных результатов был выполнен в рамках экситонной модели Гриффина [1] предравновесного распада ядер. В наших теоретических расчетах была использована программа PRECO-2006 [2], которая описывает излучение частиц с массовыми числами от 1 до 4.

Получено удовлетворительное согласие между экспериментальными и расчетными значениями в области энергий, соответствующих предравновесному механизму.

### Литература

1. Griffin J. J. // Phys. Rev. Lett. 1966. №9. P.478.
2. Kalbach C. PRECO-2006: Exciton model preequilibrium nuclear reaction code with direct reaction. Durham NC 27708-0308, 2007.



## РАССЕЯНИЕ ПИОНОВ НА ЯДРАХ $^8\text{He}$ И $^9\text{Be}$ В ТЕОРИИ ГЛАУБЕРА

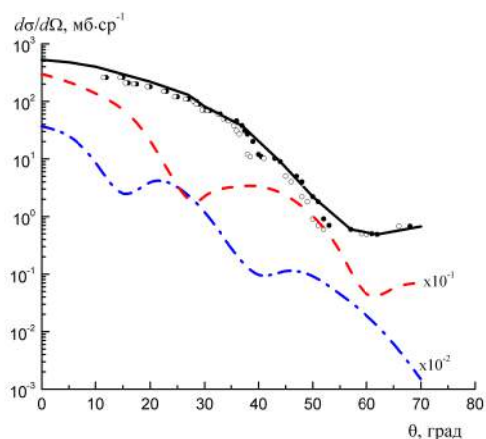
О.И.Имамбеков, Ж.А.Токсаба

НИИЭТФ КазНУ им.аль-Фараби, 050040, Алматы, Республика Казахстан

Упругое и неупругое рассеяние заряженных  $\pi^\pm$ -мезонов на легких ядрах является основным источником информации для понимания индуцированных пионами ядерных реакций и возможности исследования с их помощью ядерной структуры.

Прогресс в понимании пион-ядерных взаимодействий, достигнутый в последние десятилетия, связан с постановкой экспериментов на мезонных фабриках в LAMPF (Лос-Аламосская национальная лаборатория), PSI (Институт П.Шерера в Швейцарии) КЕК (Национальная лаборатория физики высоких энергий в Японии) и т.д.

В настоящей работе в рамках дифракционной теории многократного рассеяния Глаубера [1] рассчитаны дифференциальные сечения упругого рассеяния  $\pi^\pm$ -мезонов на ядре  $^9\text{Be}$  при энергиях 0.197, 0.6 и 1.0 ГэВ. Волновая функция ядра  $^9\text{Be}$  получена в трехкластерной  $2\alpha$ - $n$  модели. Исследована чувствительность дифференциальных сечений к волновым функциям ядра-мишени, рассчитанным с различными межкластерными потенциалами взаимодействия и ко вкладу разных кратностей рассеяния в глауберовском операторе  $\Omega$ . Экспериментальные данные взяты из работы [2].



На рисунке приведены рассчитанные дифференциальные сечения рассеяния пионов на ядре  $^9\text{Be}$  при энергиях 0.197 ГэВ (сплошная), 0.6 ГэВ (штриховая) и 1.0 ГэВ (штрихпунктирная) кривые.

Для ядра  $^8\text{He}$  по рассеянию пионов экспериментальные данные не имеются. Тем не менее для этого ядра также рассчитаны дифференциальные сечения при энергии 0.28 ГэВ и проведено сравнение их с рассеянием протонов на этом же ядре, при этих же энергиях.

Сравнение дифференциального сечения с волновыми функциями ядра  $^9\text{Be}$  рассчитанными с разными потенциалами  $\alpha$ - $\alpha$  взаимодействия

(Бака и Али-Бодмера) показывает, что при малых углах рассеяния все волновые функции примерно одинаково описывает сечение, а при больших углах сечение с потенциалом Али-Бодмера спадает быстрее из-за недостаточной части высокоимпульсной компоненты волновой функции.

*Данная работа выполнена при поддержке гранта фундаментальных исследований 3090ГФ4.*

- [1] Глаубер Р. Теория столкновений адронов высокой энергии с ядрами // Успехи физ.наук, 1971, том 103, вып.4, стр.641  
 [2] Zeidman B., Olmer C., Geesaman D.F. *et al.* // Phys. Rev. Lett. 1978. V. 40. P. 1539;  
 Geesaman D.F., Olmer C., Zeidman B. *et al.* // Phys. Rev. C. 1978. V. 18. P. 2223.

## **ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ АНАЛИЗА В ИЗУЧЕНИИ РАДИОНУКЛИДНОГО И ЭЛЕМЕНТНОГО СОСТАВА ПРИРОДНЫХ ОБЪЕКТОВ ВОДНОГО БАССЕЙНА ТАСОТКЕЛЬСКОГО ВОДОХРАНИЛИЩА**

**В.П. Солодухин, С.Г. Ленник, Г.М. Кабирова, А.С. Ливенцова, Ж.З. Абдурахманов, А.Н. Быченко, Д.А. Желтов**

*Институт ядерной физики МЭ РК, Алматы, Казахстан*

Состояние водных ресурсов Республики Казахстан характеризуется общей недостаточностью, а также значительным их загрязнением и истощением. Ситуация усугубляется еще и тем, что после развала СССР и разобщения отдельных республик значительно ослабились координация работ по регулированию потоков трансграничных рек и контролю качества их вод. Эта особенность создает угрозуповышенного экологического риска и психологического стресса для жителей населенных пунктов, проживающих на территориях бассейнов этих рек, и требует принятия срочных мер по контролю состава их водных поступлений. В связи с этим, начиная с весны 2007 г., РГП «Казгидромет» и ИЯФ МЭ РК проводят работы по обследованию и мониторингу радиационной и экологической ситуации на приграничных участках рек, втекающих на территорию Казахстана и вытекающих за его пределы. В процессе выполнения этих работ установлено, что наиболее напряженная экологическая ситуация наблюдается на границе с Кыргызстаном.

На территории Кыргызстана в бассейнах трансграничных с Казахстаном рек находятся следующие радиационно-опасные объекты: месторождение полиметаллов и тория «Ак-Тюз», месторождение урана «Камышановское», крупнейший горно-рудный комбинат по переработке урана «Карабалта». Известно, что хвостохранилища предприятий «Ак-Тюз» и «Карабалта» содержат большое количество естественных радионуклидов (ЕРН) и токсичных элементов (ТЭ). Кроме того, на этой территории ведется интенсивная сельскохозяйственная деятельность с использованием минеральных удобрений с повышенным содержанием ЕРН. Ирригационная система, обеспечивающая полив выращиваемых овощей и бахчевых культур, включает в себя множество густо переплетенных каналов и арычных сооружений, питающихся водой из местных рек. Такая ситуация создает значительную вероятность загрязнения ЕРН и ТЭ всей ирригационной системы и переноса этих загрязнителей на территорию Казахстана водами трансграничных рек. Известно, в частности, что в декабре 1964 г. произошло сейсмосинхронное разрушение дамбы хвостохранилища № 2 рудника Ак-Тюз. В результате этой аварии в р. Кичи-Кемин попало около 600 тыс м<sup>3</sup> отходов, содержащих в повышенных концентрациях торий и ТЭ. Этот поток, в виде радиоактивного селя, распространился по руслу и долине р. Кичи-Кемин на расстояние до 40 км, вплоть до ее впадения в р. Шу на территории Казахстана. Последствия этой катастрофы устранялись много лет, однако и на сегодняшний день они негативно отражаются на состоянии окружающей среды и, возможно, на здоровье населения этой местности. Учитывая изложенное, нами была поставлена задача по радиационному обследованию и изучению радионуклидного и элементного состава водных объектов трансграничных рек Шу, Шор-Кoo, Аксу, Карабалта, Токтас и Тасоткельского водохранилища. Основной целью этого исследования являлось выявление признаков влияния радиационно-опасных объектов Кыргызстана на уровень загрязненности трансграничных рек ЕРН и ТЭ.

Для выполнения этого исследования было намечено 6 контрольных пунктов (5 – на участках трансграничных рек, расположенных близ границы с Кыргызстаном; 1 – на Тасоткельском водохранилище). Работы проведены в соответствии с методологией, разработанной нами в ходе выполнения международного проекта «Навруз», 2000-2010 гг. В процессе полевых работ на каждом контрольном пункте (КП) были отобраны пробы почвы (берег, пойма),

донных отложений и воды. Радионуклидный и элементный состав отобранных проб был изучен методами инструментальной гамма-спектрометрии (ИГС), нейтроноактивационного анализа (НАА), рентгенофлуоресцентного анализа (РФА) и масс-спектрометрии с индуктивно-связанной плазмой (МС-ИСП).

В докладе представлены процедуры и метрологические характеристики используемых аналитических методик, а также основные результаты выполненных исследований. На основе данных, полученных методом инструментальной гамма-спектрометрии (ИГС), установлено, что средние значения мощности поглощенной дозы, обусловленные радиоактивным излучением ( $^{226}\text{Ra}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{40}\text{K}$ ) прибрежной почвы (76 нГр/ч) и пойменной почвы (85 нГр/ч) всех изученных водных объектов, превышают среднемировое значение этого показателя (60 нГр/ч) на 27 % и 42 %, соответственно. На основе данных, полученных методами НАА и РФА в почве и донных отложениях этих объектов выявлено повышенное содержание следующих ТЭ: As, Co, Cs, Mo, Pb, Sb, Th, U. Данные, полученные методами масс-спектрометрии с индуктивно-связанной плазмой (МС-ИСП) и НАА, показали, что воды всех изученных источников содержат в себе значительное количество следующих ТЭ: Li, B, As, Mo, Ba, U. Содержание урана во всех водах этого бассейна превышает соответствующее ему значение ПДК=15 мкг/л, рекомендованное Всемирной организацией здравоохранения (ВОЗ) для питьевых вод.

Выявленные аномалии состава объектов окружающей среды свидетельствуют о негативном влиянии РОО Кыргызстана на уровень загрязненности ЕРН и ТЭ изученных трансграничных рек. Для выяснения степени и механизмов этого загрязнения необходимо проведение дополнительных, более детальных, исследований.

## REGISTRATION OF ANGULAR DISTRIBUTION OF EXTENSIVE AIR SHOWER PARTICLES AT AN ALTITUDE 3340M ASL

**A. Almenova., A.D. Beisenova, T.Kh. Sadykov, Y.M. Tautayev, N.N. Zastrozhnova**

*Institute of Physics and Technology, Almaty, Kazakhstan*

Cosmic ray measurements are carried out on at a detector station located in the Tien-Shan mountains at an altitude of 3340 meters above sea level using the complex installations "Hadron-9" and "Hadron-44". The main objective of these studies is the interaction of cosmic rays with nuclei, in particular the study of anomalous events occurring in the cores of extensive air showers (EAS). Analysis was performed for 10199 detected events, of which 2657 events interacted directly in the target. 462 events with a Gamma-ray number of  $n \geq 4$  could be identified. For these events angular correlations were investigated using two-dimensional correlation functions of the form  $\Delta\eta$ - $\Delta\phi$ . Here  $\Delta\eta$  is the difference of pseudorapidities ( $\eta = -\ln(\tan(\theta/2))$ ) with  $\theta$  the polar angle measured by the deviation from the beam axis deviation, and  $\Delta\phi$  is the difference between the azimuth angles of two particles. As a result we received a well-defined structure for the paired  $0.5 < \Delta\eta < 4.5$ ,  $0.4 < \Delta\phi < 2.6$  two-particle correlation functions, almost similar to the results obtained in the "Observation of long-range, near-side angular correlations in proton-proton collisions at the LHC". This is the first observation of such a structure in the two-particle correlation function of the interaction of cosmic rays with matter.

## МОДИФИКАЦИЯ РАДИАЛЬНЫХ ФУНКЦИЙ МОДЕЛИ ОБОЛОЧЕК ДЛЯ ГАЛО И СКИН СОСТОЯНИЙ ЯДРА <sup>13</sup>C

Н.В.Афанасьева<sup>1,2</sup>, Н.А.Буркова<sup>2,3</sup>, Д.Н.Шарафутдинова<sup>2,3</sup>

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

<sup>2</sup>НИИ экспериментальной и теоретической физики, Алматы, Казахстан,

<sup>3</sup>КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан

Представлены результаты расчетов модифицированных радиальных волновых функций в координатном представлении для состояний ядра <sup>13</sup>C только положительной четности с полным моментом  $J$  и четностью  $\pi$ :  $J^\pi = 1/2^+, 3/2^+$  и  $5/2^+$ . Выбор этих состояний обусловлен тем, что они являются реальными кандидатами на проявление скин или гало структуры по таким признакам как большие среднеквадратичные радиусы  $r_{rms}$ , малые энергии связи валентных нуклонов

Для первого возбужденного состояния ядра <sup>13</sup>C положительной четности с  $J^\pi = 1/2^+$  и энергией возбуждения  $E_{exc} = 3,089$  МэВ использовалась осцилляторная функция  $R_{2s}$ . Для описания двух других возбужденных состояний  $J^\pi = 5/2^+$  и  $3/2^+$  с энергиями возбуждения  $E_{exc} = 3,854$  и  $7,67$  МэВ, соответственно, использовались осцилляторные волновые функции  $R_{2d}$ .

Определим, каким образом восстанавливаются соответствующие необходимые параметры для проведения процедуры модификации.

*Способ №1* обоснован тем, что считается известным параметр  $k_0$ : используем значение  $\rho_0$  (2.3) и связь  $\rho_0 = k_0 r_m$ , находим радиус сшивания  $r_m$ . Значение осцилляторного параметра находится из соотношения  $r_0 = 1/k_0$ .

*Способ №2* определения осцилляторного параметра основан на использовании известного соотношения для трёхмерного гармонического осциллятора  $\overline{r^2} = r_0^2 \cdot (n + 3/2)$ . Зная значение среднеквадратичного радиуса  $r_{rms}$ , находим  $r_0$ . Используем соотношение  $\rho_0 = r_m / r_0$ , находим радиус сшивания  $r_m$ .

Ранее были получены численные значения:  $\rho_0 = 2,474556$  для случая  $R_{2s}$  сшиваемых функций и  $\rho_0 = 2,513260$  для  $-R_{2d}$ .

В таблице 1 приводятся все необходимые данные по энергиям возбуждения  $E_{exc}$ , среднеквадратичным радиусам  $r_{rms}$ , радиусам сшивания  $r_m$  и осцилляторным параметрам  $r_0$ . В последнем столбце обозначен способ восстановления осцилляторного параметра.

Таблица 1 – Параметры возбужденных состояний  $J^\pi = 1/2^+, 5/2^+, 3/2^+$  ядра <sup>13</sup>C

$J^\pi$	$E_{exc}$ , МэВ	$r_{rms}$ , фм	$r_m$ , фм	$r_0$ , фм	№
1/2 <sup>+</sup>	3,089	5,04 ± 0,75	6,669	2,695	2
			8,604	3,477	1
5/2 <sup>+</sup>	3,874	3,68 ± 0,4	4,946	1,968	2
			11,393	4,533	1
3/2	7,67	-	7,218	2,872	1

Для удобства применения полученных модифицированных функций возбужденных состояний ядра  $^{13}\text{C}$  с  $J^\pi = 1/2^+, 3/2^+$  и  $5/2^+$ . в дальнейших расчетах была проведена параметризация данных функций гауссоидами с использованием стандартной программы APR-GA. В итоге, параметризованная *нормированная* функция  $\tilde{R}_{2s}^{mod}(r)$  для состояния  $J^\pi = 1/2^+$  имеет вид:

$$\tilde{R}_{2s}^{mod}(r) = \sum_{i=1}^{15} B_i \cdot e^{-\beta_i r^2} \tag{1}$$

Параметризация радиальных *нормированных* функций  $\tilde{R}_{2d}^{mod}(r)$  состояний  $J^\pi = 5/2^+$  и  $3/2^+$  имеет вид:

$$\tilde{R}_{2d}^{mod}(r) = r^2 \sum_{i=1}^{15} D_i \cdot e^{-\gamma_i r^2} \tag{2}$$

Таблица 2 – Характеристики модифицированных волновых функций  $\tilde{R}_{2l}^{mod}(r)$

$J^\pi, \tilde{R}_{2l}^{mod}(r)$	$r_m, \text{ фм}$	$C_{2l}$	$N$	$P_{out}, \%$
$1/2^+, \tilde{R}_{2s}^{mod}(r)$	6,669	0,278476	0,940277	24,9
	8,604	0,181369	0,967572	20,1
$5/2^+, \tilde{R}_{2d}^{mod}(r)$	4,946	3,759468	0,979647	15,7
	11,393	0,584071	0,958564	10,5
$3/2^+, \tilde{R}_{2d}^{mod}(r)$	7,218	0,584214	0,986567	10,8

В таблице 2 суммированы основные характеристики всех рассчитанных модифицированных функций  $\tilde{R}_{2l}^{mod}(r)$ . Принимая во внимание значений  $P_{out}(\%)$ , можно однозначно сделать вывод, что  $1/2^+$  состояние имеет *галло*-структуру.

Состояния  $5/2^+$  и  $3/2^+$ , скорее всего, относятся к *скин*-состояниям. Тем не менее, все полученные результаты могут служить некоторой отправной точкой для более сложных модельных расчетов.

В силу соотношения неопределенностей Гейзенберга “координата-импульс” все модификации волновых функций на больших расстояниях должны, в первую очередь отражаться в импульсных распределениях при малых значениях  $q$ .

Действительно, в области малых переданных импульсов  $q \rightarrow 0$  импульсные распределения для всех полученных функций кардинально отличаются. Таким образом, наши предположения, что именно эта характеристика чувствительна к модификациям асимптотике полностью подтверждается. Безузловые  $R_{2d}$  функции точно равны нулю при  $q = 0$ . Такие импульсные распределения сравниваются по такой известной характеристике как *ширина на полувысоте* –  $\Gamma$ . Именно по значениям  $\Gamma$  можно судить о *широких* или *узких* импульсных распределениях, а, следовательно, и делать выводы о протяженности асимптотики в координатном представлении, которая ассоциируется с *галло* или *скин* структурой.

Разные версии модификаций №1 и 2, а также чисто осцилляторные функции заметно дистанцируются в импульсном представлении. Для решения вопроса выбора *достоверных* функций необходимо в последующем сравнить полученные результаты с имеющимися экспериментальными данными по упругим и неупругим формфакторам, данным по рассеянию протонов и  $\alpha$  частиц, по которым накоплен большой экспериментальный материал.

*Работа выполнена в рамках проекта 3094/ГФ4 грантового финансирования МОН РК.*

## CROSS SECTION PARAMETRIZATION FOR THE HIGH SPIN ELASTIC SCATTERING

N.A. Burkova, A.S. Tkachenko

Physical-Technical department, al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan  
[natali.burkova@gmail.com](mailto:natali.burkova@gmail.com)

Of particular interest to the two-particle photodisintegration and radiative capture reactions  $A + \gamma \rightleftharpoons a + b$  is due to the fact that these processes are directly related to the most advanced research in nuclear astrophysics (thermodynamics of the Universe [1], nucleosynthesis of chemical elements in the Sun and stars, the Big Bang theory [2]), as well as the physics of nuclear reactors and nuclear fusion.

Currently, with implementation of the novel method of inverse Compton scattering (ICPB) for the generating a quasi-monochromatic beams of photons experimental capabilities have reached a new level and is continuously expanding.

The analytics was implemented for the scattering processes with channel spin structure 1/2, 3/2 and 5/2. For the first time the parameterization of differential cross sections by orbital momentums  $\ell = 0, 1, 2, \dots$  for the quartet and quintet spin channels has been performed. The presentation is given in a universe form and may be applied for the phase shift analyses for the scattering of nuclei or elementary particles. Same amplitudes are used in the construction of the polarization characteristics as vector and tensor polarization. The following isotopes are in field of interests:  ${}^7\text{B}(3/2^-)$ ,  ${}^9\text{B}(3/2^-)$ ,  ${}^{11}\text{B}(3/2^-)$ ,  ${}^{12}\text{B}(1^+)$ ,  ${}^{13}\text{B}(3/2^-)$ ,  ${}^5\text{Li}(3/2^-)$ ,  ${}^6\text{Li}(1^+)$ ,  ${}^7\text{Li}(3/2^-)$ ,  ${}^9\text{Li}(3/2^-)$ ,  ${}^{10}\text{Li}(1^-)$ ,  ${}^9\text{C}(3/2^-)$ ,  ${}^{11}\text{C}(3/2^-)$  and protons, neutrons, deuterons as impact particles, as well some exotic elementary particles, for example, tau-lepton  $\tau$  (1).

The differential cross section for elastic scattering of two particles system with spin structure  $1 + 3/2$  accounting spin-orbit splitting is  $\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = \frac{1}{6} \frac{d\sigma_{1/2}}{d\Omega} + \frac{1}{3} \frac{d\sigma_{3/2}}{d\Omega} + \frac{1}{2} \frac{d\sigma_{5/2}}{d\Omega}$ , where the indices and related to the *doublet*, *quartet* and *quintet* scattering states corresponding to the total spin channel  $S=1/2$ ,  $S=3/2$  and  $S=5/2$ . For the partial cross sections 28 amplitudes have been analytically calculated.

The partial cross-section of the *quintet* spin channel  $S=5/2$  is a combination of 18 independent amplitudes.

Present work for the first time reported the formulas for the calculation of differential cross sections in scattering channels with spins 3/2 and 5/2 in addition to 1/2. The obtained representations are *universal* and can be used for a wide range of problems in nuclear and particle physics. Namely their different combinations depending on the spins of scattering particles cover cases  $s_1 + s_2 = 1+1/2, 1+3/2, 2+1/2$ . Due to the fact, that the orbital quantum number can take any value in, the obtained formulas are applicable for the calculation of reactions proceeding at low and ultra-low astrophysical energies, as well as for the high-energy processes.

Some results were applied for the calculations of proton radiative capture reactions on  ${}^{10,11}\text{B}$  isotopes at low astrophysical energies and show good agreement with available experimental data.

### References

- 1 Ishhanov B.S., Kapitonov I.M., Judin N.P. Chasticy i atomnye jadra.– M.: Izdatel'stvo LKI, 2007. – 584 s.
- 2 Kapitonov I.M., Ishhanov B.S., Tutyn' I.A. Nukleosintez vo Vselennoj. – M.: Librokom, 2009. – 202 s.

## NEW COMPLEX SETUP FOR REGISTRATION OF COSMIC RAY INTERACTIONS FROM EXTENSIVE AIR SHOWERS

**A. Borisov<sup>1</sup>, A. Chubenko<sup>1</sup>, O. Dalkarov<sup>1</sup>, R. Mukhamedshin<sup>1</sup>, R. Nam<sup>2</sup> V. Puchkov<sup>1</sup>, V. Piskal, V. Pavluchenko<sup>1</sup>, A. Shepetov<sup>1</sup>, T.Kh. Sadykov<sup>3</sup>, S. Shaulov<sup>1</sup>, Y. Tautayev<sup>3</sup>, V. Zhukov<sup>2</sup>, N. Zastrozhnova<sup>3</sup>**

<sup>1</sup>*P.N. Lebedev Physical Institute of Russian Academy of Science, Moscow, Russia,*

<sup>2</sup>*LPI Branch “Tien-Shan High Mountain Research Station”, Almaty, Kazakhstan,*

<sup>3</sup>*Institute of Physics and Technology, Almaty, Kazakhstan*

The project of a new experiment is proposed in order to obtain direct data on the value of production cross section of charmed particles in interactions of cosmic ray hadrons on lead nuclei at energy  $E \sim 75 \text{ TeV}$  in the forward kinematic cone and to determine a contribution of prompt muons to the overall flow of superhigh energy muons within EAS at mountain altitudes. The proposed experiment, which will be carried out at the Tien Shan Mountain Scientific Station (TShMSS) located at an altitude of 3340 m above sea level, will clarify the nature of weakly absorbed hadronic component of cosmic rays, i.e., the nature of the so-called long-flying cosmic ray component which was previously observed in a number of nuclear physics experiments with cosmic rays including those performed at the TShMSS. Besides, anomalies and nearby sources of superhigh energy PCR will be searched within the experiment by scanning the celestial sphere and applying a high-sensitive difference method. To achieve these objectives, a new hybrid calorimeter representing a two-storey coordinate calorimeter of  $55 \text{ m}^2$  in area is planned to assemble on the basis of the previous hybrid calorimeter and 2-storey X-ray emulsion chamber (XREC). The setup consists of two blocks spaced vertically by 2.2 meters. The upper unit contains a standard  $\Gamma$ -block of an XREC with two underlying layers of ionization chambers arranged in mutually perpendicular directions. Beneath them, a sufficiently thick lead target block is located in which the cosmic ray hadrons interact effectively with lead nuclei. The lower unit represents the XRECs and the underlying ionization calorimeter  $1050 \text{ g/cm}^2$  thick, which consists of the iron absorber with gaps designed for placing of ionization chambers, Geiger and neutron counters. The hybrid calorimeter and the adjacent territory is covered with an array of scintillation detectors of  $0.5 \times 0.5 \text{ m}^2$  of size with total area of  $350 \text{ m}^2$ . The specific features of the new complex setup make it possible to measure the coordinates of EAS core particle tracks with an accuracy of  $\Delta x, y \sim 100$  microns and to determine the primary energy and that of individual particles with an accuracy of  $\sigma E/E \sim 25\%$ . It is further assumed that complex setup will operate as a part of the TShMSS shower array representing a network of scintillation detectors located on an area of about  $2 \text{ km}^2$ . The detailed study of EAS cores and their fine structure with setup will allow us to clarify characteristics of hadronic interactions at wide energy range  $E_0 = 10^{14} - 10^{18} \text{ eV}$  in the forward (fragmentation) kinematic region.

## **ПРАКТИЧЕСКИ ЗНАЧИМАЯ НОРМАТИВНО-ПРАВОВАЯ БАЗА ПО РАДОНУ В РЕСПУБЛИКЕ КАЗАХСТАН**

**З.М. Бияшева, Р.Б. Тапалова, С.Т. Алибеков, В.В. Дьячков**

*Казахский Национальный Университет имени аль-Фараби, Алматы, Казахстан*

Проблемы с РАО и радоном в РК юридически решены лишь в верхнем эшелоне нормативно правовой базы – в виде двух законов РК: «Закон о радиационной безопасности населения Республики Казахстан» и «Закон об атомной энергии». Однако исполнение этих законов, в особенности в отношении к радиоэкологическим проблемам, оставляет желать лучшего. Так, до сих пор не выполняется §11 первого закона о радоне: нет обязательного контроля на входе сырья и на выходе продукции ни на одном предприятии Казахстана! Нет обязательного радиоэкологического обследования пятен земли, отводимых под жилищное строительство. Нет обязательной сертификации на радон при купле-продаже жилья. А ведь в просвещенной Европе без таких сертификатов просто ничто не функционирует.

Цель настоящей работы дать перечень и последовательность новых, разрабатываемых документов для внесения на рассмотрение как высшего парламентские органы, так и для законодателей на местах.

Авторы предлагают внести в Мажилис РК следующие первоочередные законодательные предложения:

- «Закон об обязательном радиоэкологическом гамма-контроле на входе сырья и на выходе продукции для всех предприятий строительной и пищевой промышленности».
- «Закон об обязательной сертификации жилых помещений и отдельных домов при их купле-продаже».
- «Закон об обязательном ежегодном обследовании на радон детских и школьных учреждений».
- «Закон об обязательном обследовании на радон всего жилищного фонда РК, построенного вдоль берегов рек и озер».

В местные законодательные органы необходимо внести соответствующие подзаконные акты, а также предложения, коренным образом изменяющие архитектуру строительства жилья в зонах с повышенной эманацией и эксхалацией радона. Среди них, например, приказ Министерства строительства: «Об обязательности архитектурных проектов и строительства домов на сваях в зонах с повышенной эманацией радона». Например, тревожным сигналом является повышенная онкосмертность ВИП-жителей различных регионов, живущих в одно и двухэтажных роскошных виллах. А ведь жить на 1-х и 2-х этажах категорически нельзя из-за высокой концентрации радона.

Мировая онкостатистика показывает, что в странах, в которых, указанные выше, законы действуют, онкосмертность и онкозаболеваемость снижена в разы. В Республики Казахстан геологическая структура литосферы и залежи полезных ископаемых таковы, что во многих регионах с гранитными и глинопесчаными почвами эманация радона повышена.

Как известно, Министерство энергетики Республики Казахстана (<http://energo.gov.kz/>) является центральным исполнительным органом Республики Казахстан, осуществляющим формирование и реализацию государственной политики, координацию процесса управления в сферах нефтегазовой, нефтегазохимической промышленности, транспортировки углеводородного сырья, государственного регулирования производства нефтепродуктов, газа и газоснабжения, магистрального трубопровода, электроэнергетики, угольной промышленности, атомной энергии, охраны окружающей среды, природопользования, охраны, контроля и надзора за рациональным использованием природных ресурсов, обращения с твердыми быто-



выми отходами, развития возобновляемых источников энергии, контроля за государственной политикой развития «зеленой экономики».

Рассмотрев деятельность Министерства энергетики РК, как уполномоченного органа, можно предложить тему разработку проекта государственного стандарта (услуги) с названием: «Выдача разрешений на проверку радонового воздействия в жилом комплексе населенных пунктов». Возможны также дополнения, затрагивающие также проектирование и строительство новых жилых домов на аналогичную превентивную проверку. Реестр государственных услуг был утвержден постановлением Правительства Республики Казахстан от 18 сентября 2013 года №983 (с изменениями 2015 г.), то есть тем самым, можно предложить его расширить.

В соответствии с поставленной в настоящей работе целью перечень актуальных нормативно правовых актов можно сформулировать в следующем виде.

1. Купля-продажа квартир, домов и участков земли должна юридически оформляться только с официальным сертификатом на радон.
2. Отвод земли под строительство должен юридически оформляться только официальным сертификатом на радон.
3. Радоновые ванны и другие радоновые процедуры должны производиться только в противогазе и только со строгим соблюдением нормативно установленных доз на радон-219, радон-220, радон-222.

Все эти вопросы частично разрешаемы в рамках, предложенного выше, государственного стандарта (услуги) и соответствующего (сопутствующего) регламента. В тоже время, предложенные выше пункты 1–3 затрагивают Гражданский и Земельный кодексы, медицинское законодательство и потребует усилий законодателя в этом направлении. Поэтому авторы настоящей работы предлагают начать совершенствование нормативно правовой базы на радон в Республике Казахстан в два этапа. Этап 1. Подготовить вышеуказанный проект с направлением в Министерство энергетики и последующим утверждением Правительством. Этап 2. Разработчиком указанных законодательных актов получить юридическое заключение на предмет соответствия праву (законодательству) предлагаемое ограничение.

*Данная работа выполнена в рамках реализации гранта №0115РК00285 (ГФ-4) «Исследование радоновой онкоопасности населения путем измерений вертикальной, горизонтальной и временной топологии эманации и ее аккумулярования в биологических объектах» выполняемого в лаборатории молекулярной генетики НИИ «Проблем биологии и биотехнологии» КазНУ им. аль-Фараби.*

## ОБ УРАВНЕНИЯХ ДВИЖЕНИЯ ЗАДАЧИ ДВУХ ТЕЛ В МЕХАНИКЕ ОТО

**А.А. Комаров**

*КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан*

Одной из важных и актуальных в настоящее время модельных задач в механике общей теории относительности является задача двух тел с учетом приливного взаимодействия.

Исследование вышеназванной задачи естественно проводить на основе уточненной метрики первого приближения Фока [1,2],

$$ds^2 = \left( c^2 - 2U + \frac{2U^2}{c^2} - \frac{2\gamma}{c^2} \int \frac{\rho' \left( \frac{3}{2} v^2 + \Pi - U \right)' - p'_{kk}}{|\vec{r} - \vec{r}'|} (dx')^3 \right) dt^2 - \left( 1 + \frac{2U}{c^2} \right) (dx_1^2 + dx_2^2 + dx_3^2) + \frac{8}{c^2} (U_1 dx_1 + U_2 dx_2 + U_3 dx_3) dt \quad (1)$$

главным преимуществом которой является учет нелинейности поля, внутренней структуры и собственного вращения. Сюда также может быть корректно включено приливное взаимодействие.

В случае, когда центральное тело представляет собой вращающийся шар, эта метрика принимает вид [3]

$$ds^2 = \left[ c^2 - 2U \left( 1 + \frac{\xi_0}{m_0 c^2} \right) + \frac{2U^2}{c^2} + \frac{4\gamma}{7m_0 c^2} (\vec{S}_0 \vec{\nabla}) (\vec{S}_0 \vec{\nabla}) \frac{1}{r} \right] dt^2 - \left( 1 + \frac{2U}{c^2} \right) d\vec{r}^2 + \frac{8}{c^2} (\vec{U} d\vec{r}) dt, \quad (2)$$

где скалярный и векторный гравитационные потенциалы центрального тела определяются выражениями

$$U = \frac{\gamma m_0}{r}, \quad \vec{U} = \frac{\gamma}{2} \left[ \vec{\nabla} \frac{1}{r} \vec{S}_0 \right], \quad \vec{\nabla} = \frac{\partial}{\partial \vec{r}}. \quad (3)$$

В этих выражениях  $\vec{S}_0 = J_0^* \vec{\omega}_0$  - угловой момент шара (центрального тела),  $J_0^*$  - его момент инерции относительно оси,

$$\xi_0 = \frac{2}{3} \varepsilon_0 + \frac{8}{3} T_0, \quad (4)$$

$\varepsilon_0$  - взятая с обратным знаком энергия взаимного притяжения частиц центрального тела,  $T_0$  - его кинетическая энергия вращения.

Уравнения поступательного движения рассматриваемой задачи запишем в представлении векторных элементов орбиты  $\vec{M}$  (момент импульса) и  $\vec{A}$  (вектор Лапласа). Это удобно с целью дальнейшего применения асимптотических методов нелинейной механики, поскольку имеется разделение переменных на быстрые и медленные.

В релятивистском приближении векторы  $\vec{M}$  и  $\vec{A}$  будут медленно изменяться со временем. Составим соответствующие уравнения движения

$$\dot{\vec{M}} = \left[ \dot{\vec{r}} \vec{p} \right] + \left[ \vec{r} \dot{\vec{p}} \right], \quad (5)$$

$$\dot{\mathbf{A}} = \left[ \frac{\dot{\mathbf{p}}}{m} \bar{\mathbf{M}} \right] + \left[ \frac{\bar{\mathbf{p}}}{m} \dot{\mathbf{M}} \right] - \gamma m_0 m \frac{d}{dt} \left( \frac{\bar{\mathbf{r}}}{r} \right). \quad (6)$$

Производные  $\dot{\bar{\mathbf{r}}}$  и  $\dot{\bar{\mathbf{p}}}$  получим из уравнений Гамильтона

$$\dot{\bar{\mathbf{r}}} = \frac{\partial H}{\partial \bar{\mathbf{p}}}, \quad \dot{\bar{\mathbf{p}}} = -\frac{\partial H}{\partial \bar{\mathbf{r}}}. \quad (7)$$

Для нахождения гамильтониана задачи нам понадобится её лагранжиан, который определим по стандартной формуле

$$L = -mc \frac{ds}{dt}. \quad (8)$$

Окончательное выражение для функции Лагранжа имеет вид

$$L = -mc^2 + m \left( U + \frac{v^2}{2} \right) - \frac{m}{2c^2} \left( U^2 - 3Uv^2 - \frac{v^4}{4} \right) - \frac{4m}{c^2} (\bar{\mathbf{U}} \bar{\mathbf{v}}) + \frac{mU}{m_0 c^2} \xi_0 + \frac{2\gamma m}{7m_0 c^2} [\bar{\mathbf{S}}_0 \bar{\nabla}] [\bar{\mathbf{S}}_0 \bar{\nabla}] \frac{1}{r}, \quad (9)$$

а соответствующий гамильтониан

$$H = mc^2 + \frac{p^2}{2m} - mU - \frac{1}{c^2} \left( \frac{p^4}{8m^3} + \frac{3Up^2}{2m} - \frac{mU^2}{2} + \frac{mU}{m_0} \xi_0 \right) + \frac{2\gamma}{r^3 c^2} [\bar{\mathbf{S}}_0 \bar{\mathbf{r}}] \bar{\mathbf{p}} - \frac{2\gamma m}{7m_0 c^2} [\bar{\mathbf{S}}_0 \bar{\nabla}] [\bar{\mathbf{S}}_0 \bar{\nabla}] \frac{1}{r}. \quad (10)$$

Учет приливного взаимодействия определим добавкой к ньютонову потенциалу центрального тела  $m_0$

$$U = U_0 + U', \quad U_0 = \frac{\gamma m_0}{r}, \quad (11)$$

где  $U'$  - приливный (tidal) потенциал.

Вычисляя необходимые производные и подставляя их в уравнения (5) и (6), получим уравнения поступательного движения рассматриваемой задачи в представлении векторных элементов орбиты  $\bar{\mathbf{M}}$  и  $\bar{\mathbf{A}}$

$$\begin{aligned} \dot{\bar{\mathbf{M}}} &= \frac{2\gamma}{r^3 c^2} [\bar{\mathbf{S}}_0 \bar{\mathbf{M}}] - \frac{12\gamma m (\bar{\mathbf{S}}_0 \bar{\mathbf{r}})}{7m_0 r^5 c^2} [\bar{\mathbf{r}} \bar{\mathbf{S}}_0] + \left( m + \frac{m}{c^2} \left( \frac{E}{m} + v^2 - U' + \frac{\xi_0}{m_0} \right) \right) [\bar{\mathbf{r}} \bar{\nabla} U'], \quad (12) \\ \dot{\bar{\mathbf{A}}} &= \left( 4E + 6mU_0 + \frac{m\xi_0}{m_0} \right) \frac{[\bar{\nabla} U_0 \bar{\mathbf{M}}]}{mc^2} + \frac{2\gamma}{r^3 c^2} [\bar{\mathbf{S}}_0 \bar{\mathbf{A}}] + \frac{6\gamma (\bar{\mathbf{S}}_0 \bar{\mathbf{M}})}{mr^5 c^2} [\bar{\mathbf{r}} \bar{\mathbf{M}}] - \\ &\quad - \frac{6\gamma}{7m_0 r^5 c^2} \left\{ \left( S_0^2 - \frac{5}{r^2} (\bar{\mathbf{S}}_0 \bar{\mathbf{r}})^2 \right) [\bar{\mathbf{r}} \bar{\mathbf{M}}] + 2(\bar{\mathbf{S}}_0 \bar{\mathbf{r}}) \left( [\bar{\mathbf{S}}_0 \bar{\mathbf{M}}] + [\bar{\mathbf{p}} [\bar{\mathbf{r}} \bar{\mathbf{S}}_0]] \right) \right\} + \\ &\quad + \frac{2U'}{c^2} [\bar{\nabla} U_0 \bar{\mathbf{M}}] + \left( mc^2 + E + mv^2 - mU' + \frac{m\xi_0}{m_0} \right) \frac{[\bar{\nabla} U' \bar{\mathbf{M}}] + [\bar{\mathbf{p}} [\bar{\mathbf{r}} \bar{\nabla} U']]}{mc^2}. \quad (13) \end{aligned}$$

#### Литература

- 1 Фок В.А. Теория пространства, времени и тяготения. – Москва, 1961. – 563 с.
- 2 Абдильдин М.М. Анализ некоторых задач механики теории тяготения Эйнштейна // Проблема движения в теории гравитации Эйнштейна. – Алма-Ата, 1981. – С. 3-41.
- 3 Абдильдин М.М., Баимбетов Ф.Б., Жусупов М.А., Кожамкулов Т.А., Рамазанов Т.С., Омаров М.С. Исследование проблем фундаментальных взаимодействий в теоретической физике. - Науч. изд-е. – Алматы, 1997. - 141 с.

## NONLINEAR EQUATION OF QUARK-GLUON CASCADE

A.T. Temiraliev<sup>1</sup>, I.A. Lebedev<sup>1</sup>, A.K.Danlybaeva<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Institute of Physics and Technology, Almaty, Kazakhstan

<sup>2</sup>Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan

Consideration of the contribution to the quark-gluon distribution of bremsstrahlung of gluons leads to a violation of Bjorken's scaling and is determined by known linear evolution equations: Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi (DGLAP) [1-3], Balitsky-Fadin-Kuraev-Lipatov (BFKL) [4-5] and Gribov-Levin-Ryskin-Mueller-Qiu (GLR-MQ) [6-7]. Proposed many ways to the modeling of evolution equations with non-perturbativenonlinearities, considering the gluon recombination. In addition to the gluon splitting functions, the nonlinear gluon recombination processes become important. The action Yang-Mills (Y-M) already contains cubic and quartic nonlinearinteraction terms in the field strength tensor:  $S_{Y-M} = -\frac{1}{4} \int d^4 x F_{\mu\nu}^a(x) F_a^{\mu\nu}(x)$ . As is known, problems arise in the mathematical method of describing quantum chromodynamics at large distances, when perturbation theory for the decomposition in  $\alpha_s(Q^2)$  is not applicable. Opportunities for the formation of regular structures associated with the effective competition of different types of interactions: mergers and splittings of quarks and gluons. Under the influence of the quantum fluctuations of the amplitudes of the processes there are structures which have some scale with complex self-organization. Consideration of the contribution to the quark-gluon distribution of gluons bremsstrahlung leads to a violation of Bjorken's scaling and it is determined by known linear evolution equations. There are different approaches to accounting for mergers with non-perturbativenonlinearitiesat the gluon recombination. Considering the evolution as a discrete quantum process we use the mathematical apparatus of mappings within the framework of nonlinear dynamics theory. In the spirit of Feynman's path integrals we propose [9] a nonlinear stochastic equation in the form of the evolution of nucleon structure function  $F_2(x, Q^2)$ , which represents the evolution nonlinear operator showing the distribution in the momentum representation:  $\frac{\partial \vec{x}}{\partial t} = R \cdot F(\vec{x}, t)$ . Using the method of Poincare sections (choosing the share of momentum as a one-dimensional section of the phase space of partons momentum distribution) we have an evolution equation  $x_{t+1} = R \cdot \hat{F}(x_t)$ . Here Bjorken's/Feynman's variable  $x_t$  is the momentum fraction at discrete time index ( $t=0,1,2,\dots$ ) and  $R$  is the control parameter that characterizes the degree of coupling embossed parton with the totality of the remaining partons in the nucleon at the certain energy  $\sqrt{s}$  and determines the character of observing regimes. To switch to continuous time allows the build, known as the Poincare section. In the framework of our quality approach we use the renormalization-group approach to the evolution equation, allowing to recreate a physical picture of the critical behavior. So for the quark-gluon cascade, we enter an iterative map in which a number of the quarks and gluons in  $(t+1)$ -th generation are proportional to the number of them in  $t$ -th generation. The number of partons are changing, but remains on total momenta. Thus, the probability to find a parton with a fraction of momentum  $x$  at time  $t+1$  is defined by the impulse distribution of partons in the time  $t$ . Positive terms of hadron structure function meet the increasing of the quarks (q) and gluons (g) number at cascade:  $q \rightarrow q+g$  and  $g \rightarrow g+g$  and negative terms is the reduction, i.e. quark-antiquark, quark-gluon and gluon-gluon recombination. Using the method of Poincare sections (choosing the share of momentum as a one-dimensional section of the phase space of partons momentum distribution) and considering that the evolution operator is determined by hadron structure functions ( $F_2$ ), we use a one-dimensional map.

Numerical solution of the nonlinear equation has shown the existence of an evolution termination in the field of small values of parameter. Small perturbations do not change the Q-G condition ( $R \ll 1$ ). The increase in  $R$  leads at first only to the excitation stable state. With further increase

of the parameter occur repeated bifurcation (splitting) of period-doubling calculations of the quarks phase trajectories have shown the presence of the chaotic dynamics at  $R \gg 0$  as a consequence of bifurcations. In a state of dynamic chaos two close orbits in phase space diverge exponentially with time with Lyapunov's coefficient in the exponent ( $\lambda = \frac{1}{T} \ln|\mu|$ ), which in a computer simulation, is calculated using parallel running of two close initial conditions and examines their divergence. By computer simulation the studies of the formation of stable structures in quark-gluon cascade, including recombination processes. The nature of stability of fixed points (cycles) and the type of bifurcations of mappings are determined by their multipliers. In turn, multipliers are the own numbers of the Jacobian matrix perturbations. The maximum value  $x_{t+1}$  is found from  $dx_{t+1}/dx_t=0$ . The Jacobian is  $J = \left| \frac{dx_{t+1}}{dx_t} \right|$  and the map is stable at a point  $x_0$  if  $J(x_0) < 1$ . When the coupling constant  $\alpha_s(Q^2)$  is small, the evolution is incoherent, if the relationship is strong enough that can occur spontaneous synchronization quark-gluon movements. Dynamic quark-gluon systems are highly sensitive to the initial conditions. There are nonperturbative effects associated with initial transverse momenta of partons inside the hadron and there are always fatal even quantum zero fluctuations. It is possible that a steady structure formation in nonlinear quark-gluon evolution is a mechanism of hadronization. Arising in the quark-gluon cascade the strange attractor with a fractal self-similar structure display a new nonlinear phenomenon in the hadron physics is deterministic chaotic dynamics. Self-similarity is related to the so-called power-law dependence on parameters. Dynamic quark-gluon systems are highly sensitive to the initial conditions. There are non-perturbative effects associated with initial transverse momenta of partons inside the hadron and there are always fatal even quantum zero fluctuations. It is possible that a steady structure formation in nonlinear quark-gluon evolution is a mechanism of hadronization. Arising in the quark-gluon cascade the strange attractor with a fractal self-similar structure display a new nonlinear phenomenon in the hadron physics is deterministic chaotic dynamics.

#### References

1. Gribov V.N., Lipatov L.N. "Deep inelastic ep scattering in perturbation theory" // Sov. J. Nucl. Phys. 1972. – Vol. 15. – P. 438.
2. Докшицер Ю.Л. "Вычисление структурных функций глубоко неупругого рассеяния в  $e^+e^-$  аннигиляции по теории возмущений КХД" // ЖЭТФ, 1977. – Т.73. – С.1216.
3. Altarelli G., Parisi G. Asymptotic freedom in parton language // Nucl. Phys. B126 (1977) 298
4. Kuraev E.A. and Fadin V.S. «On radiative corrections to the cross section for single - photon annihilation of an  $e^+ e^-$  - pair at high energy» // J. Nucl. Phys. 1985. Vol. 41. P.3.
5. Липатов Л.Н. «Свойство интегрируемости в квантовой хромодинамике при большом числе цветов» // УФН. 2004. – Т.174, №4. –С. 337-352
6. Mueller AH and Qiu J. Gluon Recombination and Shadowing at Small Values of x // Nucl Phys B268 (1986) 427
7. MAYURI DEVEE and J K SARMA Analytical Approach for the Solution of the Nonlinear GLR-MQ Equation // Proc Indian Natn Sci Acad 81 No. 1 2015, p. 16-21
8. Rasool, M.H., Ahmad, M.A. and Ahmad, S. «Slow Particle Production in Nucleus-Nucleus Collisions at Relativistic Energies» // Journal of Modern Physics, 7, 51-64, 2016 <http://dx.doi.org/10.4236/jmp.2016.71006>
9. Темиралиев А.Т., Данлыбаева А.К «Формирование структур в нелинейной кварк-глюонной эволюции» // Известия НАН РК серия физ-мат 2014 №2.

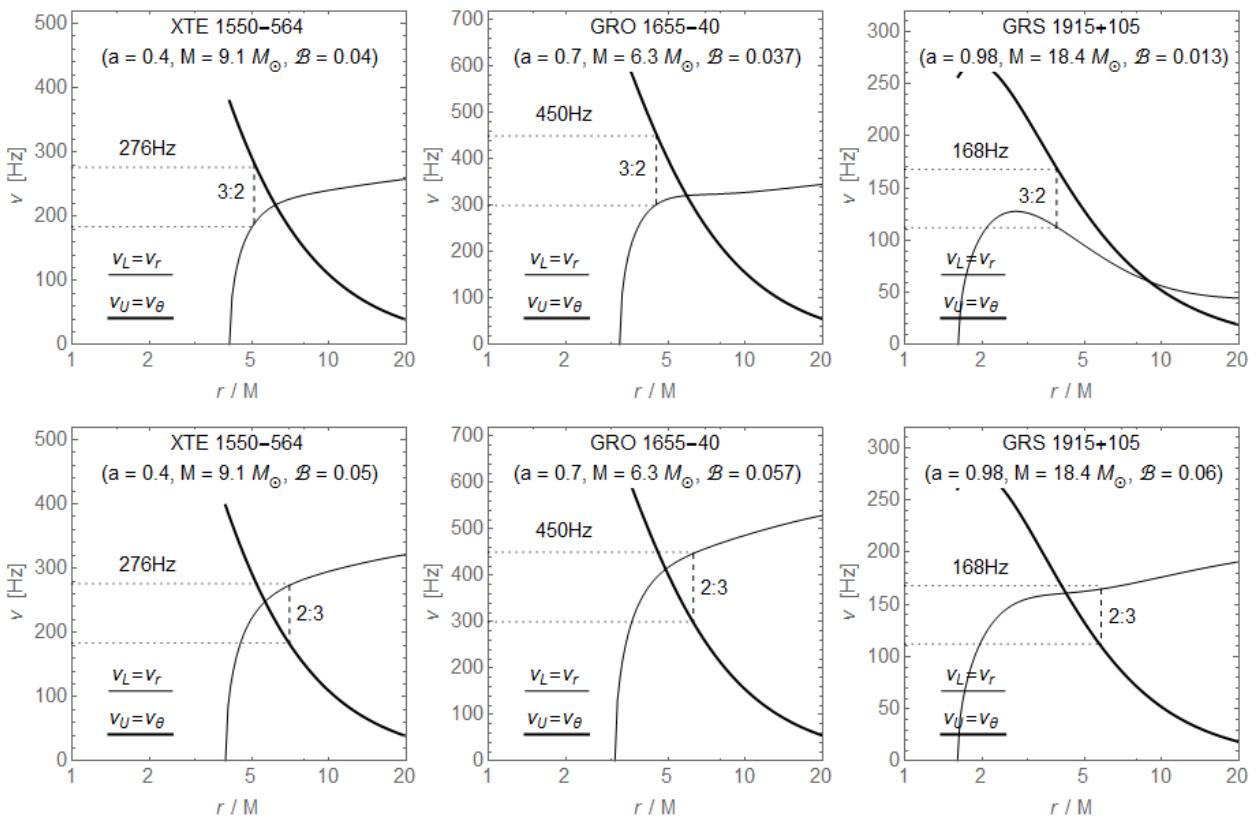
## MAGNETIC FIELD CONSTRAINTS FROM MICROQUASAR QPOS.

**A. Tursunov and M. Kološ**

*Institute of Physics and Research Centre of Theoretical Physics and Astrophysics,  
Faculty of Philosophy & Science, Silesian University in Opava,  
Bezručovo náměstí 13, CZ-74601 Opava, Czech Republic  
[Arman.Tursunov@fpf.slu.cz](mailto:Arman.Tursunov@fpf.slu.cz), [Martin.Kolos@fpf.slu.cz](mailto:Martin.Kolos@fpf.slu.cz)*

Due to the possibilities of achievement of high precisions in the measurements of the frequencies of received signals one can get useful information about the central object and the electromagnetic fields in its vicinity from the analysis of obtained frequencies. In order to test the role of large-scale magnetic fields in quasi-periodic oscillation (QPO) phenomena observed in microquasars, we study oscillatory motion of test charged particles in the vicinity of a rotating black hole immersed into an external asymptotically uniform magnetic field. Investigation of the high-frequency QPOs observed in many black hole or neutron star low-mass X-ray binaries can open up prospects of understanding the phenomena occurring in the presence of strong gravity. Some of HF QPOs come in pairs of the upper and lower frequencies of twin peaks in the Fourier power spectra. We determine the fundamental frequencies of small harmonic oscillations of charged test particles around stable circular orbits in the equatorial plane of a magnetized black hole [1,2], and discuss the frequencies of the radial and latitudinal harmonic oscillations [3] in dependence on the mass of the black hole and the strength of the magnetic field. We demonstrate that assuming relevance of resonant phenomena of the radial and latitudinal oscillations of charged particles at their frequency ratio 3 : 2 or 2 : 3, as the observed values of the twin HF QPO frequencies for the sources show clear ratio  $\nu_U : \nu_L = 3 : 2$  [4], the oscillatory frequencies of charged particles can be well related to the frequencies of the twin HF QPOs observed in the microquasars GRS 1915+105, XTE 1550-564 and GRO 1655-40.

The procedure of fitting the charged particle oscillation frequencies to the observed frequen-



cies is presented in the figure, for all the three microquasars. From the restrictions on the mass of the central object  $M$  for each of the sources and the parameter of the rotation  $a$ , we obtain simultaneously restriction on the magnetic field parameter which is proportional to the strength of the magnetic field and the specific charge of a test particle. According to our results the strong magnetic fields are not necessary. For electrons to obtain such frequencies the strength should be of order of ratio  $B_{e-} \sim 0.1$  mG, which is comparable to the magnetic field strength in the heliosphere. For protons  $B_{p+} \sim 1$  G, which is comparable to the Earth's magnetic field at its surface, and for partially ionized (one electron lost) iron atom  $B_{Fe} \sim 10$  G is comparable to the magnetic field strength in the Earth's core. The exact values of the magnetic field differ for each of microquasars but they have the same order of magnitude. The inverse estimations of the mass of the test body with one electron lost for the fixed values of magnetic field show that for the magnetic field of  $B \sim 10^8$  G, the mass of the oscillating object should be of order  $m \sim 10^{-16}$  g, what is comparable with the mass of the cosmic dust grains.

#### References

- [1] A. Tursunov, M. Kološ, and Z. Stuchlík, Circular orbits and related quasiharmonic oscillatory motion of charged particles around weakly magnetized rotating black holes, Phys. Rev. D 93, 084012 (2016).
- [2] M. Kološ, Z. Stuchlík and A. Tursunov, Quasi-harmonic oscillatory motion of charged particles around a Schwarzschild black hole immersed in a uniform magnetic field, Class. Quan. Grav. 32, 165009 (2015).
- [3] A. N. Aliev and D. V. Galtsov, General Relativity and Gravitation 13, 899 (1981).
- [4] J. E. McClintock, R. Narayan, S. W. Davis, L. Gou, A. Kulkarni, J. A. Orosz, R. F. Penna, R. A. Remillard, and J. F. Steiner, Classical and Quantum Gravity 28, 114009 (2011).

## <sup>11</sup>Be ГАЛО ЯДРОСЫНЫҢ КУЛОНДЫҚ КҮЙРЕУІН ТЕОРИЯЛЫҚ ЗЕРТТЕУ

Д.С. Валиолда<sup>1</sup>, С.А. Жаугашева<sup>1</sup>, В.С. Мележик<sup>2</sup>, Д.М. Джансейтов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>әл-Фараби атындағы Қазақ Ұлттық Университеті, Алматы, Қазақстан

<sup>2</sup>Біріккен ядролық зерттеулер институты, Дубна, Ресей

Жұмыстың мақсаты <sup>11</sup>Be гало ядросының кулондық күйреу процесін бейстационар квант-механикалық тәсілмен теориялық зерттеу. Гало ядролардың күйреуі жартылай классикалық бейстационар Шредингер теңдеуін сандық әдіспен шешу арқылы сипатталады. Гало ядролардың кулондық күйреуін теориялық зерттеу радиоактивті ядролар шоғырында жеңіл ядроларды зерттеуші тәжірибелерді жоспарлау және іске асыру үшін өзекті болып табылады.

Энергиясы 70 МэВ/нуклон шамасындағы <sup>11</sup>Be гало ядросының шашырауы сандық әдіспен зерттеледі. Күйреу процесінде ядро-оқтың толқындық шоғырының уақыттық эволюциясы көрсетіледі. Нысана мен ядро-оқ арасындағы ядролық әсерлесулердің рөлі кулондық күйреудің көздеу параметрімен әрекетінің нәтижесінде талданады және бағаланады.

Гало ядролар өзекті кванттық жүйелердің бірі. Осы ядроларда кейбір нуклондардың орташа орбиталық радиусы басқа нуклондардың ядролық өзара әсерлесу диапазонынан артық болуы мүмкін. Гало ядролардың күйреуі олардың қасиеттерін зерттеу үшін маңызды құралдарының бірі болып табылады. Бұл реакцияларда ядро-оқтың фрагменттерге жіктелінуі

жайлы ақпарат гало бөлшектердің толқындық функцияларының қасиеттері туралы тұжырым жасауға пайдаланылуы мүмкін. Кулондық күйреудің ерекше қызығушылық тудыру себебі-ядро-оқ пен нысана арасындағы өзара ядролық әсерлесуінің толық анықталмағандығы маңызды рөл ойнайды [1]. Сондықтан да күйреу реакцияларының қимасын дәл анықтау үшін реакция механизмін дәл сипаттау маңызды.

Гало ядролардың арасында  $^{11}\text{Be}$  ядросы ерекше қызығушылық тудырады. Бұл ядро құрылымының қарапайымдылығына байланысты тәуелсіз екі дененің күйреуін сипаттау үшін қажетті толқындық функциялары арасындағы анықталмағандықты ескеруге қажетті күрделі есептеулерсіз зерттеуге болады. Шынында да, ядроның байланысқан күйін нейтронмен әлсіз байланысқан қабық (кор) ретінде жеткілікті деңгейде сипаттауға болады. Күйреуді байланысқан күйдегі екі бөлшектің кулон өрісі салдарынан континуумға көшу процесі деп жуықтауға болады [2]. Бұл ядролар кулондық күйреудің жуықталған теорияларын тексеру үшін жақсы негіз болып табылады.

Күйреудің көлденең қимасы  $^{11}\text{Be}$  ядро-оғы үшін  $^{208}\text{Pb}$  нысанасында есептеледі.  $^{11}\text{Be}(p,d)^{10}\text{Be}$  нейтрондарды көшіру реакциясы қозған ядролары бар моделдермен үйлесетін қималарды қамтамасыз етеді [3]. Зерттеу барысында нейтрондардың  $^{11}\text{Be}$  ядросынан  $^9\text{Be}$  ядросына көшуі негізгі күйдің шамамен 20% сәйкес келеді [2].  $^{11}\text{Be}$  ядросы екі байланысқан күйі бар әлсіз байланысқан гало ядро болып табылады. Бұл байланысқан күйлер кеңейтілген нейтронды орбиталарға ие.  $^{11}\text{Be}$  ядросының ерекшелігі - байланысқан күйі  $^{11}\text{Be}$  ядросында теріс жұптылыққа ие. Оптикалық потенциал көмегімен алынған күйреудің толық көлденең қимасы  $^{11}\text{Be}$  ядросы үшін 72 МэВ/нуклон энергиясы кезінде 0.690b тең.

Қолданылған әдебиеттер

- [1] P. Capel, D. Baye, V. S. Melezhik, Phys. Rev. C 68, 014612 (2003).
- [2] V. S. Melezhik and D. Baye, Phys. Rev. C 59, 3232 (1999).
- [3] V. S. Melezhik and D. Baye, Phys. Rev. C 64, 054612 (2001).

## **ВТГР РЕАКТОРЫНЫҢ ҰСАҚ ТҮЙІРШІКТІ ГРАФИТІМЕН СУ БУЫНЫҢ ӘРЕКЕТТЕСУ КЕЗІНДЕГІ ИЗОТОПТЫҚ ЭФФЕКТ**

**С.К. Аскербеков, В.П. Шестаков, Е.В. Чихрай, Т.В. Кульсартов,  
И.Е. Кенжина, А.Б. Толебай**

*ЭТФҒЗИ, әл-Фараби атындағы ҚазНУ, Алматы, Қазақстан*  
[askerbekov@physics.kz](mailto:askerbekov@physics.kz)

Газ арқылы суытылатын жоғары температуралы реактордың (ВТГР) қауіпсіз жұмысын қамтамасыз ету үшін реактордың активті аймағының негізгі конструкциялық материалдары болып табылатын графит элементтерінің қасиеттерін зерттеу қажет. Осы жұмыста су буының ВТГР реакторы активті аймағына түсуімен байланысты апат тәжірибе жүзінде модельденді. Жұмыс шеңберінде будағы, жеңіл, жартылай ауыр және ауыр су ( $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{HDO}$ ,  $\text{D}_2\text{O}$ ) қоспаларындағы графиттің коррозиясы температураның және су буы қысымының әртүрлі мәндерінде зерттелді. Жоғары температуралы су буының графитпен әсерлесуін модельдік сипаттау үшін бірқатар процесстерді ескеру қажет: беттік және бетке жақын облыстағы химиялық реакциялар, үлгі көлеміне химиялық белсенді газдардың диффузиясы, қаптаманың бұзылуы, беттің бұзылуы. Сонымен қатар әртүрлі газ фазалық реакцияларды да ескеру қажет, мысалы газ қоспасының құрамына қатты әсер ететін иіс газы мен су



арасындағы реакция. Су буының реактордың графиттік матрицасымен және отындық элементімен әсер ету реакцияларының өнімдері –  $O_2$ ,  $H_2O$ ,  $CO_2$ ,  $CO$ ,  $H_2$ ,  $CH_4$  газдары. Тотықтырушы қоспа құрамында ауыр және жартылай ауыр судың болуы графиттің су буымен тотығу механизмін анықтауға мүмкіндік берді. Коррозиялық тәжірибелер нәтижелері бойынша графит бетімен будың әсер етуінің физикалық және химиялық кадамдарының тізбегін анықтауға мүмкіндік берген сапалы сараптама жасалды. Зерттеулер ҚР БҒМ #3113/ГФ4 грантының қолдауымен жүргізілді.

## **ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНАЯ КОРРОЗИЯ СИСТЕМЫ C-SiC В Парах Воды**

**Е.В. Чихрай, В.П. Шестаков, Т.В. Кульсартов, И.Е. Кенжина, С.К. Аскербек**

*НИИЭТФ КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан*

Высокопрочные химически инертные покрытия из карбида кремния SiC находят все более широкое применение и по-прежнему актуальны для исследований. Именно такие покрытия используются для графитовых элементов первой стенки ряда токамаков и в высокотемпературном газоохлаждаемом реакторе для снижения химического распыления графита и улучшения его механических свойств. Особенно интересны окислительные параметры SiC-C структур при высоких температурах в присутствии кислорода и/или воды. В работе исследовалась высокотемпературная коррозия SiC покрытия нанесенного химическим осаждением из газовой фазы на мелкозернистый графит. Представлены результаты исследования химического взаимодействия SiC покрытия с парами  $H_2O$  (содержащей остаточный кислород). Эксперименты проводились в трубчатой вакуумной печи с использованием масс-спектрометрическую регистрацию временных зависимостей парциального давления основных участников реакции. При этом при давлении пара 100 Па эксперименты проводились при постоянной, ступенчато меняющейся температуре в печи, а при давлении пара в 1 Па эксперименты проводились при линейном нагреве со скоростью нагрева/охлаждения  $10^\circ C/мин$  Па). Эксперименты показали, что: а) реакция ‘активной’ коррозии (при  $P_{H_2O} \leq 1 Pa$ ) становится самоподдерживающейся при  $1320^\circ C$  (и перестает быть таковой при  $1240^\circ C$ ). При этом образуется много углеродных композитов, типа многостенных углеродных нанотрубок, кластеров графена и сажи поверх корродированной поверхности SiC; б) ‘пассивная коррозия’ имеет место если давления пара  $P_{H_2O} \geq 100 Pa$  и ведет к образованию дополнительного ‘защитного’ слоя из аморфного  $SiO_2$  поверх SiC и увеличению массы образца.

*Исследования проводились при поддержке гранта #3113/ГФ4 МОН РК.*

## ИССЛЕДОВАНИЯ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО ОКИСЛЕНИЯ ГРАФИТА РГТ

**И.Е. Кенжина, С.К. Аскербеков, В.П. Шестаков, Е.В. Чихрай, Т.В. Кульсартов**

*НИИЭТФ КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан,  
kenzhina@physics.kz*

Работа посвящена актуальной проблеме исследования высокотемпературной коррозии мелкозернистых графитов используемых в качестве материалов ядерных и термоядерных установок. Как известно рабочие температуры, при которых функционируют конструкционные, поглощающие и тепловыделяющие элементы из графита в активной зоне, колеблются от 300 до 1250 °С в зависимости от типа реактора [1-3]. В высокотемпературной части этой области происходят реакции окисления графита при взаимодействии с такими примесями в теплоносителе, как O<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O, CO<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>, что приводит к деградации его прочностных свойств и снижению теплопроводности. Например, известно [1], что потеря 3 мас. % образца графита, произошедшая при взаимодействии с примесями паров воды в гелии при 1000 °С, приводит к 30-50% изменению модуля упругости, удельного электрического сопротивления, коэффициента термического расширения. Таким образом, исследование и испытание графитов, в особенности исследование их взаимодействия с химическими активными газами, остается одной из актуальных и приоритетных задач прикладного материаловедения.

Эксперимент проводился на установке по исследованию высокотемпературного взаимодействия химически активных газов с реакторными материалами (CorrSiCa). Данная установка позволяет организовывать испытания в условиях продувки газа сквозь камеру с образцом (со скоростью 1-100 л/ч). Кроме этого, установка позволяет проводить масс-спектрометрический анализ состава газов в коррозионной камере во время экспериментов, с помощью прецизионного механического натекателя и масс-спектрометра RGA-100. В работе приведены зависимости изменения состава газовой смеси в коррозионной камере при линейном нагреве исследуемых образцов графита марки РГТ.

*Исследования проводились при поддержке гранта #3113/ГФ4 МОН РК*

## HIGH TEMPERATURE TESTS OF HTGR REACTOR MATERIALS

**V.P. Shestakov, I.E. Kenzhina\*, S.K. Askerbekov, Y.V. Chikhray, T.V. Kulsartov**

*Institute of Experimental and Theoretical Physics  
al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan  
[kenzhina@physics.kz](mailto:kenzhina@physics.kz)*

It is planned to apply a number of new scientific material solutions for Kazakhstan HTGR reactor, regarding HTGR graphite matrix and fuel elements: SiC-TRISO coating will be used for fuel element, in which the graphite is the main component material. In addition, it is important to note that the coating at high temperatures interacts in a complex with water vapor and atmospheric gases: there is an active interaction (when the reaction products is gaseous products) and passive (in which reaction products remain on the surface). Carbon, except carbide coating on the surface, always presents which considerably affects for the process of gas creation. For today, there is no experi-

mental data that describes the gas creation process and dynamics of gaseous composition changing when simulation of possible accident, related to depressurization of a first loop of HTGR reactor.

The paper presents the results of carbon HTGR materials tests, which help to obtain new experimental data about temperature dependencies of reaction rates constants of chemically active gases with surface at the basis of double systems silicone carbon-carbide. Analysis of gaseous phase composition change allow to determine the mechanisms, describing complex interaction of chemically active gases at such systems at high temperature. Also, it is allow to define the activation energy of diffusion, sorption and desorption processes of carbide coating, and to determine the level of its degradation.

*Study was carried out under the support of grant #3113/GF4 of Ministry of Education and Science of the Republic of Kazakhstan.*

## **МОЩНОСТИ ЭКВИВАЛЕНТНЫХ ДОЗ ОБЛУЧЕНИЯ В ЗЕМНОЙ АТМОСФЕРЕ ОТ ВСПЫШЕК НА СОЛНЦЕ.**

**Г.Ғ.Қантай, Е.А. Чебакова**

*НИИЭТФ КазНУ, Алматы, Казахстан*

В настоящей работе исследуются мощности эквивалентных доз облучения от солнечных вспышек 23-24 циклов солнечной активности, сопровождающихся генерацией частиц высоких энергий, регистрируемых наземными приборами. Были использованы потоки протонов с энергией ~10 МэВ, ~90 МэВ в максимуме временного профиля солнечных космических лучей (СКЛ). Проведен расчет энергетических спектров СКЛ в области малых энергий до 100 МэВ по значениям дифференциальных каналов приборов космических аппаратов IMP-8, GOES-8. Представляя энергетический спектр степенной функцией по энергии, определили, что показатель степени для исследуемых событий  $\gamma \leq 2$ . Используя рассчитанные энергетические спектры для данных вспышек СКЛ, были определены мощности эквивалентных доз облучения на различных высотах атмосферы Земли. Исследованы зависимости эквивалентных доз облучения от жесткости геомагнитного обрезания и глубины атмосферы Земли. Получено, что мощности эквивалентных доз облучения для жесткостей геомагнитного обрезания до 1 ГВ растут с высотой в атмосфере Земли, а для жесткостей геомагнитного обрезания больше 1 ГВ слабо зависят от высоты. Анализ данных зависимости радиационных доз от глубины в атмосфере показал, что вплоть до высоты 14 км для большинства вспышек наблюдается превышение допустимых значений эквивалентных доз облучения. Наибольшую опасность представляют потоки протонов от вспышек СКЛ на высоких широтах и на глубине в атмосфере 13-15 км. Полученные данные вносят определенный вклад по осуществлению прогноза СКЛ.

Литература

1. Мирошниченко Л.И., Петров Я.М. Динамика радиационных условий в космосе. - М.: Энергоатомиздат, 1985, 148с.
2. Коломеец Е.В. Генерация частиц высоких энергий во время вспышек на Солнце // Тр. V Ленинградского междунар. семин. - 1973. - С.205 - 210.
3. Авдюшин С.И., Айтбаев Ф.Б., Баранников Ю.И. и др. Атлас карт радиационной обстановки на трассах полетов высотных самолетов. - М.: Гидрометеиздат, 1991, 105с.

## ОЦЕНКА КОЭФФИЦИЕНТОВ РАЗДЕЛЕНИЯ ИЗОТОПОВ ВОДОРОДА В СИСТЕМАХ НА ОСНОВЕ ВАНАДИЕВЫХ СПЛАВОВ

Т. Кульсартов<sup>1,2\*</sup>, Е. Чихрай<sup>1</sup>, В. Шестаков<sup>1</sup>, И. Кенжина<sup>1</sup>, С. Аскербеков<sup>1</sup>,  
Ж. Файзуллаева<sup>1</sup>, Ж. Заурбекова<sup>2</sup>

<sup>1</sup>НИИЭТФ, КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан

<sup>2</sup>ИАЭ НЯЦ РК, Курчатов, Казахстан

Результаты последних исследований предполагают возможность исследования ванадиевых сплавов не только в качестве высокотемпературных разделительных мембран, но в качестве эффективных адсорбентов для установок по очистке водорода, основанных на методе PSA-адсорбции при постоянном мониторинге состава поверхности сорбента. Использование ванадиевых сплавов является очень интересным, с точки зрения возможности разделения изотопов водорода в водородных системах. Ванадий имеет уникальное свойство по отношению к водороду: атомы протия обычно занимают октаэдрические междуузлия в ОЦК решетке ванадия, в то время как атомы дейтерия - в основном тетраэдрические междуузлия. Все это сильно влияет на картину диффузии и растворимости изотопов водорода в ванадии. В данной работе показаны результаты экспериментов по сорбции изотопов водорода ванадиевым сплавом V4Cr4Ti из смеси изотопов водорода. Согласно полученным временным зависимостям изменения парциального давления изотопов водорода в газовой смеси, были подсчитаны параметры разделения для нескольких условий насыщения. Также был сделан вывод об использовании ванадиевых сплавов в системах по разделению и очистке.

*Исследования проводились при поддержке гранта #3213/ГФ4 МОН РК*

## MAIN PARAMETERS OF NEUTRON STARS FROM QUASI-PERIODIC OSCILLATIONS IN LOW MASS X-RAY BINARIES

Kuantay Boshkayev,<sup>1,2,\*</sup> Jorge A. Rueda,<sup>2</sup> and Marco Muccino.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>IETP, Faculty of Physics and Technology, Al-Farabi Kazakh National University, Al-Farabi avenue 71, Almaty, 050040, Kazakhstan

<sup>2</sup>International Center for Relativistic Astrophysics Network, Piazza della Repubblica 10, Pescara, I-65122, Italy

[kuantay@mail.ru](mailto:kuantay@mail.ru)

We investigate the kilohertz quasi-periodic oscillations of low-mass X-ray binaries within the Hartle-Thorne spacetime. On the basis the relativistic precession model we extract the total mass  $M$ , angular momentum  $J$ , and quadrupole moment  $Q$  of a compact object in a low-mass X-ray binary by analyzing the data of the Z -source GX 5-1. In view of the recent neutron star model we compute the radius, angular velocity and other parameters of this source by imposing the observational and theoretical constraints on the mass-radius relation.

*Keywords:* quasi-periodic oscillations, low-mass X-ray binary, GX 5-1, neutron stars, mass-radius relation.

## HOT WHITE DWARF STARS IN GENERAL RELATIVITY

**B. Zhami, K. Boshkayev, Zh. Kalymova, G. Balgimbekov, A. Taukenova**

*IETP, Faculty of Physics and Technology, Al-Farabi Kazakh National University,  
Al-Farabi avenue 71, 050040, Almaty, Kazakhstan*  
\**zhami.bakytzhan@gmail.com*

It is very important to construct a realistic model of compact objects such as white dwarfs which is in agreement with observations. In order to make such a model all physical phenomena and quantities of the objects should be taken into account. Certainly, one needs observational data to test the correctness of the theoretical model. In case of disagreement between theory and observations, surely, the first one has to be reconstructed and improved.

In the recent work of Carvalho et al [1] the deviations between the degenerate white dwarf stars and observational data have been shown. It has been obvious to expect that these deviations were related to the neglected effects of finite temperatures on the structure of white dwarfs. In order to take into account the thermal effects the Chandrasekhar equation of state is utilized at finite temperatures.

In this regard, we show the mass-radius relation of relativistic white dwarfs at finite temperatures and compare them with the estimated mass and radii from the SDSS Data Release 4 [2]. The comparison shows that the effects of finite temperatures are important for low mass white dwarfs [3], whereas the effects of general relativity are crucial for massive white dwarfs [4]. Moreover, the role of rotation is also considered on the structure of white dwarfs in the case of slowly rotating and slightly deformed Newtonian configurations [5].

### *Acknowledgments*

K.B. acknowledges the support of the grants No. 3101/GF4 IPC-11 and the grant for the university best teachers-2015 of the Ministry of Education and Science of the Republic of Kazakhstan.

### References

- [1] S.M. de Carvalho, M. Rotondo, J.A. Rueda and R. Ruffini, *Phys. Rev.C*, 89, 015801, 2014.
- [2] P.-E. Tremblay, P. Bergeron, and A. Gianninas, *The Astrophysics Journal*, 730, 128, 2011.
- [3] K.Boshkayev, J. A. Rueda, B. Zhami et al., *IJMP CS*, 41,1660129, 2016.
- [4] K.Boshkayev, B. Zhami et al., *News of NAS RK*, 3 (307), 49-60, 2016.
- [5] K.Boshkayev, H. Quevedo, Zh. Kalymova, B. Zhami, *European Journal of Physics*, 37, 6, 2016. [arXiv:1409.2472](https://arxiv.org/abs/1409.2472).

## ИССЛЕДОВАНИЕ КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИХ ОСЦИЛЛЯЦИЙ

Г.Д.Жумаханова, К.А. Бошкаев, Ж.Н.Бришева

НИИЭТФ, Физико-Технический Факультет

Казахский Национальный Университет им. Аль-Фараби; Алматы; Казахстан

В рентгеновской астрономии, квазипериодическая осцилляция (КПО) – это явление изменения (мерцания), в пределах некоторых частот, рентгеновского излучения от астрономического объекта. В таких случаях, рентгеновские лучи излучаются вблизи внутреннего края аккреционного диска, в котором газ закручивается на компактный объект, такой как, белый карлик, нейтронная звезда или черная дыра.

Исследование квазипериодических осцилляций позволяют астрономам понять процессы, происходящие во внутренних областях аккреционных дисков и рассчитать массы, радиусы, периоды вращения белых карликов, нейтронных звезд и черных дыр. Квазипериодические осцилляции дают возможность проверить предсказания эйнштейновской общей теории относительности, отличающиеся от результатов ньютоновской гравитации при сильных гравитационных полях или при быстрых вращениях (когда вступает в силу явление, называемое эффектом Лензе-Тирринга). Тем не менее, различные объяснения квазипериодических осцилляций остаются спорными, а выводы из их исследования – предварительными [1].

КПО могут быть использованы для определения массы черных дыр [2]. Метод использует связь между черными дырами и внутренней частью окружающих их дисков, где газ движется по спирали в направлении черной дыры, не достигая горизонта событий. Горячий газ накапливается вблизи черной дыры и излучает поток рентгеновского излучения, с интенсивностью, которая изменяется определенным образом. Такое явление повторяется периодически, через почти равные промежутки времени. Излучение, которое при этом образуется и есть КПО. Астрономы давно подозревали, что частота КПО зависит от массы черной дыры, и теоретически это было показано в нескольких работах, но, тем не менее, требуются дальнейшие подробные исследования в этом направлении.

В данной работе мы исследуем КПО от мало массивных рентгеновских двойных систем. В частности мы получили эпициклические частоты в пространстве-времени Шварцшильда. С помощью этих эпициклических частот мы интерпретировали КПО и нашли массу компактного объекта в мало массивных рентгеновских двойных системах.

### *Благодарность*

Работа была выполнена в рамках программы Ф.0679 МОН РК. Б.К. получил поддержку от гранта «Лучший преподаватель вуза-2015».

### *Литература*

1 Stella, L., Vietri, M. kHz Quasiperiodic Oscillations in Low-Mass X-Ray Binaries as Probes of General Relativity in the Strong-Field Regime // Physical Review Letters - 1999, Volume 82, Issue 1, pp.17-20.

2 Boshkayev K., Bini D., Rueda J., Geralico A., Muccino M., Siutsou I. What Can We Extract from Quasiperiodic Oscillations? // Gravitation and Cosmology. –2014. –Vol. 20. –No. 4. –P. 233–239.

3 Boshkayev K., Rueda J., Muccino M. Extracting Multipole Moments of Neutron Stars from Quasi-Periodic Oscillations in Low Mass X-Ray Binaries // Astronomy Reports. –2015. –Vol. 59. –No. 6. –P. 441–446.

## MAGNETARS AS NEUTRON STARS AND WHITE DWARFS

**M.Arzimbetova, K.Boshkayev, A.Taukenova**

*IETP, Faculty of Physics and Technology, Al-Farabi Kazakh National University, Almaty*

Soft Gamma Ray Repeaters (SGRs) and Anomalous X-ray Pulsars (AXPs) possess unusual properties. Their rotational periods are in the range of  $P \sim (2-12)$  s, a narrow range with respect to the wide range of ordinary pulsars,  $P \sim (0.001-10)$  s; spin-down rates of  $\dot{P} \sim (10^{-13}-10^{-10})$ , larger than ordinary pulsars with  $\dot{P} \sim 10^{-15}$ ; strong outburst of energies of  $\sim (10^{41}-10^{43})$  erg, and for the case of SGRs, giant flares of even large energies  $\sim (10^{44}-10^{47})$  erg, not observed in ordinary pulsars [1].

The majority of scientists regard the model of magnetar as neutron star. Where mass  $M \sim 1.4 M_{\text{sun}}$ , radius  $R \sim 10$  km and correspondingly, moment of inertia of  $I \sim 10^{45}$  g cm<sup>2</sup>, the loss of rotational energy of the neutron star, associated with its spin-down rate  $\dot{P}$  cannot explain the X-ray luminosity of SGR 0418+5729, i.e.,  $\dot{E}_{\text{rot}}^{NS} < L_X$ , excluding the possibility of identifying this source as an ordinary spin down powered pulsar. The magnetar model of SGRs and AXPs, based on a neutron star of fiducial parameters, needs a magnetic field larger than the critical field for vacuum polarization,  $B_c = m_e^2 c^3 / (e\hbar) = 4.4 \times 10^{13}$  G, in order to explain the observed X-ray luminosity in terms of the release of magnetic energy. However, the inferred upper limit of the surface magnetic field of SGR 0418+5729,  $B < 7.5 \times 10^{12}$  G, describing it as a neutron star, is well below the critical field challenging the power mechanism based on magnetic field decay purported in the magnetar scenario.

We performed calculations, which show that that the observed upper limit on the spin-down rate of SGR 0418+5729 is, instead, perfectly in line with a model based on a massive fast rotating highly magnetized white dwarf of mass  $M \sim 1.4 M_{\text{sun}}$ , radius  $R = 10^3$  km, and moment of inertia  $I \approx 10^{49}$  g cm<sup>2</sup>. Such a configuration leads for SGR 0418+5729 to a magnetic field of  $B < 7.5 \times 10^8$  G. The X-ray luminosity can then be expressed as originating from the loss of rotational energy of the white dwarf [3], [2], [5].

In this work we compare and contrast neutron star and white dwarf models for magnetars. Our aim is to find both advantages and drawbacks of these models.

### *Acknowledgments*

K.B. acknowledges the support of the grants No. 3101/GF4 IPC-11, No. F.0679 and the grant for the university best teachers-2015 of the Ministry of Education and Science of the Republic of Kazakhstan.

### References

1. S. Mereghetti, A&A Rev., 15, 225 (2008).
2. N. Rea, P. Esposito, R. Turolla, et al. 2010, Science, 330, 944 (2010).
3. Duncan & Thompson 1992; Thompson & Duncan 1995
4. M. Malheiro, J. A. Rueda and R. Ruffini, PASJ 64, 56 (2012).
5. B. Paczynski, ApJL, 365, L9 (1990).

## УНИВЕРСАЛЬНАЯ СИСТЕМА СБОРА ДАННЫХ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ ИМПУЛЬСНЫХ СИГНАЛОВ

**В.В.Оскомов, Н.О.Садуев, О.А.Каликулов, И.Е.Кенжина, Ш.Б. Утей, Н.О.Ережеп**

*Научно-исследовательский институт экспериментальной и теоретической физики, Алматы, Казахстан*

Программно-технический комплекс сбора данных предназначен для измерения интенсивности импульсных сигналов, поступающих на входы ее информационных каналов.

При разработке указанной системы необходимо предусмотреть следующие основные требования:

1. Стабильность параметров в течение длительного времени (не менее 8 месяцев), таких как коэффициент усиления, напряжение питания, эффективность регистрации.
2. Малое энергопотребление.
3. Накопление, хранение и автоматическая передача информации.
4. Прием, обработка и выдача принятой информации в удобном виде.

Применение микроконтроллера обеспечивает крайне низкое суммарное энергопотребление всей схемы и малые габариты электронной платы. Передача данных и контроль над электронной платой со стороны управляющего компьютера обеспечиваются посредством второй микросхемы реализующей алгоритм обмена информацией по интерфейсу USB. Применение этого современного интерфейса позволяет достичь высокого быстродействия системы в режиме временного сканирования, а также дает возможность использовать данную систему при отсутствии отдельного источника питания для ее внешних, по отношению к компьютеру, электронных схем.

Электронная усилительная плата с микроконтроллером и USB связью позволяет получить полную ("осциллографическую") регистрацию сигналов с входных каналов с сохранением данных на компьютере и последующей их обработкой. В отличие от предварительной аппаратной обработки сигналов, когда аппаратура решает, что зарегистрировался нужный нам сигнал и регистрируется только факт срабатывания аппаратуры.

Так как данный программно-технический комплекс сбора данных предполагается для использования в научных экспериментах, то электронную усилительную плату решено было адаптировать для широкого класса газоразрядных счетчиков (счетчики Гейгера-Мюллера, пропорциональные счетчики, ионизационные камеры и т.д.). В этом случае полоса частот необходимая для работы с этим классом счетчиков составляет от 0,1 кГц до 50 кГц, т.е. регистрация сигналов будет идти в полосе низких и средних частотах.

Прежде всего, учтем, что процессы в газовых счётчиках характеризуются временами порядка нескольких микросекунд, то и время между отсчётами АЦП должны быть порядка нескольких микросекунд.

В результате тщательного анализа по временным и эксплуатационным режимам программно-технического комплекса были выбраны схемотехнические решения удовлетворяющие следующим техническим условиям:

- частотная характеристика оптимизирована с целью получения максимального отношения сигнал/шум.
- отработаны методики и режимы работы микроконтроллера для реализации задачи непрерывного измерения амплитуды сигнала на выходе усилителя и отправки данных на компьютер.
- Реализована функция управления источником высокого напряжения.

Усилитель состоит из фильтра для высокого напряжения, высоковольтного переходного конденсатора (С14), зарядочувствительного каскада с конденсатором 7.5 пФ в обратной



связи, и двух одинаковых каскадов с коэффициентов усиления по напряжению около 10 (рисунок 1).

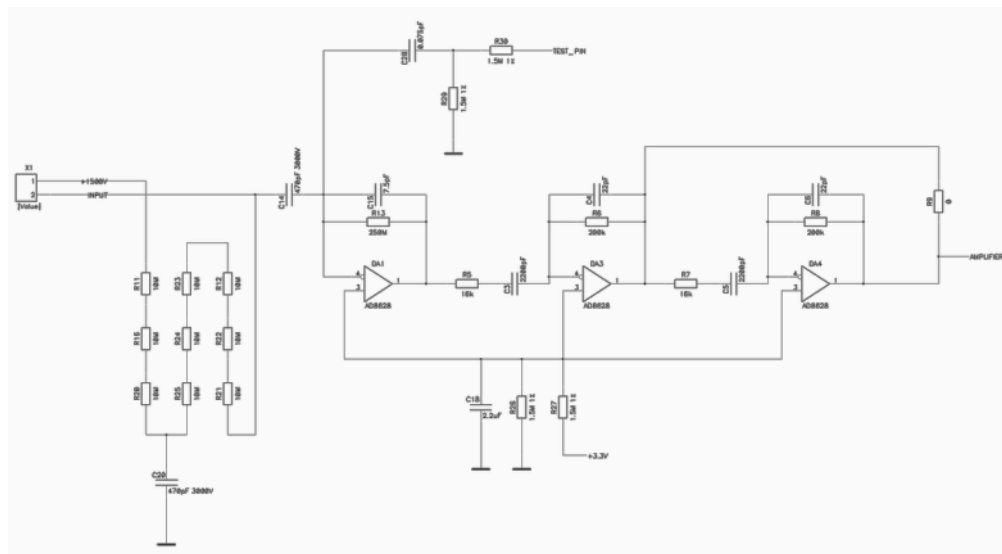


Рисунок 1 - Усилитель сигнала

Для возможности точной привязки регистрируемых событий во времени, применён высокостабильный термокомпенсированный генератор FOX914B с дрейфом около одной миллионной.

Усилитель и все другие схемы питаются от стабилизатора ADP121 на 3.3 вольта, который получает питание (5 вольт) от USB.

Блок высокого напряжения - это трансформатор с выпрямителем и электронной схемой умножения, анализа и управления, при этом источник высокого напряжения физически состоит из транзисторного ключа, трансформатора и умножающего выпрямителя.

Блок высокого напряжения, поддерживает заданное уставкой напряжение и выдаёт информацию о потреблении тока.

Предварительная программа для микроконтроллера в простейшем варианте работает по следующему алгоритму:

- включает питание АЦП и настраивается на заданную частоту отсчётов и точность.
- после этого в цикле ожидается готовность очередного отсчёта АЦП. И как только отсчёт готов, данные читаются из АЦП и посылаются на микросхему USB.
- снова ожидание нового отсчёта.

В более сложном варианте (при наладке, например) программа может подавать на вход усилителя тестовые импульсы, может менять режим АЦП.

Программирование осуществляется через разъём X2 специальным программатором. При этом мы имеем возможность осуществлять перепрограммирование микроконтроллера по ходу работу усилителя (не отключая и не снимая усилитель), подключая специальный разъем.

*Данная работа была выполнена при поддержке гранта 3838/ГФ4 МОН РК.*

1. Николайчук О. И. Системы малой автоматизации/ М.: СОЛОН-Пресс, 2003. - 256 с.
2. Тавернье К. PIC-микроконтроллеры. Практика применения: Пер. с фр. М: ДМК Пресс, 2003. - 272 с.
3. Кулаков В. Программирование на аппаратном уровне // Специальный справочник 2-е издание. – СПб.: Питер, 2003.- 874 с.

## ИССЛЕДОВАНИЕ АНИЗОТРОПИИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ПРЕДЕЛЬНО ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

**А.Ж.Наурзбаева, Н.Ш.Алимгазина, В.В.Оскомов, Н.О.Садуев, О.А.Каликулов, А.И.Жумабаев, Б.А.Искаков, С.Шинболатов**

*Научно-исследовательский институт экспериментальной и теоретической физики, Алматы, Казахстан*

Частицы космических лучей с энергией  $>40$  ЕэВ называют в физике КЛ частицами предельно (или ультра-) высоких энергий (УВЭ). Сложность в их исследовании состоит в том, что их интенсивность крайне низка, например, поток КЛ с энергией порядка 100 Е/эВ составляет всего 1 част./ $(100 \text{ км}^2 \text{ год})$ , в связи с чем вплоть до 2000 г. на всех мировых установках было зарегистрировано менее 100 таких частиц.

С 2004 г. в Аргентине были введены в действие установки обсерватории им. Пьера Оже по регистрации частиц КЛ УВЭ площадью 3000 кв.км каждая, с угловым разрешением  $\sim 1^\circ$  и энергетическим разрешением  $\sim 10\%$ . Такие параметры дали возможность зарегистрировать в течение 10 лет более двухсот широких атмосферных ливней (ШАЛ), порожденных КЛ УВЭ, что позволило получить много новой ценной информации об их происхождении. Несмотря на это, вопрос об источниках КЛ УВЭ до сих пор остается открытым. В качестве наиболее вероятных кандидатов на эту роль в настоящее время рассматриваются активные ядра галактик.

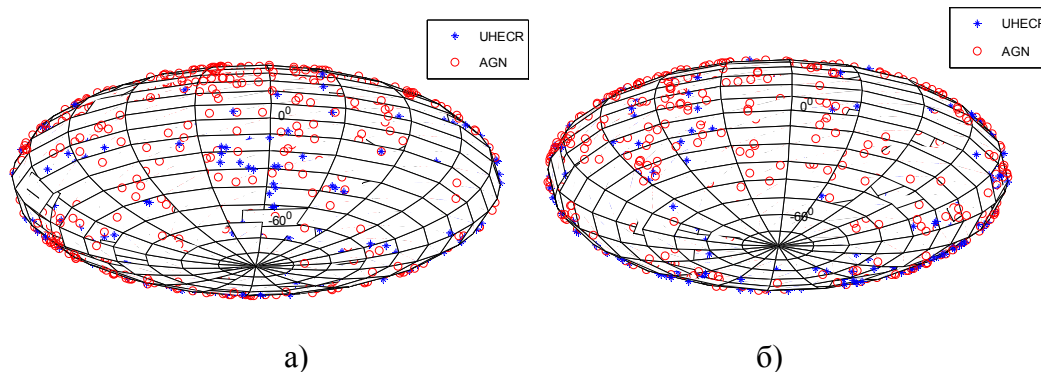
В связи со сказанным в настоящей работе с использованием новых наблюдательных данных, полученных в обсерватории им. Пьера Оже, исследовалась корреляция между направлениями прихода частиц УВЭ и направлениями на близкие к Солнечной системе галактики с активными ядрами.

Помимо данных обсерватории им. Пьера Оже об энергиях и координатах осей широких атмосферных ливней от частиц КЛ предельно высоких энергий, представленных на сайте этой обсерватории, при исследовании использовались данные об экваториальных координатах и красных смещениях активных ядер галактик, представленные в каталоге Swift-BAT, включающем источники, зарегистрированные в течение 70 месяцев наблюдений BAT-детектором жесткого рентгеновского излучения на борту спутника Swift [1].

На рисунке 1 представлено распределение на небесной сфере координат прихода частиц космического излучения с предельно высокими энергиями (КЛ ПВЭ) по измерениям обсерватории Пьера Оже и галактик с активными ядрами каталога Swift-BAT 70-month X-galcatalog в экваториальных координатах.

С использованием этих данных мы рассчитывали количество частиц КЛ ПВЭ (событий) с различной пороговой энергией, направления прихода которых лежит на угловых расстояниях от АЯГ, не больших заданного. Угловое расстояние менялось от  $0.6^\circ$  до  $10^\circ$  с шагом  $0.2^\circ$ , пороговая энергия бралась равной 50 и 60 Е/эВ, при этих значениях количество ливней еще позволяет обеспечить достаточную статистику. Расчеты проводились для АЯГ с различным максимальным гелиоцентрическим расстоянием до них: от 40 до 100 Мпк. Для оценки избытка частиц на малых угловых расстояниях от АЯГ (т.е. концентрации направлений их прихода вокруг АЯГ) рассчитывалось отношение количества таких частиц в наблюдаемом распределении с их числом в изотропном распределении при прочих равных условиях (то же общее количество частиц, те же угловые расстояния, максимальные расстояния до АЯГ и т.д.). При подсчете числа концентрирующихся вокруг АЯГ частиц в изотропном распределении мы брали среднее значение этого числа из результатов сотни численных экспериментов по генерации случайного равномерного распределения.

Число наблюдаемых в пределах  $\sim 3^\circ$  от АЯГ событий значительно (за пределами ошибки) превышает число таковых для изотропного распределения, это особенно четко наблюдается в случае меньших дистанций до АЯГ. Тот факт, что этот избыток тем больше, чем меньше расстояние до рассматриваемых АЯГ, может объясняться влиянием эффекта ГЗК. На угловых расстояниях  $\sim 2^\circ$  в рассматриваемой зависимости почти во всех случаях имеет место локальный минимум, предположений о причине его возникновения мы не имеем.



а) полушария точек весеннегоровноденствия; б) полушария точек осеннегоровноденствия.

Рисунок 1 - Распределение на небесной сфере направлений прихода частиц космического излучения с энергиями  $E > 5 \cdot 10^{19}$  эВ по измерениям обсерватории Пьера Оже и галактик с активными ядрами каталога Swift-BAT 70-month X-ray catalog в экваториальных координатах

Аналогичные расчеты были нами проведены также с использованием не средних, а максимальных из ста численных экспериментов значений числа концентрирующихся вокруг АЯГ частиц изотропного распределения. Для интервала до  $\sim 3^\circ$  во всех случаях, за исключением локального минимума на  $\sim 2^\circ$  для дистанции  $< 100$  Мпк, эти значения были меньше наблюдаемых в реальном распределении.

Таким образом, полученные нами результаты свидетельствуют о наличии четкой корреляции между направлениями прихода частиц КЛ предельно высоких энергий и направлениями на близкие (в пределах 100 Мпк) к Солнечной системе активные ядра галактик, следовательно, эти объекты являются одним из реальных источников таких частиц.

Отметим, что наши результаты качественно согласуются с приведенными, например, в [3-4].

*Данная работа выполнялась при поддержке гранта 3842/ГФ4 МОН РК.*

1 Baumgartner W. H., Tueller J., Markwardt C. B., et al. The 70 Month Swift-BAT All-Sky Hard X-Ray Survey // *Astrophysical journal supplement series*. – 2013. – Vol. 207. – P 19.

2 AabA. Searches for Anisotropies in the Arrival Directions of the Highest Energy Cosmic Rays Detected by the Pierre Auger Observatory // *The Astrophysical Journal*. – 2015. Vol. 804. – P. 15.

3 Abreu P. et al. A search for anisotropy in the arrival directions of ultra high energy cosmic rays recorded at the Pierre Auger Observatory // *JCAP* 04. – 2012. – P. 40.

4 Урысон А.В. Космические лучи предельно высоких энергий: отождествление возможных источников, энергетический спектр, распространение // *Физика элементарных частиц и атомного ядра*. – 2006. - Т. 37. - Вып. 3. - С. 652-694.

## **КЛАССИКАЛЫҚ ФИЗИКАДАҒЫ СТАТИКАЛЫҚ ЖӘНЕ АЙНАЛМАЛЫ АҚ ЕРГЕЖЕЙЛІ ЖҰЛДЫЗДАР**

**Ж.А. Қалымова, Қ.А.Бошқаев, Б.А. Жами, Г.Ш.Балгимбеков, Ж.Н.Бришева**

*Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, ЭТФҒЗИ, Алматы, Қазақстан*

Қазіргі таңда релятивистік астрофизиканың космологияға қатысты бірнеше мәселелері бар, соның бірі – Ia типті асқын жарылыс. Осы Ia типті асқын жарылыстың тууына себепкер болатын ықшам объектілердің бірі – ақ ергежейлі жұлдыздар. Астрономияда Ia типті асқын жарылыстың жарықтылығының интенсивтілігін галактикалардың арақашықтығын анықтауда қолданады. Сондықтан да, ақ ергежейлі жұлдыздардың физикалық қасиеттерін, орнықтылығын және т.б. зерттеу маңызды болып табылады.

Біз бұл жұмыста, ақ ергежейлі жұлдыздардың тепе-теңдік конфигурацияларын классикалық физикада және жалпы салыстырмалық теориясында қарастырып, талдау жасадық. Нәтижелерге қол жеткізу барысында, сандық есептеулер жүргізу үшін Wolfram Mathematica9 бағдарламасы қолданылды. Алынған нәтижелер классикалық физикадағы және жалпы салыстырмалық теориясындағы ақ ергежейлі жұлдыздардың арасында айтарлықтай айырмашылықтар бар екендігін және олардың жұлдыз эволюциясында шешуші рөл атқаратынын көрсетті.

*Жұмысқа ҚР БҒМ 3101/ГФ4 грантынан қолдау көрсетілді және Б.Қ. «ЖОО үздік оқытушы-2015» грантынан демеу алды.*

## **СТАТИКАЛЫҚ ДЕФОРМАЦИЯЛАНҒАН ДЕНЕНІҢ ГРАВИТАЦИЯЛЫҚ ӨРІСІНДЕ ГЕОДЕЗИЯЛЫҚ СЫЗЫҚТАРДЫҢ ОРНЫҚТЫЛЫҒЫН ЗЕРТТЕУ**

**А. Амангелді, Қ.А. Бошқаев**

*Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, физика-техникалық факультеті, ЭТФҒЗИ, Алматы, Қазақстан*

Заманауи астрофизикадағы ең өзекті есептердің бірі – статикалық деформацияланған дененің гравитациялық өрісіндегі сынақ дененің қозғалысы [1]. Жалпы салыстырмалық теориясындағы ең маңызды физикалық шамалардың бірі – метрика. Метрика – төрт өлшемді қисық кеңістік-уақыттағы екі оқиғаның арасындағы қашықтық және жалпы салыстырмалық теориясында метрика Эйнштейннің гравитациялық өріс теңдеулерінің шешімі болып табылады.

Жұмыста Эйнштейннің вакуумдағы теңдеулерінің оське қатысты симметриялы шешімі болатын  $q$ - метрикасы қарастырылды. Жұмыстың мақсаты  $q$  - метрикасында сынақ денелердің геодезиялық сызықтарының орнықтылығын экватор жазықтығында және экватордан тыс жазықтықта зерттеу. Сонымен қатар, сынақ денелерден түзілген аккрециялық дисктің пайда болатын әртүрлі жазықтықтағы дөңгелек орбиталарға сараптама жасалды.

Геодезиялық сызық теңдеулері аналитикалық және сандық әдістермен шешілді [2]. Ол үшін Maple 19 математикалық пакеті қолданылды және оның көмегімен орнықты аккрециялық дисктердің болатыны көрсетілді. Сонымен қатар,  $q$ - метрикасында аккрециялық

дисктердің құрылымы Шварцшильд метрикасымен салыстырған дискретті болатыны анықталды. Аккрециялық дисктердің құрылымын зерттей отырып, квадрупольдік моменттің шамасын жанама әдістермен өлшеуге болады [3].

Ғылыми жұмыстың нәтижесін астрономияда, аспан механикасында, спутниктік технологияларда және навигациялық жүйелерде қолдануға болады.

*Алғыс білдіру.* Жұмысқа ҚР БҒМ Ф.0679 грантының 0073-6/ПЦФ-15 бағдарламасынан қолдау көрсетілді. Бошкаев Қ. талантты жас ғалым 2015-2016 стипендиясынан және ЖОО үздік оқытушысы-2015 грантынан қолдау алды

Әдебиеттер:

1. Quevedo H., Toktarbay S., Aimuratov Y. Quadrupolar gravitational fields described by the q-metric // International Journal of Mathematics and Physics, Vol. 3.-P. 133, 2012. arXiv:1310.5339.

2. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика: Учеб. пособ.: Том. II. Теория поля.— 8-е изд., стереот.-М.: ФИЗМАТЛИТ, 2003.-536 с.-ISBN 5-9221-0056-4 (Т. II).

3. Boshkayev K., Gasperin E., Gutiérrez-Piñeres A. C., Quevedo H., Toktarbay S. Motion of test particles in the field of a naked singularity // Physical Review D, Vol. 93.-P. 024024, 2016.

## НЕЙТРОННОЙ РАДИОГРАФИИ И ТОМОГРАФИИ НА РЕАКТОРЕ ИБР-2

**Б. Мұхаметұлы<sup>1,2</sup>, А.М. Балагуров<sup>2</sup>, Н. Карджилов<sup>3</sup>, Дуйсебаев А.Д.<sup>4</sup>**

<sup>1</sup>Казахский Национальный Университет им. аль-Фараби, Казахстан, Алматы

<sup>2</sup>Лаборатория нейтронной физики им. И.М. Франка, ОИЯИ, 141980, Россия, Дубна

<sup>3</sup>Helmholtz-Zentrum Berlin Institute of Applied Materials, Germany, Berlin

<sup>4</sup>Институт ядерной физики Комитета по атомной энергии МИНТ РК

Метод нейтронной радиографии заключается в получении нейтронных изображений исследуемых объектов. За счет разной степени ослабления интенсивности нейтронного пучка при прохождении через материалы различного химического состава, плотности и толщины компонентов изучаемого образца содержат информацию о внутреннем строении исследуемых материалов с пространственным разрешением на микронном уровне [1]. Этот метод неразрушающего контроля характеризуется более глубоким проникновением в толщу исследуемого материала по сравнению с комплементарным методом рентгеновской интроскопии и обладает преимуществами при исследовании объектов одновременно содержащих как легкие элементы (например, водород или литий), так и тяжелые элементы.

Все современные и вновь создаваемые источники нейтронов оснащаются сегодня установками для нейтронной радиографии и томографии [2]. Метод нейтронной радиографии в настоящее время находит широкое применение в исследованиях материалов и изделий для ядерных технологий, палеонтологических и геофизических объектов [3], уникальных объектов культурного наследия [4]. Следует отметить, что в настоящее время также большое внимание уделяется уникальным исследованиям физических и химических процессов в топливных элементах и батареях [5], процессов, связанных с проникновением водорода или воды в толщу различных материалов. Функциональным развитием метода нейтронной радиографии является нейтронная томография. В этом методе выполняется объемная реконструкция внутреннего строения исследуемого объекта из набора отдельных радиографических проекций,

полученных при различных угловых положениях образца относительно направления нейтронного пучка [1, 6].

Появление современных детекторов для получения нейтронных изображений на основе CCD-камер и развитие высокопоточных источников нейтронов дало новый импульс развитию методов нейтронной радиографии и томографии и созданию специализированных экспериментальных установок [2, 7] в мировых нейтронных центрах. Одной из базовых установок Объединенного института ядерных исследований является модернизированный высокопоточный реактор ИБР-2, который входит в число наиболее интенсивных импульсных нейтронных источников в мире. Первые результаты, полученные с помощью методов нейтронной радиографии и томографии на реакторе ИБР-2 приведены в [8]. Следует отметить, что импульсный характер работы реактора ИБР-2 открывает широкие перспективы для реализации энергодисперсионной нейтронной радиографии с помощью времяпролетной методики [9], при которой выбор оптимального диапазона энергий падающих нейтронов позволяет усиливать контраст деталей объектов в эксперименте, состоящего из различных материалов.

В представленной работе подробно описывается конструкция и основные параметры новой экспериментальной установки для исследований с помощью нейтронной радиографии и томографии, созданной на 14-ом канале высокопоточного импульсного реактора ИБР-2. Также представлены результаты первых экспериментов по исследованию различных объектов, проведенных на созданной установке.

#### Литература

1. Vontobel P., Lehmann E.H., Hassanein R., Frei G. Neutron tomography: Method and applications // *Physica B: Condensed Matter*. 2006. V. 385–386. P. 475–480.
2. Lehmann E. H., Peetermans S. and Betz B. Instrumentation in Neutron Imaging — A world-wide overview // *Neutron News*. 2015. V. 26. P. 6-10.
3. Perfect E., Cheng C.-L., Kang M. and et al. [Neutron imaging of hydrogen-rich fluids in geomaterials and engineered porous media: A review](#) // *Earth-Science Reviews*. 2014. V. 129. P. 120-135.
4. *Radiography of Cultural Material* / Ed.: Middleton A., Tum J., Lang J., Routledge, 2005. 208 p.
5. *Neutron Imaging and Applications: A Reference for the Imaging Community* / Ed.: Anderson I.S., McGreevy R.L., Bilheux H.Z. Springer: New York, 2009. 341 p.
6. *Practical neutron radiography* / Ed.: Domanus J. C. Kluwer academic publishers: Netherlands, 1992, 269 p.
7. Lehmann E.H., Ridikas D. Status of neutron activities in a worldwide context // Abstract book of the 10th World Conference on Neutron Radiography, Grindelwald, Switzerland, 2014. P. 29.
8. Kozlenko D.P. Neutron imaging facility at IBR-2 high flux pulsed reactor: first results, // Abstract book of the 10th World Conference on Neutron Radiography, Grindelwald, Switzerland, 2014. P. 27.
9. Lehmann E.H., Frei, G., Vontobel, P., and et al. [The energy-selective option in neutron imaging](#) // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*. 2009. V. 603. P. 429–438.

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА $HT^+$ МОЛЕКУЛЯРНОГО ИОНА ВОДОРОДА. СВЕРХТОНКАЯ СТРУКТУРА.

А.К. Бекбаев, Д.Т. Азнабаев

Казахский Национальный Университет им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан

В данной работе мы используем экспоненциальное разложение волновой функций с вариационным базисным набором типа  $\exp(-\alpha_n R - \beta_n r_1 - \gamma_n r_2)$  для систематического вычисления нерелятивистских энергии связанного состояния молекулярного иона водорода  $HT^+$ . Мы выполняем расчеты для состояний с общим орбитальным моментом  $L=0$  и 1 с полным набором колебательных квантовых чисел  $\nu=0-23$ . Так же вычисляем коэффициенты для эффективного гамильтониана и сверхтонкое расщепление ро-вibrационных уровней для молекулярного иона водорода  $HT^+$ .

Столь высокая точность теоретических исследований молекулярных ионов водорода  $H_2^+$  и  $HD^+$  были выполнены [1] с целью улучшения определения  $m_e/m_p$  отношения масс протона к электрону [2,3] с помощью ро-вibrационной спектроскопии.

В рамках нашего подхода рассмотрена трехтелная кулоновская система в которой определены энергетический спектр и волновая функция (ВФ) с учетом релятивистских поправок. Волновую функцию для состояния с общим орбитальным моментом  $L$  и с пространственной четностью  $\pi = (-1)^L$  запишем следующим образом:

$$\begin{aligned} \psi_{LM}^{\pi}(\mathbf{R}, \mathbf{r}_1) &= \sum_{l_1+l_2=L} Y_{LM}^{l_1 l_2}(\hat{\mathbf{R}}, \hat{\mathbf{r}}_1) G_{LM}^{l_1 l_2}(R, r_1, r_2) \\ G_{l_1 l_2}^{L\pi}(R, r_1, r_2) &= \sum_{n=1}^N \{C_n \operatorname{Re}[e^{-\alpha_n R - \beta_n r_1 - \gamma_n r_2}] + D_n \operatorname{Im}[e^{-\alpha_n R - \beta_n r_1 - \gamma_n r_2}]\}, \end{aligned} \quad (1)$$

где комплексные экспоненты,  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $\gamma$ , генерируются псевдослучайным образом.

Ведущие поправки к нерелятивистской энергии определяются гамильтонианом Брейта-Паули. Спинзависимая часть гамильтониана Брейта-Паули для системы с частицами со спином  $1/2$  имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} H_{HFS} &= -\frac{e^2}{c^2} \sum_{j \neq i} \frac{Z_i Z_j c_S^{(j)} [\mathbf{r}_{ij} \times \mathbf{p}_j] \mathbf{s}_j}{2m_j^2 r_{ij}^3} - \frac{e^2}{c^2} \sum_{j > i} \frac{Z_i Z_j (c_F^{(i)} [\mathbf{r}_{ij} \times \mathbf{p}_j] \mathbf{s}_i - c_F^{(j)} [\mathbf{r}_{ij} \times \mathbf{p}_i] \mathbf{s}_j)}{m_i m_j r_{ij}^3} \\ &+ \sum_{i > j} \left\{ \left[ \frac{\boldsymbol{\mu}_i \boldsymbol{\mu}_j}{r_{ij}^3} - 3 \frac{(\boldsymbol{\mu}_i \mathbf{r}_{ij})(\boldsymbol{\mu}_j \mathbf{r}_{ij})}{r_{ij}^5} \right] - \frac{8\pi}{3} \boldsymbol{\mu}_i \boldsymbol{\mu}_j \delta(\mathbf{r}_{ij}) \right\}. \end{aligned} \quad (2)$$

где  $\boldsymbol{\mu}_i = (c_F^{(i)} Z_i / 2m_i c) \boldsymbol{\sigma}_i$  оператора магнитного момента, коэффициенты  $c_F$  и  $c_S$  определяются следующим образом:

$$c_F^{(i)} = 1 + k_i, \quad c_S^{(i)} = 1 + 2k_i$$

где  $k_i$  аномальный магнитный момент частицы.

В Таблице 1 приведены расчеты сверхтонких расщеплении ро-вибрационных уровней молекулярного иона водорода  $HT^+$ .

Таблица 1. Сверхтонкое расщепление (МГц) ро-вибрационных уровней молекулярного иона водорода  $HT^+$ .

		(F,S)=(0,1/2)		(1,1/2)		(1,3/2)			
L	v	J=L-1/2	L+1/2	L-1/2	L+1/2	L-3/2	L-1/2	L+1/2	L+3/2
0	0		0.7924	-958.592					478.900
0	1		0.7772	-937.805					468.514
0	2		0.7632	-918.306					458.772
1	0	-27.692	15.024	-949.813	-962.670		411.811	504.742	483.834
1	1	-26.274	14.292	-929.422	-941.678		404.831	492.995	473.215
1	2	-24.909	13.590	-910.305	-921.982		398.360	481.947	463.248
2	0	-41.746	29.141	390.895	-943.956	-966.160	451.293	505.120	493.405
2	1	-39.620	27.699	385.019	-923.854	-944.988	442.245	493.353	482.312
2	2	-37.575	26.313	379.608	-905.016	-925.119	433.791	482.286	471.888

#### Литература

1. V. I. Korobov // Phys. Rev. A 77, 022509 (2008).
2. B. Gremaud, D. Delande, and N. Billy // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 31, 383 (1998).
3. S. Schiller and C. L'ammerzahl // Phys. Rev. A 68, 053406 (2003).

## AXISIMMETRIC PERFECT FLUID SOULTION WITH QUADRUPOLE

Medeu Abishev<sup>1</sup>, Saken Toktarbay<sup>1</sup> and Hernando Qveuedo<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup>Department of theoretical and nuclear Physics, Al-Farabi Kazakh National University, 050040 Almaty, Kazakhstan

<sup>2</sup>Dipartimento di Fisica and ICRA, Università di Roma "La Sapienza", I-00185 Roma, Italy

<sup>3</sup>Instituto de Ciencias Nucleares, Universidad Nacional Autónoma de México, AP 70543, México, DF 04510, Mexico

saken.yan@yandex.com

In [1] was investigated the Zipoy-Voorhees metric (q-metric) as the simplest static, axially symmetric solution of Einstein's vacuum field equations. In fact, this can be shown explicitly by calculating the invariant Geroch multipoles [2]. In [3], a numerical solution was derived for a particular choice of the interior static and axially symmetric line element:

$$ds^2 = f dt^2 - \frac{e^{2k_0}}{f} \left( \frac{dr^2}{h} + d\theta^2 \right) - \frac{\mu^2}{f} d\varphi^2, \quad (1)$$

where  $e^{2k_0} = (r^2 - 2mr + m^2 \cos^2 \theta) e^{2k(r,\theta)}$ , and  $f = f(r,\theta)$ ,  $h = h(r)$ , and  $\mu = \mu(r,\theta)$ .



In particular, to find the approximate interior metric we consider the case of a slightly deformed mass. To the zeroth-order an interior line element can be obtained assuming that instead of the constant  $m$ , the function  $\mu(r)$  appears in the metric. Then, to the first order in  $q$ , we can write the approximate line element as:

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2\mu}{r}\right)(1 + q\alpha)dt^2 - (1 + q\alpha + q\beta) \left( \frac{dr^2}{1 - \frac{2\mu}{r}} + r^2 d\theta^2 \right) - r^2 \sin^2 \theta (1 - q\alpha) d\varphi^2, \quad (2)$$

where  $\mu = \mu(r)$ ,  $\alpha = \alpha(r)$  and  $\beta = \beta(r, \theta)$ .

Finally, we find functions  $\alpha$  and  $\beta$  for the exterior metric from the approximate interior  $q$ - metric (2).

#### References

1. Hernando Quevedo, Saken Toktarbay and Aimuratov Yerlan. Quadrupolar gravitational fields described by the metric // international journal of physics and mathematics. Math. Phys. October – 2012.
2. H. Quevedo, Multipolar Solutions, in Proceedings of the XIV Brazilian School of Cosmology and Gravitation, (2012); arXiv:1201.1608
3. R. Geroch, J. Math. Phys. 11 (1970) 1955; J. Math. Phys. 11 (1970) 2580.

## Dear authors!

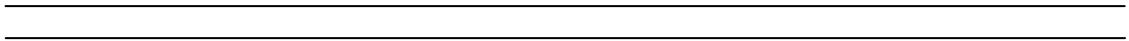
The best presentations will be recommended for publication in journal  
 "Bulletin of KazNU. Physics Series"  
<http://bph.kaznu.kz/>

The screenshot displays the website interface for the journal. At the top, there are logos for 'ХАБАРШЫ физика сериясы', 'ВЕСТНИК серия физическая', and 'BULLETIN physics series'. Below the logos are navigation links: 'РАЗМЕР ШРИФТА', 'ГЛАВНАЯ ВЫПУСК', 'О НАС АРХИВЫ', 'ВХОД РЕГИСТРАЦИЯ ПОИСК ТЕКУЩИЙ ОБЪЯВЛЕНИЯ', and 'КОНТЕНТ ЖУРНАЛА'. The main content area features a search bar, a list of keywords (e.g., 'ФРГА, температура, ИК-спектр'), a user login section, and a table of contents for 'Том 52, № 1 (2015): Серия физическая'. The table lists articles such as 'Исследование эпитаксиальных пленок арсенида галлия' and '3D-моделирование процессов термического спекания поликристаллического флюорида в тонких слоях ТЭС Казахстана'.

Here you can download full electronic versions of articles.

**2-СЕКЦИЈА**  
**Плазма физикасы**

**SECTION 2**  
**Plasma Physics**



## НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ПЛАЗМА СТРУЙНОГО ТИПА ПРИ АТМОСФЕРНОМ ДАВЛЕНИИ

А.С. Пазыл<sup>1</sup>, А.К. Акильдинова<sup>1</sup>, Е.А. Үсенов<sup>1</sup>, Т.С. Рамазанов<sup>2</sup>,  
М.Т. Габдуллин<sup>1</sup>, М.К. Досболаев<sup>2</sup>, Т.Т. Данияров<sup>1</sup>

<sup>1</sup> КазНУ им. аль-Фараби, ННЛОТ, аль-Фараби, 71, 050040, Алматы

<sup>2</sup> КазНУ им. аль-Фараби, НИИЭТФ, аль-Фараби, 71, 050040, Алматы

Исследование низкотемпературной плазмы атмосферного давления стало актуально в конце XX века и получило широкое применение в разных отраслях науки и технологий: обработка, очистка и модификация поверхностей полимеров и текстильных материалов; дезинфекция микробов, вирусов и уничтожение раковых клеток; напыление тонких пленок на твердые поверхности; обработка сельскохозяйственных продуктов; также применение в качестве медицинских режущих устройств. Плазменные струи при атмосферном давлении (Atmospheric-Pressure Plasma Jet) ионизируются локальными потоками газа, генерируемыми с помощью микроволн, высокой частоты или импульсного постоянного тока в так называемых плазменных реакторах с использованием инертных газов. Активные формы кислорода образуются через примесь химически активных газов ( $O_2$ ,  $N_2$  и другие), которые способны реагировать с биологическими материалами или тканями. Низкотемпературные плазменные струи оказались очень полезным открытием для биомедицинского применения [1]. Одним из главных преимуществ этих источников плазмы является тот факт, что они могут генерировать стабильную и управляемую тонкую струю плазмы в окружающую среду. Кроме того, так как плазма распространяется от области высокого напряжения в область, где нет никакого приложенного извне электрического поля, оно электрически безопасно и не вызывает электрического шока или повреждений в обработанном образце. Это свойство, в сочетании с низкой температурой газа, оказывает большое влияние при использовании устройств с плазменной струей, когда речь заходит об обработке биологических клеток или тканей. Основой получения низкотемпературной плазмы является диэлектрический барьерный разряд [2,3].

В данной работе для получения низкотемпературной плазмы были собраны несколько видов электродных систем мини микроплазмотронов, далее был выбран наиболее оптимальный вариант для проведения научных исследований. По выбранной схеме была собрана лабораторная модель микроплазмотрона. На рисунке 1 показан генератор низкотемпературной плазмы струйного типа в рабочем режиме.

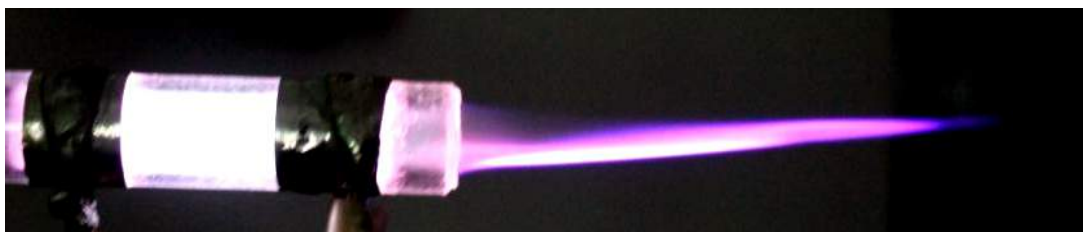


Рисунок 1. Генератор низкотемпературной плазмы струйного типа в рабочем режиме

В качестве плазмообразующих газов были использованы гелий и аргон. Структурные и электрические свойства плазмы исследовались при помощи динамических вольтамперных характеристик, в ходе исследований были получены оптимальные параметры низкотемпературной плазмы [4,5]. Была определена зависимость между потоком газа и длиной, температурой плазменной струи, для этого использовался калориметрический метод (Рисунок 2). Для определения максимально возможной видимой длины распространения стримеров в

смеси гелий – воздух, в различных экспериментальных условиях снимались фотографии плазмы высокой четкости. Результаты показали что, длина в основном зависит от амплитуды напряжения и скорости потока газа, в то время как она остается практически невосприимчивой к изменению частоты. Также было выявлено изменение величин тока и напряжения, необходимых для ионизации инертных газов. Была определена величина мощности энергии, необходимой для оптимальных параметров плазмы.

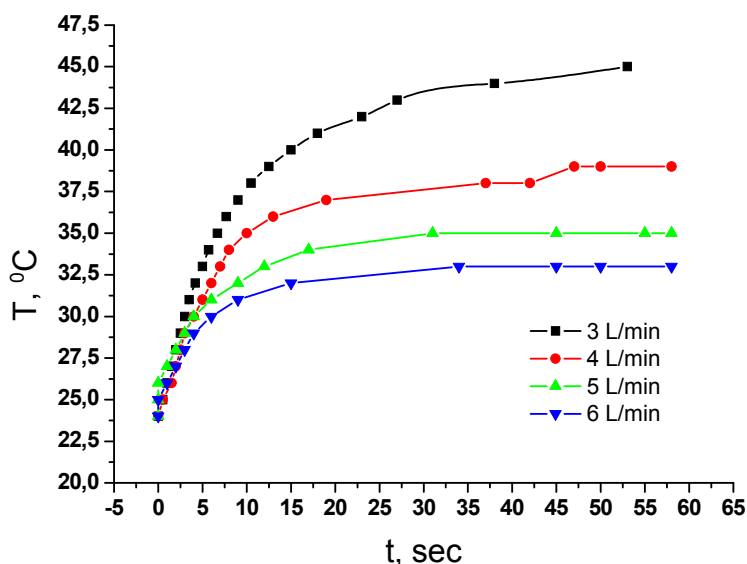


Рисунок 2. Зависимость температуры калориметра в конце плазменной струи от расхода газа (гелий).

Далее было исследовано влияние плазмы на клетки бактерии. Полученные в ходе исследований результаты показали, что при помощи микроплазмотрона можно получить низкотемпературную плазму атмосферного давления. В будущем планируется исследование плазмы, получаемой на основе диэлектрического барьерного разряда, в экологических и агропромышленных целях.

1. M. Laroussi and T. Akan, "Arc-free atmospheric pressure cold plasma jets: A review," *Plasma Process. Polym.*, vol. 4, no. 9, pp. 777–788, 2007.
2. Weltmann K.D., Kindel E.T. von Woedke, Hahnel M., Bradenburg R. Atmospheric-pressure plasma sources: prospective tools for plasma medicine. 2010. No. 6. P. 1223-1237.
3. Ussenov Y.A., Ramazanov T.S., Gabdulin M.T., Dosbolayev M.K., Daniyarov T.T. // Book of Abstracts: International conference on research and applications of plasmas. Warsaw, Poland, 2015.
4. Е.А. Үсенов, М.Т. Габдуллин, М.К. Досболаев, Т.Т. Данияров, Т.С. Рамазанов // Электрические и оптические свойства диэлектрического барьерного разряда, Вестник КазНУ, серия физическая. 2016.No. 1(56), P. 12-16.
5. Ussenov Y.A., Ramazanov T.S., Gabdulin M.T., Dosbolayev M.K., Daniyarov T.T. // Investigation of electrical and optical properties of dielectric barrier discharge. *Physical Sciences and Technology*. Vol. 2 (No. 1), 2015. P. 9-12.

## ПАРНЫЕ КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ ФУНКЦИИ МИКРОРАЗРЯДНЫХ СТРУКТУР В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОМ БАРЬЕРНОМ РАЗРЯДЕ

Е.А. Усенов<sup>1</sup>, Т.С. Рамазанов<sup>2</sup>, М.Т. Габдуллин<sup>1</sup>, М.К. Досболаев<sup>2</sup>, Т.Т. Данияров<sup>1</sup>

<sup>1</sup> КазНУ им. аль-Фараби, ННЛОТ, аль-Фараби, 71, 050040, Алматы

<sup>2</sup> КазНУ им. аль-Фараби, НИИЭТФ, аль-Фараби, 71, 050040, Алматы

Диэлектрический барьерный разряд (ДБР) в воздухе обычно состоит из множества микро-разрядов, которые взаимодействуют между собой и образуют самоорганизующиеся структуры [1-3]. Для анализа таких структур применяются различные методы на основе видео и фото регистрации и такие методы как диаграмма (многогранники) Вороного, парная корреляционная функция и т.д. [4]. Изучение микро-разрядных структур с помощью парно-корреляционной функции (радиальная функция распределения) вызывает большой интерес, поскольку она дает более подробную информацию об упорядоченности самоорганизующихся структур и часто используется как основной метод анализа в статистической физике, в кристаллографии и для анализа сильно-связанных Кулоновских систем в пылевой (комплексной) плазме [5,6]. В данной работе приведены результаты анализа микро-разрядных структур диэлектрического барьерного разряда воздуха методом парно корреляционных функций при разных напряжениях на разрядной ячейке.

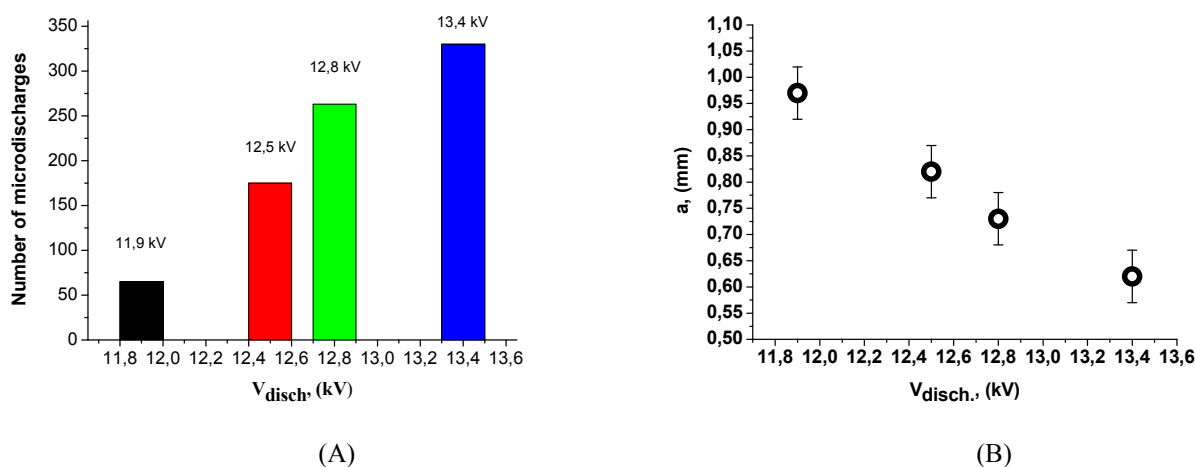


Рис. 1: Число микро-разрядов (А) и среднее расстояние между ними (В) в разрядной ячейке диэлектрического барьерного разряда воздуха в зависимости от напряжения разряда.

Экспериментальная установка состоит из разрядной ячейки, системы измерения электрических характеристик и системы видеонаблюдения. Разрядная ячейка из двух диэлектриков из обычного стекла размером 120 x 65 мм, один из которых покрыт алюминиевой фольгой размером 70 x 45 мм., а другой тонким слоем прозрачного пластика на которого нанесен прозрачный проводящий материал. Алюминиевая фольга служит в качестве высоковольтного электрода, заземленным электродом является пластик покрытый прозрачным проводящим материалом (ITO). Электроды расположены плоско параллельно и разделены между собой с помощью стекла толщиной 2 мм. Диэлектрический барьерный разряд был получен в воздухе при атмосферном давлении с помощью синусоидального высоковольтного генератора при диапазоне напряжении 11,5-13,4 кВ и при частоте 25 кГц. Для регистрации тока и напряжения разряда были использованы высоковольтный щуп Tektronix P6015 и цифровой осциллограф фирмы LeCroy Wave Jet 354A. Для видеорегистрации микро-разрядов была использована обычная CCD камера с частотой 25 к/сек. После подачи напряжения около 11,5 кВ к электродам, в разрядной ячейке наблюдаются первые микро-разрядные каналы. Дальнейшее

увеличение напряжения разряда до 13,4 кВ ведет к росту количества микроразрядов в разрядной ячейке и к уменьшению среднего расстояния между микроразрядами. На рисунке 1 показаны количество микроразрядов и среднее расстояние между ними при разных напряжениях разряда. Радиальные парные корреляционные функции показывают рост первого пика с ростом напряжения разряда (рисунок 2).

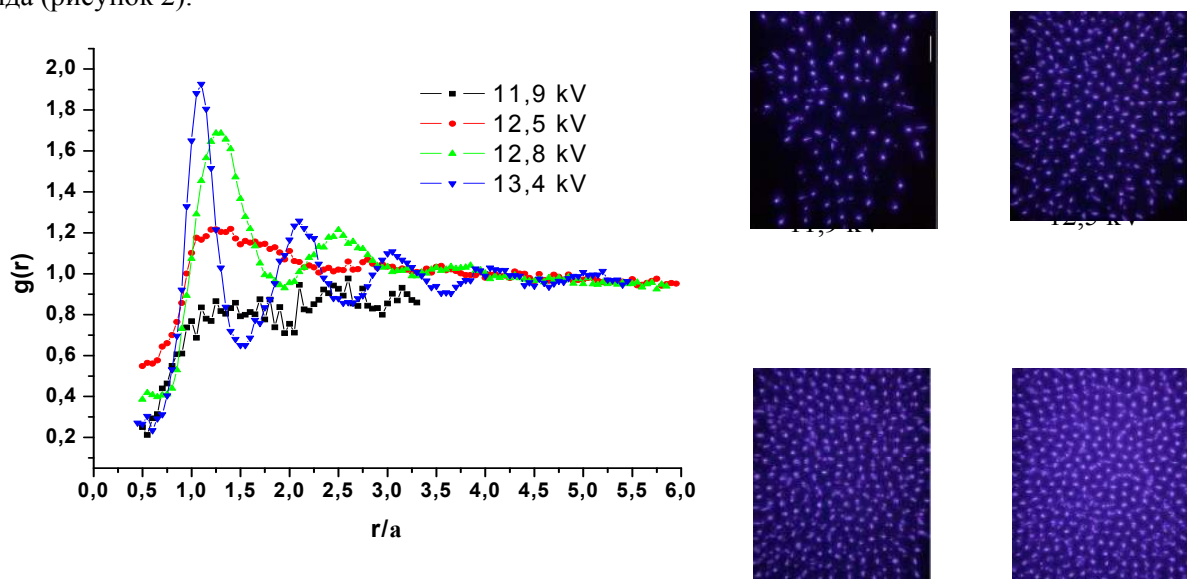


Рис. 2: Парные корреляционные функции микроразрядных структур в ДБР при разных напряжениях разряда и при частоте 25 кГц

При относительно низких напряжениях, когда число микроразрядов недостаточно для полного заполнения разрядной ячейки наблюдается неупорядоченная структура. Поскольку сила Кулоновского отталкивания между зарядами на поверхности диэлектрика больше чем сила Лоренца между микроразрядами [7], уменьшение расстояния между микроразрядами (с увеличением напряжения) приводит к увеличению взаимодействия между ними. За счет этого наблюдается несколько пиков на корреляционной функции и уменьшение их ширины, что говорит об упорядоченности структуры и наличии дальнего порядка взаимодействия.

1. U. Kogelschatz, *IEEE Trans. Plasma Sci.* 30 (2002)1400–8.
2. T. Callegari, B. Bernecker and J. P. Boeuf, *Plasma Sources Sci. Technol.* 23 (2014) 054003.
3. Yu. Akishev, G. Aponin, A. Balakirev, M. Grushin and etc. all, *Plasma Sources Sci. Technol.* 20(2011) 024005.
4. A. Chirokov, A. Gutsol, A. Fridman, K. D. Sieber, J. M. Grace and K. S. Robinson, *Plasma Sources Sci. Technol.* 13 (2004) 623–635
5. T.S. Ramazanov, T.T. Daniyarov, S. A. Maiorov, S.K. Kodanova and etc. all. *Contr. Plasma Phys.* 51(6) (2011) 505-508.
6. M.K. Dosbolayev, A.U. Utegenov, T.S. Ramazanov, T.T. Daniyarov, *Contr. Plasma Phys.* 53(4-5) (2013) 426-431.
7. T. Shirafujia, T. Kitagawa, T. Wakai, and K. Tachibana, *Applied Physics Letters*, 83 (2003) 2309–2311.

## ИССЛЕДОВАНИЕ СВЯЗИ КЕЙГЕНОВОЙ КОРРЕЛЯЦИОННОЙ ФУНКЦИИ И КОЭФФИЦИЕНТА ДИФФУЗИИ ДЛЯ ТРЕХМЕРНОЙ ЮКАВАНСКОЙ ЖИДКОСТИ

Р.У. Машеева<sup>1</sup>, К.Н. Джумагулова<sup>1</sup>, З. Донко<sup>2</sup>, Т.С. Рамазанов<sup>1</sup>,  
П. Хартман<sup>2</sup>, Т. Отт<sup>3</sup>, М. Бониц<sup>3</sup>

<sup>1</sup>НИИЭТФ, Казахский Национальный Университет имени аль-Фараби, пр. аль-Фараби, 71, Алматы, 050040, Казахстан

<sup>2</sup>Институт физики твердого тела и оптики, Вигнеровский исследовательский центр Академии наук Венгрии, Н-1525 Будапешт, Венгрия

<sup>3</sup>Институт теоретической физики и астрофизики, Кильский университет имени Кристиана Альбрехта, Лейбниц 15, 24098 Киль, Германия  
[ranna\\_m@mail.ru](mailto:ranna_m@mail.ru);

Сильно связанная плазма характеризуется потенциальной энергией взаимодействия, которая превышает среднюю кинетическую энергию частиц. Такая система довольно широко распространена в природе, также часто встречается в различных лабораторных установках. Широкое разнообразие физических явлений, происходящих в такой системе делает их интересным объектом для исследования [1,2]. В последнее время, влияние магнитного поля на свойства сильно связанной пылевой плазмы является одним из важных тем [3,4].

В данной работе представлены результаты по применению метода компьютерного моделирования для исследования влияния внешнего однородного магнитного поля на квазилокализацию частиц сильно связанной трехмерной пылевой системы. Квазилокализация частиц [5] количественно характеризуется кейгеновой корреляционной функцией, исследования которой были осуществлены для разных значений параметров системы.

Детальное компьютерное моделирование и исследование физических свойств такой системы было проведено на основе Юкавской модели взаимодействия, учитывающей коллективные эффекты экранировки поля заряда пылинки окруженной плазмой буферного газа:

$$\phi(r) = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \frac{\exp(-r/\lambda_D)}{r}, \quad (1)$$

где  $Q$  - заряд частиц и  $\lambda_D$  - Дебаевская длина экранировки. Соотношение межчастичной потенциальной и тепловой энергий выражается через параметр связи:  $\Gamma = Q^2 / 4\pi\epsilon_0 a k_B T$ , где  $T$  - температура,  $a = (3 / 4\pi n)^{1/3}$  - трехмерный радиус Вигнера-Зейтца и  $n$  - плотность частиц.

Для реализации метода молекулярной динамики все пространство разбивается на равные ячейки (куб), т.е. частицы двигаются в пространстве  $(x, y, z)$  и предполагается, что магнитное поле однородно и направлено вдоль оси  $z$ , то есть  $\vec{B} = (0, 0, B)$  и параметр магнитного поля выражается следующим образом:

$$\beta = \frac{\omega_c}{\omega_p}, \quad (2)$$

где  $\omega_c = QB / m$  - циклотронная и  $\omega_p = \sqrt{nQ^2 / \epsilon_0 m}$  - трехмерная плазменная частота.

Таким образом параметр  $\beta$  и другие безразмерные параметры безразмерными параметрами  $\Gamma$  и  $\kappa = a / \lambda_D$  (параметр экранировки) полностью характеризуют поведение системы.



Кейгеновая корреляционная функция была вычислена вдоль и поперек направлению магнитного поля, что связано с анизотропией в системе, которая возникает с учетом влияния магнитного поля. После этого, на основе времени затухания кейгеновой корреляционной функции был получен коэффициент диффузии частиц вдоль и поперек направлению магнитного поля  $\vec{B}$ . Данные результаты были сравнены с результатами, полученными с помощью метода среднеквадратичного смещения частиц.

Рисунок 1 показывает сравнение между приведенным коэффициентом диффузии  $D^* = D / (\omega_p a^2)$ , вычисленный на основе кейгеновой корреляционной функции, где значение  $\frac{\delta}{a} = 0.71$  - характерная длина прыжков, и коэффициентом диффузии, вычисленный на основе среднеквадратичного смещения при разных значениях магнитного поля. Это значение  $\delta$  близко к среднему разделению частиц  $\sim a$ , то есть это значение можно рассматривать как длину прыжка частиц, при котором они меняют свои позиции. Коэффициенты диффузии, полученные двумя способами, показывают хорошее согласие между собой для всех значений параметров системы  $\Gamma, \kappa, \beta$ .

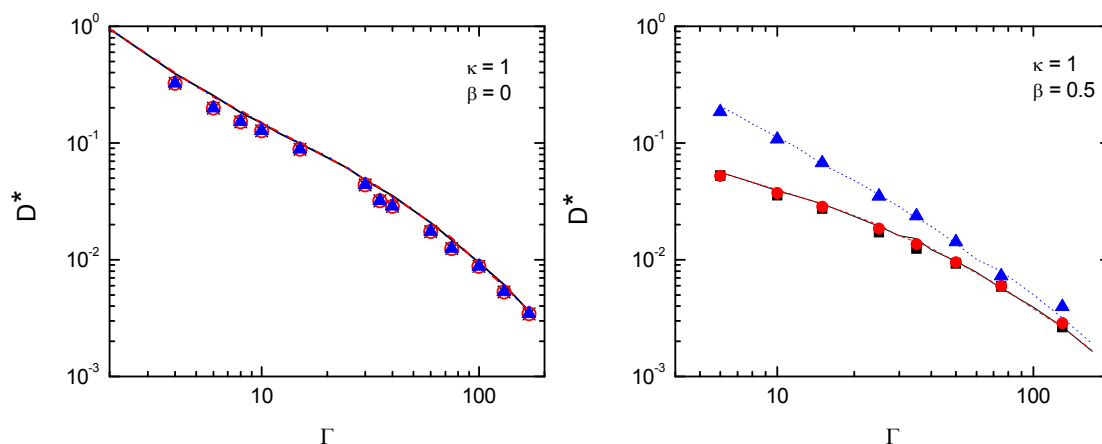


Рис. 1: Приведенный коэффициент диффузии  $D^* = D / (\omega_p a^2)$ , полученный с помощью кейгеновой корреляционной функции (символы) и методом среднеквадратичного смещения частиц (линия)

#### References

- [1] S. A. Khrapak, M. H. Thoma, M. Chaudhuri, G. E. Morfill, A. V. Zobnin, A. D. Usachev, O. F. Petrov, V. E. Fortov, *Phys. Rev. E* **87** (2013) 063109.
- [2] O. F. Petrov, V. E. Fortov, *Contrib. Plasma Phys.* **53** (2013) 767.
- [3] P. Hartmann, Z. Donkó, T. Ott, H. Kählert and M. Bonitz, *Phys. Rev. Lett.* **111** (2013) 155002; M. Bonitz, Z. Donkó, T. Ott, H. Kählert, and P. Hartmann, *Phys. Rev. Lett.* **105** (2010) 055002.
- [4] T. Ott and M. Bonitz, *Phys. Rev. Lett.* **107** (2011) 35003.
- [5] K. N. Dzhumagulova, R. U. Masheeva, T. S. Ramazanov and Z. Donkó, *Phys. Rev. E* **89** (2014) 033104.

## РАЗБРОС ПОТЕРЬ ЭНЕРГИИ В ДВУХКОМПОНЕНТНОЙ ПЛАЗМЕ

Ю.В. Архипов<sup>1</sup>, А. Аскарулы<sup>1</sup>, А.Б. Ашикбаева<sup>1</sup>, И.М. Ткаченко<sup>2</sup>

<sup>1</sup>КазНУ им. аль-Фараби, Алматы-Казахстан

<sup>2</sup>Валенсийский политехнический университет, Испания

Одним из наиболее перспективных направлений в энергетике является получение энергии с использованием реакции управляемого термоядерного синтеза (УТС), основанной на слиянии легких ядер с последующим выделением огромного количества энергии. Один из типов реактора УТС – реактор инерционного удержания, в котором термоядерная плазма создается при сжатии таблетки из твердого термоядерного топлива при помощи пучков лазерного излучения или ускоренных потоков тяжелых ионов. Основным преимуществом такого подхода является возможность более сильного нагрева плазмы [1]. При этом движущаяся в среде быстрая частица теряет энергию, испытывая множество отдельных столкновений. Этот дискретный процесс подвержен статистическим флуктуациям. В результате одинаковые частицы, имевшие одну и ту же начальную скорость, не будут обладать в точности одинаковой энергией после прохождения в однородной среде слоя толщиной  $dx$ . Величина потерь энергии  $dE$  имеет флуктуации. Такое явление называется страгглингом и рассчитывается по следующей формуле [2]:

$$\Omega_0^2 = \frac{2z_1^2 e^2 \hbar}{\pi v_p^2} \int_0^\infty \frac{dk^{kv_p}}{k} \int_0^\infty d\omega \omega^2 (2N(\omega) + 1) \text{Im} \left( -\frac{1}{\varepsilon(k, \omega)} \right). \quad (1)$$

Здесь  $N(\omega) = \frac{1}{e^{\frac{\hbar\omega}{k_B T}} - 1}$  - функция Ферми-Дирака, где  $Z_p e$  и  $v$  - заряд и скорость налетающей

частицы, под  $v_F$  подразумевается скорость Ферми.

Настоящая работа посвящена исследованию флуктуации энергии в неидеальной двухкомпонентной плазме на основе метода моментов [3], который не требует наличия малых параметров системы и применим для любых потенциалов межчастичных взаимодействий.

Суть метода моментов состоит в том, что, функция линейного отклика системы, например, обратная диэлектрическая функция  $-\frac{1}{\omega} \text{Im} \frac{1}{\varepsilon(\omega, \vec{k})}$ , может быть восстановлена по

первым сходящимся степенным моментам ее мнимой части, причем эти моменты являются коэффициентами асимптотического разложения функции отклика на высоких частотах. Важно, что прямое вычисление степенных моментов осуществляется независимо, на основе теории линейного отклика, и они выражаются через статические структурные характеристики системы.

Запишем формулу Неванлинны, определяющую диэлектрические свойства среды, в виде

$$\frac{1}{\varepsilon(k, \omega)} = 1 + \frac{\omega_p^2(z + Q(k, \omega))}{z(z^2 - \omega_2^2(k)) + Q(z^2 + \omega_1^2(k))}, \quad (2)$$

здесь  $\omega_1^2 = C_2(k)/C_0(k)$ ,  $\omega_2^2 = C_4(k)/C_2(k)$ ,  $Q(k, \omega) = \frac{A\sqrt{\omega_p^5 \omega(1+i)}}{\omega_2^2(k) - \omega_1^2(k)}$  – функция класса Неван-

линны,  $\lim_{z \rightarrow \infty} (Q(k, z)/z) = 0$ ,  $\text{Im } z > 0$ ,  $A = \frac{\sqrt{2}}{3^{5/4}} r_s^{3/4}$ .

Параметры  $C_v(k)$  определены как степенные частотные моменты четной функции потерь:

$$C_v(k) = -\frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \omega^{v-1} \text{Im} \varepsilon^{-1}(k, \omega) d\omega. \tag{3}$$

Вычисление моментов позволяет записать выражения для них в виде:

$$\begin{aligned} C_0(k) &= 1 - \varepsilon^{-1}(k, 0), \\ C_2 &= \omega_p^2, \\ C_4(k) &= \omega_p^4 (1 + K(k) + U(k) + H). \end{aligned} \tag{4}$$

Здесь

$$K(k) = \frac{\langle v_e \rangle^2 k^2}{\omega_p^2} + \left( \frac{\hbar}{2m} \right)^2 \frac{k^2}{\omega_p^2}, \tag{5}$$

$$H = \frac{1}{6\pi^2 Z \sqrt{n_e n_i}} \int_0^{\infty} q^2 S_{ei}(q) dq, \tag{6}$$

$$U(k) = \left( 1 / 2\pi^2 n \right) \int_0^{\infty} p^2 [S(p) - 1] f(p, k) dp, \tag{7}$$

а  $\langle v_e \rangle^2$  – квадрат средней тепловой скорости электронов,  $m$  – их масса,  $\hbar$  – постоянная Планка, а  $\omega_p^2$  – квадрат плазменной частоты,

$$f(p, k) = 5/12 - (p^2 / 4k^2) + \frac{(k^2 - p^2)}{8pk^3} \ln \left| \frac{p+k}{p-k} \right|.$$

Подставляя выражение для диэлектрической проницаемости (2) в формулу для потерь энергии (1), получим результаты, представленные на рисунке и которые имеют хорошее согласие с результатами других авторов [4].

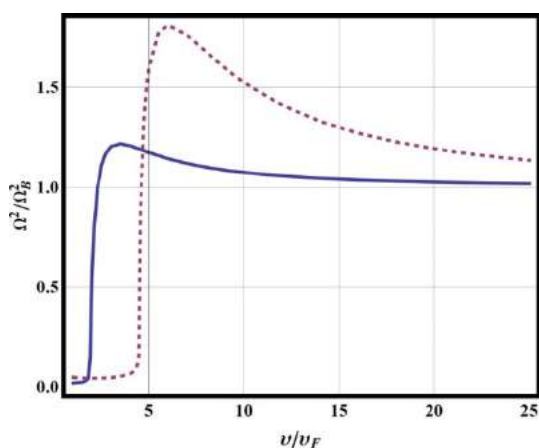


График разброса потерь энергии

Сплошная линия -  $\Gamma = 1.1, r_s = 2.5256,$

пунктирная линия -  $\Gamma = 0.11, r_s = 2.5256,$

где  $\Omega_B^2 = 4\pi e^4 n$  - формула Бора для флуктуации энергии.

Работа была выполнена в рамках гранта МОН РК № 3119/ГФ4, на базе НИИЭТФ при КазНУ им. аль-Фараби.

Литература:

1. Jacoby J., Hoffmann D.H.H., Laux W., Muller R.W., Wahn H., Weyrich K., et al. Stopping of heavy ions in a hydrogen plasma. // Phys.Rev.Lett. – 1995. - Vol.74. - P. 1550-1553.
2. A. Bret and C. Deutsch Straggling of an extended charge distribution in a partially degenerate plasma // Physical Review E V.48, N.4. p. 2989-2993, 1993.
3. Tkachenko I.M., Arkhipov Yu.V., Askaruly A. The method of moments and its applications in plasma physics. – Germany: Lap Lambert Academic Publishing, 2012. - 125 p.

4. Manuel D. Barriga-Carrasco Target electron collision effects on energy loss straggling of protons in an electron gas at any degeneracy // Physics of Plasmas 15, 033103 (2008).

## ВЛИЯНИЕ ДИНАМИЧЕСКОЙ ЭКРАНИРОВКИ НА ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НЕИДЕАЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ

Е.О. Шаленов<sup>1</sup>, К.Н. Джумагулова<sup>1</sup>, Т.С. Рамазанов<sup>1</sup>, Г. Роепке<sup>2</sup>, Х. Рейнхольц<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Казахский Национальный Университет им. аль-Фараби, НИИЭТФ, Алматы, Казахстан

<sup>2</sup>Университет Росток, Институт Физика, Росток, Германия

В данной работе исследуются оптические свойства неидеальной плазмы на основе динамических потенциалов. Была рассмотрена плотная частично ионизованная ксеноновая плазма, состоящая из электронов, ионов и атомов. В работах [1-2] были представлены поляризационные потенциалы взаимодействия между электрон-атомом и электрон-электроном (ионом), учитывающие статическую экранировку Дебая-Хюккеля и эффект дифракции. В работе [3] был предложен способ учета динамической экранировки, который сводится к замене статического радиуса Дебая на некоторый эффективный, учитывающий динамическую экранировку. Тогда потенциалы [1-2] с учетом динамической экранировки переписуются, они были описаны в работах [4-5]. Все упомянутые потенциалы имеют ограничение в значениях радиуса Дебая:  $2\lambda < r_D$ . Если  $2\lambda > r_D$ , тогда потенциалы переписуются в следующем виде:

$$\Phi_{ei}(r) = -\frac{e^2}{r C_{ei}} e^{-K_{ei}r} \sin(M_{ei}r), \quad (1)$$

$$\Phi_{ea}(r) = -\frac{2e^2\alpha_p}{r^4 (C_{ea})^2} e^{-2K_{ea}r} \left[ (1 + K_{ea}r)^2 + (M_{ea}r)^2 \right] \sin^2 \left( M_{ea}r - \arctan \left( \frac{M_{ea}r}{1 + K_{ea}r} \right) \right), \quad (2)$$

где  $C_{ea}^2 = \left( (4\tilde{\lambda}_{ea}^2 / r_0^2) - 1 \right)$ ,  $K_{ea} = \frac{\sqrt{(2\tilde{\lambda}_{ea} / r_0) + 1}}{2\tilde{\lambda}_{ea}}$ ,  $M_{ea} = \frac{\sqrt{(2\tilde{\lambda}_{ea} / r_0) - 1}}{2\tilde{\lambda}_{ea}}$ ,  $r_0 = r_D \left( 1 + \frac{v^2}{v_{Th}^2} \right)^{1/2}$ ,

$v$  - относительная скорость сталкивающихся частиц,  $v_{Th}$  - тепловая скорость частиц системы. Если условие  $2\lambda = r_D$ , тогда потенциалы имеют следующий вид:

$$\Phi_{ei}(r) = -\frac{e^2}{\sqrt{2\tilde{\lambda}_{ei}}} e^{-\frac{r}{\sqrt{2\tilde{\lambda}_{ei}}}}, \quad (3)$$

$$\Phi_{ea}(r) = -\frac{e^2\alpha_p}{8\tilde{\lambda}_{ea}^2} e^{-\frac{\sqrt{2}r}{\tilde{\lambda}_{ea}}}. \quad (4)$$

В данной работе на основе эффективных потенциалов взаимодействия частиц были рассчитаны фазовые сдвиги на основе метода фазовых функций. Фазы рассеяния, полученные из уравнения Калоджеро, позволяют рассчитать транспортные сечения рассеяния электрона на ионе (атоме). На основе полученных транспортных сечений была вычислена частота столкновений частиц. После этого была рассчитана диэлектрическая проницаемость с использованием обобщенного уравнения Друде-Лоренца[6]:

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\nu(\omega))}, \quad (5)$$

которая в свою очередь дает возможность проанализировать коэффициенты преломления и отражения [7].

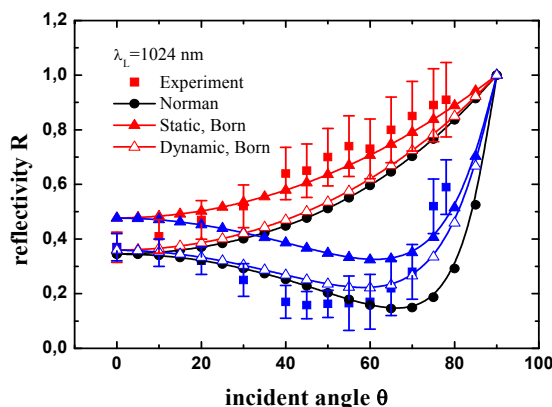


Рисунок 1– Коэффициентотраженияволны сs-поляризацией и с р-поляризацией при различных углах падения на длине волны 1064 нм.Полученные данные были сравнены с экспериментальными [7] и теоретическими [8] результатами.

Данная работа была выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и образования Республики Казахстан в рамках Гранта №3102/ГФ4.

#### Литература

- [1] T.S. Ramazanov, K.N. Dzhumagulova and Y.A. Omarbakiyeva, Phys.Plasmas 12 (2005) 092702.
- [2] T.S. Ramazanov and K.N. Dzhumagulova, Phys.Plasmas 9 (2002) 3758.
- [3] K.N. Dzhumagulova, E.O. Shalenov, G.L. Gabdullina, Phys.Plasmas 20 (2013) 042702.
- [4] K.N. Dzhumagulova, E.O. Shalenov, T.S. Ramazanov, G.L. Gabdullina, Contr. Plasma Phys 55 (2014) 230-235.
- [5] K.N. Dzhumagulova, E.O. Shalenov, T.S. Ramazanov, Phys. Plasmas 22 (2015) 082122.
- [6] H. Reinholz, Ann. Phys. Fr. 30 (2005) 1.
- [7] Yu.B. Zaporoghets, Y.A. Omarbakiyeva, H. Reinholz, G. Röpke, V.B. Mintsev, V.K. Gryaznov, Contr. Plasma Phys. 56 (2016) 467.
- [8] G. Norman, I. Saitov, V. Stegailov and P. Zhilyaev, Contrib. Plasma Phys. 53 (2013) 300.

## ДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ДВУМЕРНОЙ ЮКАВА СИСТЕМЫ, ВОЗМУЩЕННЫХ ДИПОЛЬ-ДИПОЛЬНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

А.Ж. Габдулин, Т.С. Рамазанов, Ж.А. Молдабеков

КазНУ, Алматы, Казахстан  
\*ayat\_94@mail.ru

В данной работе мы исследуем влияние дополнительного слабого диполь-дипольного взаимодействия на динамические свойства в системе заряженных частиц, где потенциал взаимодействия имеет экранированный характер типа потенциала Юкава. В исследованиях мы использовали метод молекулярной динамики двумерной заряженной пылевой системы, учитывая эффект индуцированного дипольного момента пылевых частиц. Как известно, в газовом разряде пылевые частицы и фокусированное ионное облако можно рассматривать как одно соединение с ненулевым дипольным моментом [1, 2]. Были построены автокорреляционные функции скоростей частиц (АКФ) для исследования динамических свойств системы. Не монотонный характер АКФ частиц указывает на присутствие колебаний плотности в системе. Частоту продольных колебаний мы определили при помощи Фурье образа АКФ, так как пик спектра АКФ при частотах ближе к плазменной частоте соответствует продольным колебаниям. Было найдено, что в двумерной Юкава жидкости частота продольных колебаний частиц становится чувствительным к изменениям параметра связи, если даже существует слабое дополнительное диполь-дипольное взаимодействие между частицами. Взаимодействие между частицами, расположенными в одном горизонтальном слое было принято в следующем виде [3,4]:

$$\Phi = \frac{Q^2}{R} \exp(-Rk_s) + \frac{d^2}{R^3} (1 + Rk_s) \exp(-Rk_s)$$

здесь  $k_s$  - параметр экранирования,  $Q$  - заряд пылевой частицы, и  $d$  - дипольный момент пылевой частицы. Как видно потенциал взаимодействия (1) дает более сильное отталкивание между пылевыми частицами, чем потенциал Юкава.

- [1]. T.S. Ramazanov et al., Phys. Plasmas 18, 103705 (2011).
- [2]. G. I. Sukhinin and A. V. Fedoseev, Phys. Rev. E 81, 016402 (2010).
- [3]. T. S. Ramaznov, Zh. A. Moldabekov, A. Zh. Gabduln, IEEE Transaction on Plasma Science43,4187(2016)
- [4]. T.S. Ramazanov, A.Zh. Gabduln, and Zh. A. Moldabekov, Contrib. Plasma Phys.56,391-396(2016)

## РАЗРАБОТКА АВТОМАТИЗАЦИИ И ИНФОРМАЦИОННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ ДЛЯ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОГО ПРОЦЕССА ПО КУРСУ «ЭЛЕКТРИЧЕСТВО И МАГНЕТИЗМ»

Е.Ерланулы<sup>1,2</sup>, Н.Б.Кенжебаев<sup>1,2</sup>, Т.Т.Данияров<sup>1</sup>, М.К.Досболаев<sup>1,3</sup>,  
Т.С.Рамазанов<sup>3</sup>, М.Т.Габдуллин<sup>3</sup>

<sup>1</sup>КазНУ им. аль-Фараби, Научно-технологический парк

<sup>2</sup>Институт прикладных наук и информационных технологий

<sup>3</sup>КазНУ им. аль-Фараби, ННЛОТ, Алматы, Казахстан

Как мы знаем, одной из важных частей курса физики является изучение электрических и электромагнитных явлений. Один из методов обучения – лабораторные и практические занятия, где ученики могут экспериментально убедиться в справедливости физических законов, закрепить на практике теоретические знания, подробно ознакомиться с различными измерительными приборами, устройствами и принципами их работы [1,2].

Одной из важных задач курса «Электричество и магнетизм» является визуализация процессов, то есть получение вольт-амперной характеристики (ВАХ) различных элементов (радиоэлементов) электрической цепи.

Для проведения лабораторных занятий с помощью информационных технологий на базе Научно-технологического парка КазНУ им. аль-Фараби был разработан аппаратно-программный комплекс [3]. АПК – это комплексное решение для задач, связанных с проведением лабораторных работ по курсу «Электричество и магнетизм», визуализацией процессов, а также хранением, обработкой и анализом полученных данных.

В данной работе рассматривается получение экспериментальных данных аппаратно-программного комплекса в персональном компьютере, то есть в созданную программу и обрабатывание полученных данных в программе. Для этого нужно измерить силу тока и напряжение одновременно. Прибор, измеряющий силу тока и напряжение, должен менять напряжение от  $U_{\min}$  до  $U_{\max}$  (например от 0В до 12В) с шагом  $\Delta U$  и снимать показание силы тока. Полученные табличные данные должны быть переданы через USB кабель на персональный компьютер в созданную программу. Данный процесс проводится с помощью микроконтроллера (МК).

Как известно, МК представляет собой цифровую микросхему и работает с максимальным напряжением в 5В, то есть МК на выходе может дать только 0В или 5В. Для того, чтобы получить аналоговое переменное напряжение используется аппаратная шина ЦАП (цифровой аналоговый преобразователь). Она преобразует двоичный цифровой сигнал в аналоговый (например 0110011010 в 2.486 В). Важной характеристикой ЦАП является его разрядность. В данном аппарате разрядность ЦАП-а составляет 8 бит, то есть напряжение делится на  $2^8 = 256$  шагов. Таким образом, можно получить напряжение от 0В до 5 В с шагом 19.53мВ (5В/256).

Вследствие того, что максимальное напряжение на выходы МК равно 5В и максимальная сила тока –20 мА являются недостаточными для измерения ВАХ радиоэлементов, необходим более мощный источник для питания радиоэлемента. Для этой цели используются полярные транзисторы (MOSFET), которыми можно управлять МК и получать необходимое напряжение.

МК не может напрямую измерять силу тока, он может измерять только напряжение. Для того, чтобы измерить силу тока необходимо перевести измеренное напряжение в силу тока с помощью шунта. Шунт является простейшим преобразователем силы тока в напряжение. Он представляет собой простой резистор, который имеет малое сопротивление. Если известно сопротивление шунта, легко можно вычислить силу тока с помощью закона Ома  $I=U/R$ .

Принципиальная схема измерительного прибора силы тока и напряжения (преобразователя) представлена на рисунке 1. Главной компонентой этой схемы является МК ATMEGA16. МК работает с частотой 4 МГц и флеш-памятью на 16 кБ. Этого вполне достаточно для использования его в измерительных целях.

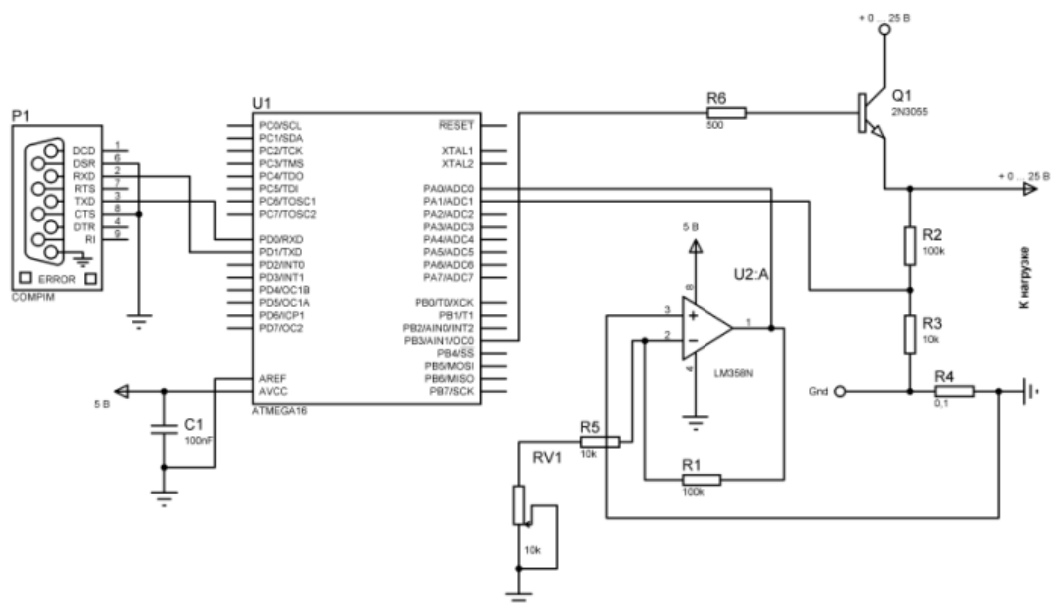


Рисунок 1 – Принципиальная схема измерительного прибора

Подключение МК к компьютеру осуществляется через порты Rx (receiver) и Tx (transmitter) которые подключаются к USB кабелю.

Данные напряжения и силы тока МК сохраняет в массиве и после завершения измерения передает в компьютер. Для обработки и приема этих данных было разработано программное обеспечение на ОС Windows, которое полностью управляет аппаратом, получает данные, строит графики, проводит измерения и т.д.

Интерфейс созданной программы представлен на рисунке 2. Использование созданной программы довольно простое. Сначала подключается USB кабель к аппарату. Далее нажатием кнопки «Пуск» программа дает сигнал \ аппарату и начинается измерение ВАХ.

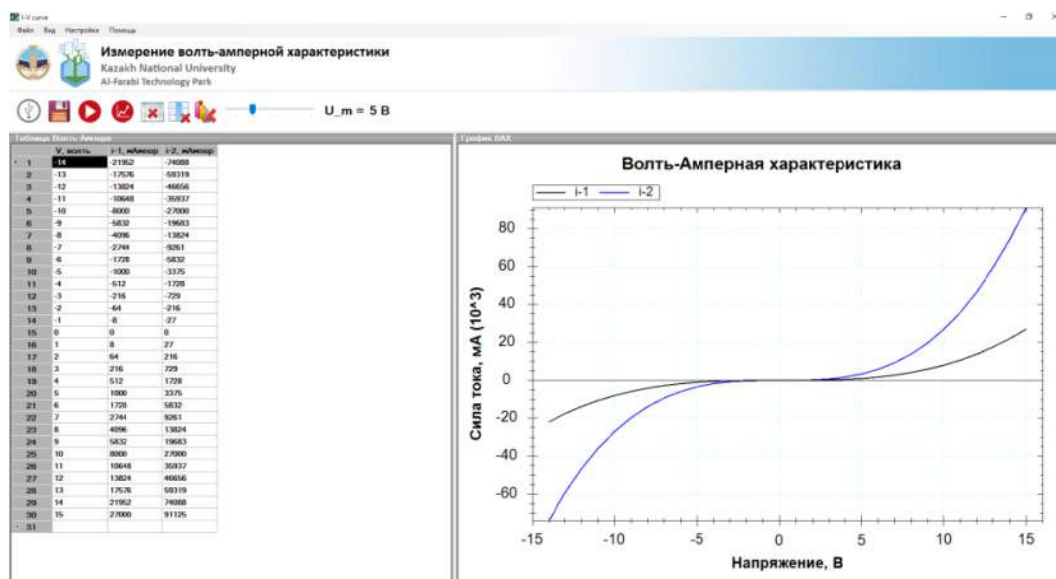


Рисунок 2 – Интерфейс программы для обработки экспериментальных данных



После получения экспериментальных данных они отображаются в левой части экрана. Далее эти данные можно сохранить в виде файлов ORIGIN или EXCEL, либо построить ВАХ в самой программе при помощи кнопки «Построить ВАХ».

*Данная работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Республики Казахстан в рамках гранта 4396/ГФ4.*

1. X1. Cleborne D. Maddux, Information Technology in Education: The Need for Skepticism//International Journal of Technology in Teaching and Learning, 5(2), 182-190. 2009.

2. F Mikre, The Roles of Information Communication Technologies in Education: Review Article with Emphasis to the Computer and Internet// Ethiopian Journal of Education and Sciences. ISSN: 1998-8907

3. Ye.Yerlanuly, N. Kenzhebaev, T. Daniyarov, M. Dosbolaev, T. Ramazanov, M. Gabdullin, Hardware-software complex in educational process on the course “Electricity and Magnetism” //Advances in Computer Science – 2015 – Vol.35 – P175-176.

## **РЕВЕРСИВНОЕ ВРАЩАТЕЛЬНОЕ ДВИЖЕНИЕ ПЛАЗМЕННО-ПЫЛЕВЫХ СТРУКТУР В МАГНИТНОМ ПОЛЕ**

**А.Р.Абдрахманов, М.К.Досболаев, Т.С.Рамазанов**

*КазНУ им. аль-Фараби, НИИЭТФ, Алматы, пр. аль-Фараби, 71, 050040, Казахстан*

Начало активных экспериментальных исследований в области пылевой плазмы относится к 1994 году, когда появились первые сообщения о создании такой системы в лаборатории. До этого момента интерес к пылевой плазме был связан с ее появлением при травлении интегральных микросхем, а также с изучением космических пылевых образований [1]. С тех пор появились многочисленные публикации относительно экспериментов с пылевой плазмой и попыток теоретического описания наблюдаемых явлений. К числу этих явлений относятся левитация частиц и формирование упорядоченных структур, подобных кристаллическим.

Для исследования природы пылевой плазмы можно изучать отклик системы на различные внешние воздействия. Такими воздействиями в экспериментах служат: воздействие лучом лазера, термическое, гравитационное (наклон разрядной трубки), наложенное магнитное поле и др.

В ряде работ [2,3] сообщалось о вращении пылевой структуры в магнитном поле, направленном параллельно оси разрядной трубки. Эксперимент, проведенный в нашей лаборатории, обнаружил такое вращение в стратифицированном разряде. Целью настоящей работы является детальное изучение вращения пылевой структуры в стратах тлеющего разряда в продольном магнитном поле. В настоящей работе представлены количественные измерения вращения пылевых частиц, график зависимости частоты вращения от величины магнитного поля, т.е. экспериментальные подтверждения влияния магнитного поля на динамику вращательного движения пылевой частицы.

Для исследования использовалась экспериментальная установка [4]. Стеклообразная трубка, расположенная вертикально вниз, диаметром 25 мм заполнялась аргоном под давлением 0.2-0.25 Торр. Ток разряда изменялся в пределах 0.5-1.5 мА. Пылевые частицы (полидисперсный оксид алюминия с плотностью  $3,95 \text{ г/см}^3$ ) инжестируются в разряд при встряхивании металлического контейнера, расположенного в верхней части разрядной трубки.

Для получения магнитного поля, параллельного оси трубки, использовались два соленоида с зазором 9 см для наблюдения за структурой. В разрядной трубке установлена стеклянная вставка для получения устойчивого стратифицированного разряда. При изменении магнитного поля страты перемещаются вдоль оси трубки и меняют форму. Для слежения за нужным сечением было решено выделить в структуре три условных слоя: нижний, средний и верхний. Исследуемое горизонтальное сечение структуры подсвечивается с помощью лазерного ножа и снимается на видеокамеру, расположенную над разрядной трубкой сверху.

В работе обрабатывались видеозаписи трех горизонтальных слоев, сделанных при различных значениях разрядного тока, давления и магнитного поля. Обработка результатов сводилась к сравнению последовательных пар кадров и определению угла поворота частиц, а, следовательно, и их угловых скоростей. Для этого использовалось пакет VirtualDub.

В результате проведенных экспериментов по исследованию влияния магнитного поля на пылевые структуры в тлеющем разряде постоянного тока были получены следующие результаты:

- обнаружен «эффект обратного вращения» пылевых структур;
- рассчитана угловая скорость вращения частиц в пылевой плазме под воздействием внешнего магнитного поля.

#### Литература

[1] Цытович В.Н. Плазменно-пылевые кристаллы, капли и облака.//УФН, 1997, Е.167, С.57-99.

[2] Sato N., Uchida G., Kaneko T., Shimizu S., Iizuka S. Dynamics of Fine Particles in magnetized plasmas//Physics of Plasmas.-2001.-V.8.№5.-P.1786-1790.

[3] Дзлиева Е.С., Карасев В.Ю.,Эйхвальд А.И. Воздействие продольного магнитного поля на плазменно-пылевые структуры в стратах в тлеющем разряде // Опт.и Спектр.-2005.-Т.98. №4.-С.621-626

[4] Тасбаев Ж.Ж., Досболаев М. К., Рамазанов Т. С., Дьячков Л. Г. Экспериментальное исследование воздействия магнитного поля на плазменно-пылевые структуры в тлеющем разряде в зависимости от параметров разряда //Научно-координационная сессия "Исследования неидеальной плазмы"-2011.

## ДАВЛЕНИЕ ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЫ

А.І. Ниязымбетов, М.М. Муратов

Казахский Национальный Университет им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан

В данной работе с помощью парных корреляционных функций (ПКФ) и эффективного потенциала взаимодействия пылевых частиц исследуется уравнение состояния пылевой компоненты комплексной плазмы, обусловленное дипольным взаимодействием заряженных частиц в системе [1].

ПКФ находятся с помощью решения уравнения Орнштейна-Цернике, которое связывает прямую  $h(r)$  и полную  $c(r)$  корреляционные функции с парным потенциалом взаимодействия частиц. Так как уравнение содержит две неизвестные функции, то в таком виде его нельзя будет решить. Для решения данного уравнения применяется гиперцепное приближение, которое имеет следующий вид:

$$c(r) = h(r) - \ln(g(r)) - \frac{\Phi(r)}{k_B T}, \quad (1)$$

где  $\Phi(r)$  - потенциал взаимодействия.

Зная ПКФ частиц в системе, можно определить все термодинамические функции данной системы [2].

Уравнение состояния пылевой плазмы, связывающее ПКФ с термодинамической функцией, определяется с помощью следующего выражения [3]:

$$P = P_{id} - \frac{1}{3} \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \sum_{\alpha, \beta} n_\alpha n_\beta g^{\alpha\beta}(r, \theta) \frac{\partial \Phi_{\alpha\beta}(r, \theta)}{\partial r} r^3 dr d\theta \quad (2)$$

где  $P_{id} = \sum_\alpha n_\alpha k_B T$  - давление идеальной плазмы,  $\theta$  - угол между дипольными моментами пылевых частиц.

В качестве эффективного потенциала взаимодействия использовался следующий потенциал [4]:

$$\Phi(r) = \frac{1}{r} [Ah(K_1 r) + Bh(K_2 r)] + \frac{eZ_d m}{r^2}, \quad (3)$$

здесь  $A$ ,  $B$ ,  $K_1$ ,  $K_2$  и  $h$  являются введенными для удобства коэффициентами и функцией соответственно.

Для нахождения давления, зависящего от взаимодействия заряженных частиц, использовались ПКФ, полученные с помощью эффективного потенциала взаимодействия пылевых частиц с дипольным моментом.

### Литература

1. Муратов М. М., Рамазанов Т. С., Джумагулова К. Н., Гори Дж. А., // Журнал Известия НАН РК серия физико-математическая. – 2014. – №. 2 (294). – С. 237-240.
2. Muratov M. M., Ramazanov T. S., Gabdullin M. T. // The XXII Europhysics Conference on Atomic and Molecular Physics of Ionized Gases (ESCAMPIG). – Greifswald; Germany, 2014. – P. 148.
3. Ramazanov T. S., Dzhumagulova K. N., Kodanova S. K., Daniyarov T. T., and Dosbolayev M. K. // Contrib. Plasma Phys. – 2009. – Vol. 49., №. 1-2. – P. 15-20.
4. Ramazanov T. S., Moldabekov Zh. A., Pseudopotentials of the particles interactions in complex plasmas // Phys. Plasmas. – 2011. – Vol. 18. – P. 103705.

## ВРАЩАТЕЛЬНОЕ ДВИЖЕНИЕ ПЫЛЕВЫХ СТРУКТУР В ТЛЕЮЩЕМ РАЗРЯДЕ ПРИ НАЛОЖЕНИИ ПРОДОЛЬНОГО ОДНОРОДНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

К.Н.Джумагулова

Казахский Национальный Университет им. аль-Фараби, НИИЭТФ, Алматы, Казахстан

Недавние эксперименты показали очень интересные и неожиданные эффекты, связанные с вращением пылевых структур в круглом сечении газоразрядных трубок[1,2]. На сегодняшний день – это одна из трендовых задач в физике пылевой плазмы, привлекающей исследователей из ведущих мировых научных центров, занимающихся исследованием пылевой плазмы. В настоящий момент данные явления до сих пор не получили исчерпывающего теоретического объяснения, хотя и было выдвинуто множество гипотез. Отметим среди них электрический дрейф в скрещенных продольном магнитном поле и радиальном электрическом поле, возникшем из-за накопления отрицательного заряда на стенках разрядной камеры, и влияние силы ионного увлечения (ионного дрэга).

При моделировании движения пылинок в газоразрядной трубке с круглым сечением при наложении продольного однородного магнитного поля, мы сделали следующие допущения:

1. Наряду с продольным магнитным полем на частицы плазмы действует радиальное электрическое поле, имеющее место в реальном эксперименте. Это поле возникает в результате зарядки стенок трубки более подвижными по сравнению с ионами электронами плазмы.

2. Электрическое продольное поле и сила тяжести не берутся во внимание, так как в вертикальной трубке их действие на взвешенные пылинки компенсируются.

3. Сила ионного увлечения численно определяется на основе вычисления изменения импульса в результате столкновений пылинки с ионами, на основе ОМЛ (OrbitMotionLimited) теории.

Приведем выбранный алгоритм.

*Алгоритм моделирования движения пылинки в плазме тлеющего разряда*

- 1) Задание начальных значений координат и скоростей ионов  $\vec{r}_i(0)$ ,  $\vec{v}_i(0)$ ,  $i = \overline{1, N}$ ;
- 2) Вычисление силы  $\vec{F}_i$ , действующей на ион  $i$  со стороны остальных ионов;
- 3) Вычисление согласно алгоритму интегрирования уравнений движения координат и скоростей ионов в следующий момент времени  $\vec{r}_i(t + \Delta t)$ ;
- 4) Вычисление силы ионного увлечения, действующей на пылинку со стороны ионов плазмы;
- 5) вычисление согласно алгоритму интегрирования уравнений движения координаты и скорости пылинки  $\vec{v}_d(t + \Delta t)$  в момент времени  $t + \Delta t$ ;
- 6) Накопление текущих значений координаты и скорости пылинки  $\vec{r}_d$  и  $\vec{v}_d$  на запоминающее устройство компьютера;
- 7) Повтор шагов 2) – 6).

В традиционном методе все трехмерное пространство разбивается на равные кубические ячейки объемом  $V$  (для простоты кубические) с  $N$  частицами в каждой. В нашем случае мы рассматриваем двумерную систему в форме круга. Круг разбивается на равные сегменты. Один из них считается базовым, остальные – копии (реплики). Конфигурации частиц базовой ячейки повторяются во всех остальных ячейках. На межсегментные стороны базовой ячейки и реплик были наложены периодические граничные условия (ПГУ), а со стороны стенки, ог-

раничивающей круговое сечение, были наложены граничные условия, соответствующие зеркальному отражению от стенок плазмы.

На рисунке представлен график зависимости компонент скорости пылинки от времени моделирования. Видно, что частица совершает вращательное движение вокруг начала координат, выбранного нами в центре круглого сечения газоразрядной трубки.

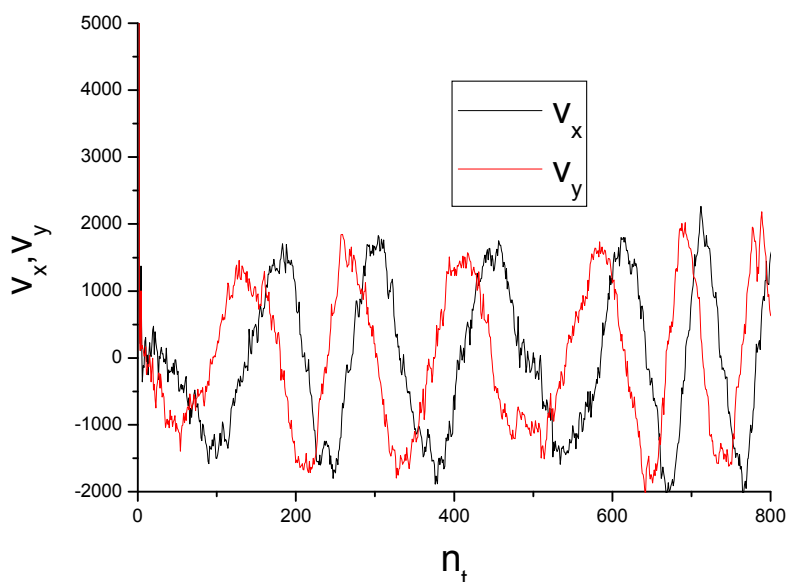


Рисунок 1 – Изменение компонент скорости пылинки со временем

Таким образом, было показано, что вращение плазменно-пылевых структур, наблюдаемое в реальных экспериментах с внешним магнитным полем, может быть обусловлено силой ионного увлечения со стороны ионов, вовлеченных в электрический дрейф.

*Данная работа была выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и образования Республики Казахстан в рамках Гранта №3087/ГФ4.*

#### Литература

1. А.В. Недоспасов, Н.В. Ненова «Силы ионного увлечения и магнитомеханический эффект»// ЖЭТФ, 2010, том 138, с. 991-997
2. В.Ю. Карасев Магнитные и механические эффекты в пылевых образованиях и газовом разряде. - С.-Пб. 2010, с. 86-163.

## ВЛИЯНИЕ НАНОЧАСТИЦ НА ИНТЕНСИВНОСТЬ СВЕЧЕНИЯ ПЛАЗМЫ СМЕСИ АРГОНА И МЕТАНА

М. Сламия<sup>2</sup>, Т.С. Рамазанов<sup>1,2</sup>, М.Т. Габдуллин<sup>2</sup>, М.К. Досболаев<sup>1,2</sup>, С.А. Оразбаев<sup>1,2</sup>, Д.Б. Омирбеков<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Научно-исследовательский институт экспериментальной и теоретической физики, КазНУ им. аль-Фараби, Казахстан, 050040 Алматы, пр. аль-Фараби, 71

<sup>2</sup>Национальная нанотехнологическая лаборатория открытого типа, КазНУ им. аль-Фараби, Казахстан, 050040 Алматы, пр. аль-Фараби, 71

В представленной работе были получены наночастицы углерода в плазме высокочастотного емкостного разряда в газовой фазе и исследованы их влияния на интенсивность свечения плазмы. Синтез наночастиц проводился в смесях газов аргона (Ar) и метана (CH<sub>4</sub>) в ВЧЕ разряде при разных параметрах, состав газа, давление и мощность разряда. При зажигании ВЧЕ плазмы в зависимости от состава газа, в котором горит разряд, через определенное время начинается полимеризация углеродных частиц [1].

Эксперименты по исследованию влияние наночастиц углерода на интенсивность свечения плазмы проводились в газоразрядной камере, в которой для откачки и напуска рабочего газа в объем камеры использовалась универсальная вакуумная установка[2]. Основной частью экспериментальной установки является электродная система, где образуется высокочастотный емкостной газовый разряд.

Зарождение наночастиц в плазме можно заметить по интенсивности свечения и спектров плазмы. Интенсивность свечения плазмы, содержащая наночастицы, больше чем у буферной плазмы [3-5].

Изменение интенсивности свечения плазмы в зависимости от состава газа, то есть от содержания метана в смеси представлен на рисунке 1.

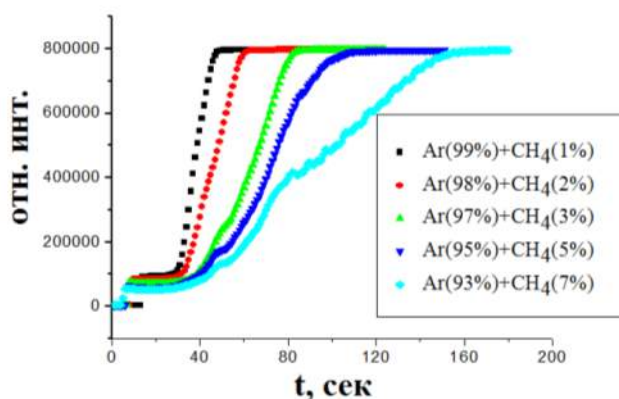


Рисунок 1 – Изменение интенсивности свечения в зависимости от времени при разных смесях газа

От химического состава смеси (Ar+CH<sub>4</sub>) меняется структура частиц, то есть если смесь содержит 1%-10% метана, то зарождаются наночастицы. В случае, когда смесь содержит 10%-15% - образуются нанокластеры. Если же больше 15%, то появляются нанопленки. Кривые на рисунке 1 можно объяснить следующим образом: в зависимости от времени горения разряда, зарождение частиц вирируется от состава смеси, то есть от количества метана содержащегося в данной смеси. В плазме на определенном участке времени концентрация час-

тиц возрастает, что связано с фазовыми переходами. Из рисунка видно, что для каждого состава смеси процесс синтеза имеет свое время.

В начальной стадии экспериментальной работы рассматривается  $\alpha$ -режим горения высокочастотного разряда, где образуется слой положительных зарядов (sheath), вследствие чего интенсивность свечения плазмы в приэлектродной области становится высокой.

На рисунке 2 показаны спектральные линии интенсивности свечения буферной плазмы, без наночастиц и с наночастицами. Длина абсциссы графика соответствуют межэлектродному промежутку, то есть слева верхний электрод, а справа нижний.

Описание перехода спектральной линии аргона  $750,38$  с первого уровня на второй  $3s^2 3p^5 ({}^2P_{1/2}^{\circ}) 4s - 3s^2 3p^5 ({}^2P_{1/2}^{\circ}) 4p$ , и вероятность перехода  $A_{ki}(\text{sec}^{-1}) = 4.45 \cdot 10^7$ .

В графиках красные линии соответствуют параметрам плазмы без частиц (буферная плазма); синяя линия с наночастицами,  $n_d \approx 10^5 \text{ см}^{-3} = n_2$ ,  $r \approx 50 \text{ нм}$ .

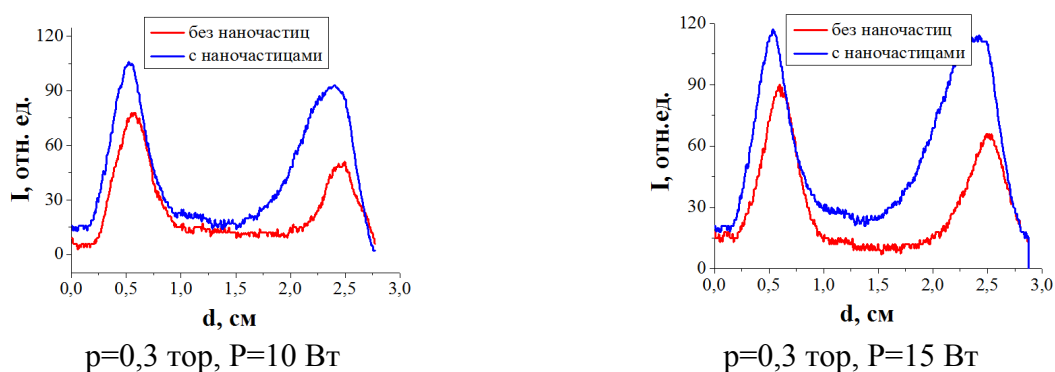


Рисунок 2 – Спектр интенсивности свечения плазмы

По этим данным можно сказать, что интенсивность свечения пылевой плазмы с наночастицами выше по сравнению с интенсивностью буферной плазмы. Данный факт послужил основой создания газоразрядной лампы с высокой светоотдачей. Данная работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Республики Казахстан в рамках гранта 3210/ГФ4.

#### Литература

1. S. A. Orazbayev, M.M. Muratov, T. S. Ramazanov, M.K. Dosbolayev, M. Silamiya, M. N. Jumagulov, and L. Boufendi The Diagnostics of Dusty Plasma in RF Discharge by Two Different Methods // Contrib. Plasma Phys. – 2013. - V. 53, № 5. - P. 436 – 441.
2. T. S. Ramazanov, A. N. Jumabekov, S. A. Orazbayev, M. K. Dosbolayev and M. N. Jumagulov // Phys. Plasmas. – 2012. №19. P. 023706.
3. Оразбаев С.А., Рамазанов Т.С., Досболаев М.К., Батрышев Д.Г., Буфенди Л. // Журнал Известия НАН РК, серия физико-математическая. – 2015. - № 3. - С. 186-190.
4. Orazbayev S.A., Dosbolayev M. K., Silamiya M., Jumagulov M. N., Ramazanov T. S. // 16<sup>th</sup> Book of abstracts of the International Congresses on Plasma Physics and 39<sup>th</sup> European Physical Society Conference on Plasma Physics (EPS/ICPP). - Stockholm, Sweden, 2012. –P.2.130.
5. Габдуллин М.Т., Оразбаев С.А., Сламия М., Батрышев Д.Г., Досболаев М.К., Рамазанов Т.С. // Сборник тезисов III Международной научной конференции «Современные проблемы физики конденсированного состояния, нанотехнологий и наноматериалов». – Алматы, Казахстан, 2014. – С. 121.

## ПОЛУЧЕНИЕ ГИДРОФОБНОЙ И ГИДРОФИЛЬНОЙ ПОВЕРХНОСТИ В ПЛАЗМЕННОЙ Ar/CH<sub>4</sub> СРЕДЕ

С.А. Оразбаев<sup>1,2</sup>, Т.С. Рамазанов<sup>1,2</sup>, М.Т. Габдуллин<sup>2</sup>, М.К. Досболаев<sup>1,2</sup>,  
Д.Б. Омирбеков<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Научно-исследовательский институт экспериментальной и теоретической физики, КазНУ им. аль-Фараби, Казахстан, 050040 Алматы, пр. аль-Фараби, 71

<sup>2</sup> Национальная нанотехнологическая лаборатория открытого типа, КазНУ им. аль-Фараби, Казахстан, 050040 Алматы, пр. аль-Фараби, 71

На сегодняшний день смачиваемость поверхностей является решающим фактором во многих приложениях: микроэлектроника, легкая промышленность и т.п. Смачиваемость поверхности обычно зависит от двух факторов, химии поверхности и шероховатости поверхности [1]. При выборе обоих параметров должным образом, можно разработать супергидрофобные поверхности с контактным углом близкий к  $180^{\circ}$ , которые имеет очень малые углы скольжения (эффект Лотоса).

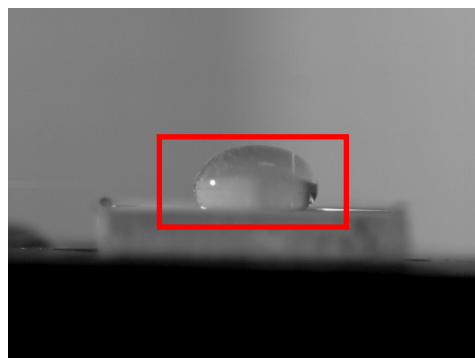
В данной работе были получены супергидрофобные поверхности с помощью плазмохимической обработки, то есть, синтезируются углеродсодержащие наночастицы полимеризуются в плазменной среде (Ar/CH<sub>4</sub>) и осаждаются на поверхности кремниевой пластины.

Супергидрофобные поверхности были получены на экспериментальной установке высокочастотного емкостного разряда, которая используется для осуществления метода газофазного осаждения нано- и микрочастиц. Экспериментальная установка состоит из рабочей камеры, ВЧ генератора с самосогласующим устройством и с измерительным модулем для определения величины самосмещения [2]. Внутри рабочей камеры расположены два параллельных электрода, один из электродов является основным, так как на него подается высокочастотное переменное напряжение, а второй электрод является силовым, то есть заземленным. Таким образом, образуется поджиг плазмы ВЧ разряда в объеме камеры.

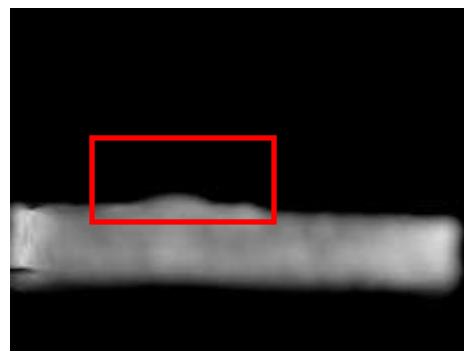
Данная работа ориентировалась на процессе роста наночастиц [3-5] и последующего его осаждения. Характерной особенностью этого процесса является отрицательный заряд наночастиц. После того, как частицы достигают размера до нескольких нанометров, они быстро собирают суммарный отрицательный заряд (из-за высокой подвижности электронов в плазме). В результате этого отрицательного заряда, частицы удерживаются в положительном потенциале плазмы, то есть они левитируются в разряде, и продолжается рост за счет накопление нейтральных радикалов и положительных ионов. Каждый раз, когда плазма выключается, определенное количество наночастиц осаждаются на поверхность кремниевой подложки, которая находится на нижнем электроде. Таким образом, число частиц на кремниевой подложке зависит от количества циклов, то есть гидрофобность пленки (контактный угол) увеличивается с ростом числа циклов.

В следующем этапе обработали поверхность пленки в плазме азота, плазменная обработка приводит к существенным изменениям смачиваемости. Эти изменения существенно зависят от времени обработки и от исходного состояния обрабатываемого материала. Наибольший эффект плазменной обработки может наблюдаться для тех образцов, которые были первоначально супергидрофобными. Они показывают после плазменной обработки выраженным гидрофильным поведением с весьма малыми углами контакта. На рисунке 3 показаны полученные гидрофобные и гидрофильные поверхности. В случае обработке поверхности углеродосодержащий пленки плазмой аргона, азота и кислорода появляются свободные связи, и пленка становится гидрофильной.





а) гидрофобная поверхность



б) гидрофильная поверхность

Рисунок 3 – Фотоизображение поверхности углеродосодержащих нанопленок на стеклянной подложке

Полученные экспериментальные результаты показали, что гидрофобность пленки зависит от количества циклов плазмохимической обработки поверхности, а так же эти супергидрофобные поверхности можно довольно легко превращать в гидрофильные поверхности с помощью простой плазменной обработки. В зависимости от времени обработки и конкретных параметров плазмы угол контакта может быть изменен от максимума (около  $160^{\circ}$ ) до минимума ( $10^{\circ}$ ). Этот процесс сопровождается быстрым увеличением угла скольжения.

*Данная работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Республики Казахстан в рамках гранта 3222/ГФ4.*

#### Литература

1. Watanabe Y., Shiratani M., Kubo Y., Ogawa I. and Ogi S. Effects of lowfrequency modulation on RF discharge chemical vapor deposition // Appl. Phys. Lett. 1988. V. 53. P.1263.
2. Ramazanov T.S., Jumabekov A.N., Orazbayev S.A., Dosbolayev M.K. and Jumagulov M. N. Optical and kinetic properties of the dusty plasma in rf discharge // Phys. Plasmas. 2012. V.19. P. 023706.
3. Boufendi L. and Bouchoule A. Particle nucleation and growth in a low – pressure argon-silane discharge // Plasma Sources Sci. Technol. 1994. V. 3. P. 262.
4. Garscadden A. Nucleation, growth, and morphology of dust in plasmas// Pure Appl. Chem. 1994. V. 66. P.1319.
5. СламияМ., ОразбаевС.А. Плазмалы- химиялықәдісінегізіндекөміртегінанобөлшектеріналу // СборникТезисовМеждународнойконференции студентов и молодых ученых «Фараби әлемі». – Алматы, Қазақстан, 2014. - С.289.

## ЭФФЕКТИВНЫЙ КВАЗИКЛАССИЧЕСКИЙ ПОТЕНЦИАЛ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИОНОВ В ПЛОТНОЙ КВАНТОВОЙ ПЛАЗМЕ

С.М. Амиров, Т.С.Рамазанов, Ж.А.Молдабеков

КазНУ им.Аль-Фааби, Алматы, Казахстан  
[\\*amirov.samat@gmail.com](mailto:*amirov.samat@gmail.com)

В этой работе исследуется эффективный квазиклассический потенциал взаимодействия ионов в плотной квантовой плазме. В плазме концентрация частиц  $n > 10^{24} \text{ cm}^{-3}$ . Эффективный потенциал взаимодействия ионов, который учитывает волновые свойства ионов, находится с помощью функции диэлектрического отклика. В качестве микропотенциала используется потенциал Дойча, который учитывает квантовый эффект дифракции [1]. В рассматриваемых плотностях электроны квантовые и описываются статистикой Ферми-Дирака, а ионы квазиклассические. Параметр вырождения ионов  $\theta_i \geq 0.5$ , где  $\theta_i$  определяется как отношения тепловой энергии ионов к энергии Ферми. Параметр вырождения электронов и ионов связаны между собой  $\theta_e = \theta_i \times m_e / m_i \ll 1$ , таким образом электроны в системе полностью вырождены. Ионная подсистема описывается путем приближения случайных фаз [2].

На основе эффективного потенциала взаимодействия находится уравнение состояния и внутренняя энергия плазмы.

### Литература

1. C.Deutsch 1977 Phys.Lett.A, 60, 317.
2. Zh. Moldabekov, T. Schoof, P. Ludwig, M. Bonitz, and T. Ramazanov. Statically screened ion potential and Bohm potential in a quantum plasma 2015 Physics of Plasmas, 22, 102104.

## ТЫҒЫЗ ПЛАЗМАДАҒЫ СОҚТЫҒЫСУ ПРОЦЕСТЕРІ

А.Б. Бақтиярова, Қ.М. Төреханова

ал-Фараби атындағы Қазақ Ұлттық Университеті, Алматы, Қазақстан

Соңғы кездегі тенденция, ғарыштық бақылаулар үшін жаңа технологиялардың тұрақты ұлғаюы, плазма мен планетарлық атмосфераның арасындағы өзара әсерлесуден болатын соқтығысу процестері белсенді эксперименталды және теориялық зеттеулерді ынталандырды [1].

Тығыз плазма бейтарап бөлшектердің, атомдар мен молекулалардың айтарлықтай санын қамтиды, олардың ішкі еркіндік дәрежесі плазмадағы электрондармен соқтығысу кезінде белсенді түрде қозады. Плазмада қосымша электрондар мен ауыр бөлшектер өзара әсерлесуі, ионизация, рекомбинацияның бар болуы электрондар тасымалының теңдеуі және электрондардың жылулық және электрлік диффузиясы үшін теңдеудің модификациясына әкелу қажет [2].

Берілген жұмыста бөлшектердің тығыздығы  $n = n_e + n_i + n_a = (10^{17} \div 10^{23}) \text{ cm}^{-3}$  және температурасы  $T = (10^4 \div 10^6) \text{ K}$  жартылай иондалған плазма қарастырылады, сонымен қатар

жүйені сипаттайтын өлшемсіз параметрлер: байланыс параметрі  $\Gamma = e^2 / (ak_B T)$ ; тығыздық параметрі  $r_s = a/a_B$  қолданылды, мұндағы  $a$ ,  $r_D$ ,  $a_B$  - сәйкесінше бөлшектер арасындағы орташа арақашықтық, Дебай және Бор радиустары.

Ұсынылған жұмыста тығыз жартылай иондалған плазмадағы зарядталған бөлшектердің өзара әсерлесуін сипаттау үшін коллективті және экрандалған бөлшектердің дифракция кванттық эффектілерін ескеретін эффективті псевдопотенциал қолданылады [3]. Плазмада зарядталған бөлшектердің атомдармен әсерлесуінде поляризация эффектісінің мағызы зор. Берілген жұмыста «заряд-атом» әсерлесуінің псевдопотенциалы ретінде Букингем потенциалының экрандалған нұсқасы [4], сонымен қатар экрандалу эффектісін және квантты-механикалық эффектіні ескеретін поляризациялық потенциал қолданылады [5]. Жүйедегі зарядталған бөлшектер әсерінен болатын иондалу потенциалының азаюын ескеретін Саха теңдеуінің көмегімен жартылай иондалған сутекті плазманың құрамы есептелінеді.

Плазмада бөлшектердің соқтығысу мүмкіндігін сипаттау үшін соқтығысу жиілігі, соқтығысу арасындағы орташа уақыт және еркін жүру ұзындығы сияқты шамалар қызмет етеді. Жартылай иондалған плазмадағы электрондардың соқтығысу жиілігі келесідей анықталады:

$$V_e = V_{ei} + V_{ee} + V_{ea}$$

$$V_{e\beta} = n_\beta \sigma_{e\beta}^{tr} v_e$$

мұндағы  $v_e$  - электрондар жылдамдығы;  $\sigma_{e\beta}^{tr}$  - бөлшектердің транспорттық шашырау қимасы. Жұмыста бөлшектердің транспортты шашырау қимасы фазалық функция әдісімен есептелінеді [6].

Эффективті потенциал [4] негізінде есептелген өзара әсерлесетін электрондардың соқтығысу жиілігі байланыс параметрінің кейбір мәндерінде азаятындығы байқалады. Байланыс параметрінің ұлғаюымен бөлшектердің шашырау ықтималдығы кемиді, яғни шашырау қимасы кемиді [7]. Байланыс параметрінің төменгі мәндерінде эффективті потенциал арқылы өзара әсерлесетін электрондар соқтығысуының жиілігі сиретілген плазманың нәтижелеріне асимптотикалық түрде ұмтылатындығы байқалады.

Пайдаланылған әдебиеттер тізімі:

1. Runov A.M., Kasilov S.V., Helander P., Langmuir probe and optical diagnostics of active screen plasma nitriding processes // Journal of Computational Physics, 2015.-Vol. 300, P. 605–622.
2. Жданов В.М., Степаненко А.А., Коэффициенты переноса электрона в молекулярном и атомном плазме с учетом неупругих столкновений // PLRT, 2015.-С. 58-69.
3. Ramazanov T.S., Dzhumagulova K.N. Phys. Plasmas. 9. 3758 (2002)
4. Redmer R. Phys. Rev. E. 59, 1073 (1999)
5. Ramazanov T.S., Dzhumagulova K.N., Omarbakiyeva Yu.A., Roepke G. J.Phys.A: Math. And Gen. 39. 4369 (2006)
6. Babikov V.V. Phase function method in quantum mechanics – М.:Nauka, 1976. – 287 p.
7. Ramazanov T.S., Turekhanova K.M.. Contrib. Plasma. Phys. 43, 2003, 338.

## ДИСПЕРСИЯ ВОЛН В НЕИДЕАЛЬНОЙ ПЛАЗМЕ

Ю.В. Архипов<sup>1</sup>, А.Б. Ашикбаева<sup>1</sup>, А. Аскарулы<sup>1</sup>, А.Е. Давлетов<sup>1</sup>,  
Д.Ю. Дубовцев<sup>1</sup>, С.А. Сызганбаева<sup>1</sup>, И.М. Ткаченко<sup>2</sup>

Department of Plasma Physics, al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan,  
Instituto de Matemática Pura y Aplicada, Universidad Politécnica de Valencia,  
Camino de Vera s/n, 46022 Valencia, Spain

В работе [1] показано, что динамический структурный фактор (ДСФ) однокомпонентной плазмы может записан в рамках метода моментов в виде:

$$\frac{\pi S(q, \omega)}{n S(q)} = \frac{\omega_1^2(q)(\omega_2^2(q) - \omega_1^2(q)) \text{Im} Q(q, \omega)}{|\omega(\omega^2 - \omega_2^2(q)) + Q(q, \omega)(\omega^2 - \omega_1^2(q))|^2} \quad (1)$$

где  $\omega_1^2 = \omega_1^2(q) = \frac{S_2(q)}{S_0(q)}$ ,  $\omega_2^2 = \omega_2^2(q) = \frac{S_4(q)}{S_2(q)}$  - отношения моментов ДСФ,  $Q(q, \omega)$  является параметром-функции Неванлинны (ФПН).

Данная функция не является феноменологической величиной, т.е. не может быть определена из опыта. В настоящей работе мы моделируем ее в статическом виде  $Q(q) = ih(q)$ ,  $h(q) > 0$ . Анализируя экстремумы формулы для ДСФ (1), получаем следующее выражение для ФПН:

$$h(q) = h_0(q) = \frac{\omega_2^2(q)}{\sqrt{2}\omega_1(q)} \quad (2)$$

Используя формулу (2), мы можем вычислить дисперсию волн в плазме, решив дисперсионное уравнение:

$$\omega(\omega^2 - \omega_2^2(q)) + ih_0(q)(\omega^2 - \omega_1^2(q)) = 0. \quad (3)$$

Полученные результаты хорошо согласуются с данными молекулярной динамики.

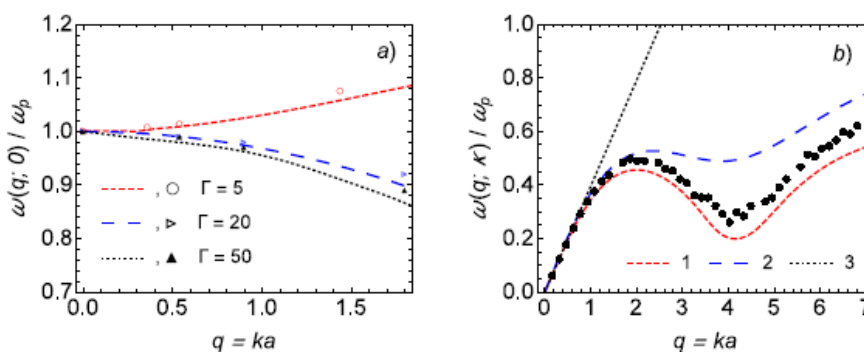


Рис. 1. Дисперсия волн а) в кулоновской плазме и б) в плазме Юкавы. 1 – точное решение ур. (3), 2 –  $\omega_2(q)$ , 3 –  $\omega(q) = c_s q$ , где  $c_s$  – скорость звука. Фигуры – данные МД.

Работа была выполнена в рамках гранта МОН РК № 3119/ГФ4 и 0263/ПЦФ-14, на базе НИИЭТФ при КазНУ им. аль-Фараби.

1. Igor M. Tkachenko, Yu. V. Arkhipov, A. Askaruly. The method of moments and its application in plasma physics. – Lambert Academic Publishing, 2012. -125 с.

## АҚПАРАТТЫҚ– КОММУНИКАТИВТІК ТЕХНОЛОГИЯЛАРДЫ ФИЗИКАНЫ ОҚЫТУДА ҚОЛДАНУ

З.С. Умбеталиева, Габдуллина Г.Л.

әл-Фараби атындағы Қазақ Ұлттық университеті, Алматы, Қазақстан

Дамыған елдердегі білім беру жүйесінде ерекше маңызды мәселелердің бірі – оқытуды ақпараттандыру, яғни оқу үрдісінде ақпараттық-коммуникативтік технологияларды пайдалану. Қазіргі таңда елімізде білім беру жүйесінде жаңашылдық қатарына ақпараттық кеңістікті құру енгізілді. Оқыту – оқытушының студенттерге жасаған сыйы емес, бұл сапалы білім алу үшін студенттердің оқу үдерісіне белсенді қатысуын талап етеді. Оқытушылар, өз кезегінде, өзінің сабақ беруіне емес, студенттердің ептілігін дамытуға назар аударуы тиіс.

Ақпараттық –коммуникативтік технологияларды физиканы оқытуда қолданудың бір түрі бағалау жүйесінің заманауи түрін енгізу. Бағалау үрдісінде *Kahoot программасымен* қолдану білімді бақылаудың ең тиімді әдісінің бірі болып табылады. *Kahoot программасы* онлайн викториналар мен тесттерді құру үшін қолданатын жаңа программалардың бірі. Дидактикалық мақсатта тиімді қолдануға болады. Студенттер оқытушы құрастырған тест бойынша планшет, ноутбук, смартфон және интернетке кіретін кез келген құрылғылар бойынша жауап бере алады. Оқытушы қойылған сұрақтарға берілген дұрыс жауаптар және оқушылардың жауап беру жылдамдықтары бойынша бағалай отырып, оны аз уақыт ішінде өңдей алады. *Kahoot сервисін* қолданудағы басты мақсат критериалды бағалау жүйесін енгізе отырып оқыту сапасын жоғарлату, студенттердің білімін халықаралық стандарттарға сәйкестендіру. Оқытушының бағалау үрдісіне әділ және жылдам бағалау жүйесін енгізу.

Бағалау үрдісінде *Kahoot программасымен* жұмыс жасаудағы міндет әр студенттің дайындық деңгейін анықтау, бағдарламаға сәйкес оқу мақсаттарын орындау, оқу бағдарламасын тиімді саралау, студенттің білім алу барысындағы қателіктері мен олқылықтарын айқындауға қол жеткізу.

Пайдаланылған әдебиеттер:

1. Қазақстан Республикасы білім беруді дамытудың 2011-2020 жылдарға арналған мемлекеттік бағдарламасы
2. Әлімов А. Қ. Интербелсенді оқыту әдістерін мектепте қолдану – Астана : Назарбаев Зияткерлік мектептері ДББҰ Педагогикалық шебелік орталығы , 2014.
3. Советов Б.Я. Информационная технология. –М.: Высшая школа, 1994

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА ДИЭЛЕКТРИКА И ТОПОЛОГИЧЕСКОГО ИЗОЛЯТОРА

А. Кисан<sup>1,3</sup>, А.Е. Давлетов<sup>1</sup>, И.Р. Габитов<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup>КазНУ им. аль-Фараби, аль-Фараби 71, 050040 Алматы, Казахстан

<sup>2</sup>Университет Аризоны, 617 Санта Рита, Тусон, Аризона 85721, США

<sup>3</sup>Сколковский институт науки и технологий, Новая д. 100, 143025, Сколково, Московская область

С бурным развитием нанотехнологий стало возможным создание абсолютно новых материалов с самыми разными необычными свойствами. К ним безусловно относятся фотонные кристаллы [1-2], метаматериалы [3-5], и целый ряд других. Один из перспективных и привлекающих большой интерес материалов являются топологические изоляторы [6-8], получающиеся, в частности, из кристаллов  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$ ,  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$ ,  $\text{Sb}_2\text{Te}_3$  путем легирования Fe. Уже самые ранние исследования показали, что топологические изоляторы обладают особыми электродинамическими свойствами, поэтому их определение является одной из актуальных задач современной оптики и фотоники.

Электромагнитное поле в топологическом изоляторе описывается следующими уравнениями Максвелла

$$\begin{aligned} \text{rot } \mathbf{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, & \text{div } \mathbf{D} &= 4\pi\rho, \\ \text{rot } \mathbf{H} &= \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, & \text{div } \mathbf{B} &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

в которых использованы общеизвестные обозначения.

Кроме того, векторы электрической и магнитной индукции в топологических изоляторах связаны друг с другом в следующим образом:

$$\begin{aligned} \mathbf{D} &= \mathbf{E} + 4\pi\mathbf{P} + 4\pi\kappa\theta\mathbf{B} = \varepsilon\mathbf{E} + 4\pi\kappa\theta\mathbf{B}, \\ \mathbf{B} &= \mathbf{H} + 4\pi\mathbf{M} + 4\pi\kappa\theta\mathbf{E} = \mu\mathbf{H} + 4\pi\kappa\theta\mathbf{E}. \end{aligned} \quad (2)$$

где  $\theta$  – «аксионное поле» [9], которое в обычном диэлектрике не существует, а для топологического изолятора отлично от нуля,  $\kappa$  – константа связи [10], которая обычно выбирается равной постоянной тонкой структуры  $e^2 / \hbar c$ .

Учитывая (2), можно написать выражение для вектора поляризации в общем виде

$$\mathbf{P} = \frac{\mathbf{D} - \mathbf{E} - 4\pi\kappa\theta\mathbf{B}}{4\pi} = \frac{\mathbf{D} - (1 + (4\pi\kappa\theta)^2)\mathbf{E} - 4\pi\kappa\theta\mu\mathbf{H}}{4\pi}. \quad (3)$$

Подставляя в (3) выражение для компонент индукции электрических и магнитных полей в диэлектрике и топологическом изоляторе, которые получены в работе [11], можно вычислить вектор поляризации.

Анализ показывает, что угол между векторами поляризации на границе раздела диэлектрика и топологического изолятора увеличивается с ростом интенсивности поверхностных волн (рисунок 1).

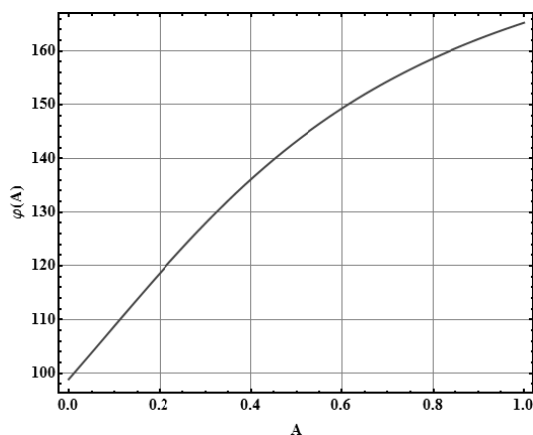


Рисунок 1 – Зависимость угла  $\varphi(A)$  между векторами поляризации на границе раздела диэлектрика и топологического изолятора от интенсивности поверхностных волн  $A$

*Данная работа выполнена в рамках проекта МОН РК 3221/ГФ4 «Нелинейные оптические явления в слоистых метаматериалах на основе графена и топологических изоляторов».*

#### Литература

1. Yablonovitch E., Photonic band-gap structures, J. Opt. Soc. Amer. B, V. 10, № 2, P. 283-295, (1993).
2. Istrate E., Sargent E. H. Photonic crystal heterostructures and interfaces, Rev. Mod. Phys., V. 78, №3, P. 455-482, (2006).
3. Shelby R.A., Smith D.R., Schultz S., Experimental verification of a negative index of refraction, Science, V. 292, P. 77-79 (2001).
4. Агранович В.М., Гартштейн Ю.Н., Пространственная дисперсия и отрицательное преломление света, УФН, Т. 176, С. 1052-1068, (2006).
5. Kudyshev Zh., Gabitov I., Maimistov A., Effect of phase mismatch on second-harmonic generation in negative-index materials, Phys. Rev. A, V.87, 063840, (2013).
6. Liang Fu, Kane C. L. Topological insulators with inversion symmetry, Phys. Rev. B., V. 76, №. 4, 045302 (2007).
7. Hasan M. Z., Kane C. L., Colloquium: Topological insulators, Rev. Mod. Phys., V. 82, P. 3045-3067, (2010).
8. Qi X. L., Zhang S. Ch., Topological insulators and superconductors, Rev. Mod. Phys., V. 83, № 4, P. 1057- 1110, (2011).
9. Wilczek F., Two applications of axion electrodynamics, Phys. Rev. Lett., V. 58, № 18, P. 1799-1802, (1987).
10. Visinelli L., Axion-Electromagnetic Waves, Mod. Phys. Lett. A, 28, 1350162 (2013)
11. Маймистов А.И., Ляшко Е.И., Поверхностные волны на границе раздела диэлектрика и топологического изолятора, (в печати)

## САМОСОГЛАСОВАННЫЙ РАСЧЕТ ЗАРЯДА ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ В ПЛАЗМЕ

А.Е.Давлетов, Л.Т.Еримбетова, Е.С.Мухаметкаримов

КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан

Область физики пылевой плазмы является одной из быстро развивающихся областей физики плазмы. В обычной плазме, как правило, всегда присутствуют частицы микронных размеров, так называемые пылинки, которые приводят к целому ряду интересных явлений. Это обусловлено тем, что, попадая в плазменную среду, пылевые частицы приобретают довольно большой электрический заряд, приводящий к образованию дальнего порядка в их расположении. Это некое подобие кристаллической решетки называется в литературе пылевым плазменным кристаллом [1-2].

С точки зрения теоретического рассмотрения пылевые частицы в совокупности представляют собой дополнительную компоненту плазмы, большой отрицательный заряд которой обусловлен высокой подвижностью электронов по сравнению с ионами. Известно, что при условии  $R \ll r_D \ll l_{e(p)}$ , где  $R$  – радиус пылевой частицы,  $r_D$  – так называемый дебаевский радиус экранирования,  $l_{e(p)}$  – длины свободного пробега электронов и протонов, для расчета заряда пылинок можно применить приближение ограниченного орбитального движения. Его суть состоит в том, что, вне зависимости от распределения потенциала вокруг пылинки, законы сохранения энергии и момента импульса позволяют определить сечения поглощения ионов и электронов. Пылинкой поглощаются только те частицы плазмы, которые движутся с прицельными расстояниями меньшими или равными некоторому  $\rho$ , при котором их траектории касаются поверхности микрочастицы. Схематически этот процесс продемонстрирован на рисунке 1

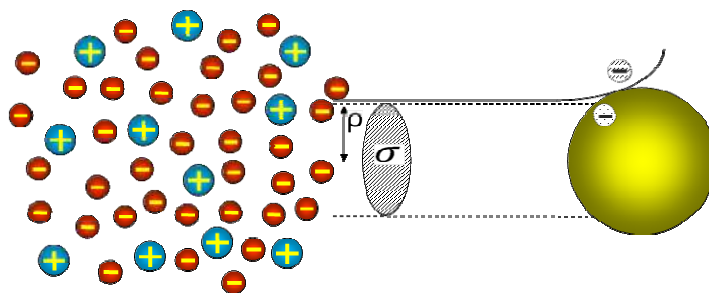


Рисунок 1 – К вычислению сечения поглощения  $\sigma$  частиц плазмы пылинкой

Законы сохранения энергии и момента импульса выражается следующими уравнениями:

$$m_a v_a \rho = m_a v'_a R,$$

$$\frac{m_a v_a^2}{2} = \frac{m_a v'^2_a}{2} + \Phi_{ab}(R)$$

где  $m_a$  – масса электронов (ионов),  $a, b$  – сорта частиц,  $v_a$  – скорость электронов (ионов) относительно пылевой частицы,  $v'_a$  – скорость (электронов и ионов) при контакте с поверхностью пылевой частицы,  $\Phi_{ab}(R)$  – потенциальная энергия взаимодействия.

Отсюда следует, что сечения поглощения электронов и протонов:



$$\sigma_e = \pi \rho_e^2 = \begin{cases} \pi R^2 \left( 1 - \frac{2\Phi_{ed}(R)}{m_e v_e^2} \right), & \frac{2\Phi_{ed}(R)}{m_e v_e^2} > -1, \\ 0, & \frac{2\Phi_{ed}(R)}{m_e v_e^2} < -1, \end{cases}$$

$$\sigma_p = \pi \rho_p^2 = \pi R^2 \left( 1 - \frac{2\Phi_{pd}(R)}{m_p v_p^2} \right)$$

Потоки электронов и протонов на поверхность частицы определяются интегрированием соответствующего сечения с функцией распределения Максвелла по скоростям и имеют вид

$$I_e = \sqrt{8\pi} R^2 n_e v_{k_B T_e} \exp\left(-\frac{\Phi_{ed}(r)}{k_B T_e}\right), \quad I_p = \sqrt{8\pi} R^2 n_p v_{k_B T_p} \left(1 - \frac{\Phi_{pd}(r)}{k_B T_p}\right)$$

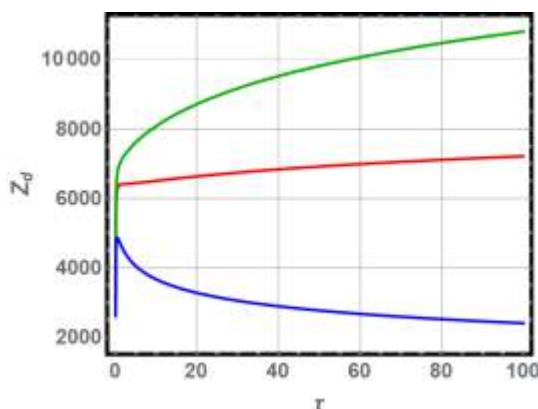
где  $v_{k_B T_{e(p)}} = (k_B T_{e(p)} / m_{e(p)})^{1/2}$  – тепловая скорость электронов (ионов).

Заряд пылевой частицы можно считать установившимся, если в единицу времени она поглощает одинаковое число электронов и ионов, то есть выполняется равенство  $I_e = I_p$ . В данной работе в качестве потенциала взаимодействия использовался потенциал, предложенный в [3], а заряд определялся для следующих безразмерных параметров:

$$\tau = \frac{T_e}{T_p}, \quad \Gamma = \frac{e^2}{a_e k_B T}, \quad \beta = \frac{n_d}{n_e}, \quad D = \frac{a_d}{R}$$

где  $\tau$  – отношение температур электронов и ионов,  $\Gamma$  – параметр связи,  $\beta$  – отношение концентрации пылевых частиц и электронов,  $\gamma$  – отношение концентрации ионов и электронов,  $D$  – параметр, учитывающий конечность размера пылевых частиц.

На рисунке 2 показан заряд сферической пылевой частицы как функция отношения температур электронов и ионов для различных потенциалов.



зеленая линия – потенциал Дебая-Хюккеля, красная линия – потенциал, предложенный в [3], синяя линия – микропотенциал Кулона

Рисунок 2 – Заряд сферической пылевой частицы как функция от  $\tau$  при  $\Gamma = 0.002$ ,  $\beta = 10^{-4}$  и  $D = 5$

Данная работа выполнена в рамках проекта ИПС-15 по теме «Самосогласованная модель статических свойств пылевой плазмы с частицами конечных размеров» (шифр 3120/ГФ4).

#### Литература

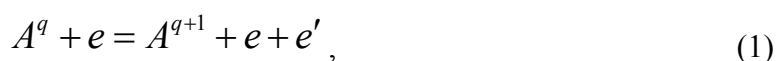
- 1 M. Bonitz, C. Henning, and D. Block, Complex plasmas: a laboratory for strong correlations, Rep. Prog. Phys. 73, 066501 (2010)
- 2 Gregor E. Morfill and Alexei V. Ivlev, Complex plasmas: An interdisciplinary research field, Rev. Mod. Phys., Vol. 81, No. 4, (2009)
- 3 Yu.V. Arkhipov, A. Askaruly, A.E. Davletov, L.T. Yerimbetova, Finite-size effects in the interaction of dust particles in a plasma, Int. Jour. of Math.&Phys., Vol.7, No 1, P.83, (2016)

## СЕЧЕНИЯ ИОНИЗАЦИИ АТОМОВ ЭЛЕКТРОННЫМ УДАРОМ

**К.Н. Джумагулова, Т.С. Рамазанов**

*Казахский Национальный Университет им. аль-Фараби, НИИЭТФ, Алматы, Казахстан*

Были исследованы сечения ионизации атомов электронным ударом в реакциях вида:



где кинетическая энергия налетающего электрона выше пороговой энергии  $E_B$ , которая зависит от потенциала ионизации.  $e'$  обозначает освобожденный электрон с некоторой кинетической энергией, сообщенной ему.  $A^q$  и  $A^{q+1}$  обозначают атом и образовавшийся ион. Обычно значение сечения ионизации электронным ударом  $\sigma_e$  в максимуме по порядку величины составляет  $10^{-16} - 10^{-17} \text{ см}^2$ . Расчет сечения ионизации представляет сложную квантово-механическую задачу. Решение ее возможно и в рамках классического подхода, однако, результат в этом случае может претендовать лишь на качественное описание явления.

Наиболее простая классическая модель описания акта ионизации атома электроном была предложена в 1912 году Дж. Томсоном. В этой модели не учитывается движение атомного электрона. Полагая, что электрон покоится, он в то же время принял его связанным с ядром энергией связи, равной потенциалу ионизации  $I$ . Отметим, что приближение покоящегося электрона справедливо лишь при условии, что энергия падающего электрона много больше энергии связи. Также Томсон предположил, что падающий электрон упруго рассеивается на покоящемся электроном, который может быть сдвинут с места лишь при  $E > I$ . Дифференциальное сечение представляет собой долю полного сечения, характеризующего тот или иной процесс рассеяния в малой области изменения переменных, от которых оно (дифференциальное сечение) зависит. Например, число рассеянных в единицу времени частиц зависит от угла рассеяния  $\theta$ .

Но зная, что обмен энергией между налетающим и электронами атома учитывается на основе закона сохранения энергии, который приводит к следующей связи между передаваемой энергией и углом рассеяния  $\Delta E = E \sin^2\left(\frac{\theta_{\min}}{2}\right) = I$ , минимальный угол рассеивания можно написать следующим образом:

$$\theta_{\min} = 2 \arcsin\left(\sqrt{\frac{I}{E}}\right) \tag{2}$$

Зная дифференциальное сечение рассеяния свободного электрона на связанном электроном  $d\sigma^{ee}/d\Omega$ , можно будет вычислить полное сечение ионизации электронным ударом. При этом нижний предел интегрирования по углам рассеяния заменяется минимальным углом, определяемым соотношением (2):

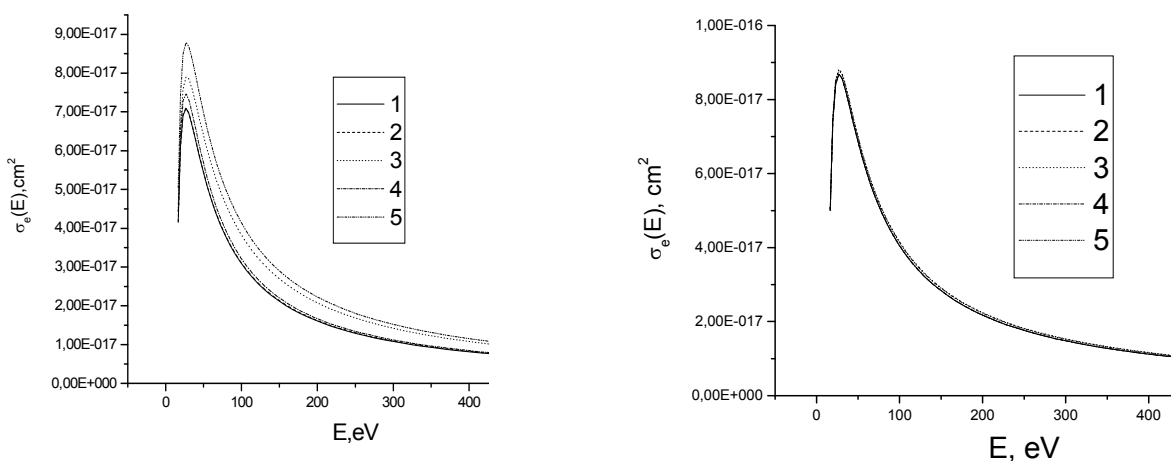
$$\sigma_e(k) = 2\pi \int_{\theta_{\min}}^{\pi} \frac{d\sigma^{ee}(k, \theta)}{d\Omega} \sin(\theta) d\theta \tag{3}$$

Томсон использовал классическое дифференциальное сечение Резерфорда, полученное на основе кулоновского потенциала взаимодействия заряженных частиц (в данном случае налетающего и связанного электронов) и получил следующую формулу для сечения ионизации:

$$\sigma_e(E) = 4\pi a_0^2 \left(\frac{Ry}{I}\right)^2 \frac{I}{E} \left(1 - \frac{I}{E}\right) \tag{4}$$

В своих исследованиях мы использовали потенциал взаимодействия зарядов, учитывающий эффекты дифракции и экранировки [1]. Также был использован динамический потенциал, учитывающий динамическую экранировку [2].

Были вычислены полные сечения ионизации для случая плотной квазиклассической плазмы при статическом и динамическом экранировании. Результаты представлены на рисунках 1 и 2.



a)

b)

Рисунок 1- Сечения ионизации водорода электронным ударом, полученные на основе следующих потенциалов: 1- на основе статического эффективного потенциала, 2- на основе динамического эффективного потенциала, 3- на основе потенциала Дебая-Хюккеля, 4- на основе потенциала Дойча, 5- формула Томсона. а)  $\Gamma = 0.5, r_s = 9$  б)  $\Gamma = 0.01, r_s = 9$

Из рисунков видно, что с уменьшение параметра связи результаты стремятся к формуле Томсона, полученной на основе потенциала Кулона. Также видно, что сечения, полученные

на основе потенциалов, учитывающих эффект дифракции (Дойча), экранировки (Дебая-Хюккеля) или обоих эффектов (эффективные статический и динамический), лежат ниже формулы Томсона, которая в действительности дает завышенные значения для максимального значения сечения ионизации.

*Данная работа была выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и образования Республики Казахстан в рамках Гранта №3102/ГФ4.*

#### Литература

1. T.S. Ramazanov and K.N. Dzhumagulova, Phys.Plasmas 9 (2002) 3758.
2. K. N. Dzhumagulova, G. L. Gabdullina and E. O. Shalenov, Phys. Plasmas 20, 042702 (2013).

## **ИССЛЕДОВАНИЕ МОДУЛЯЦИОННЫХ СВОЙСТВ ЗАПЫЛЕННОЙ ИОНОСФЕРЫ**

**Қ.Е.Нұрғалиева**

*КазНУ им. Аль-Фараби, Алматы, Казахстан*

Работа посвящена исследованию модуляционной неустойчивости электромагнитной волны в запыленной мезосфере на высотах около 80-90 км. на основе гидродинамических уравнений с учетом присутствия в плазме заряженных частиц. Так же рассмотрен вопрос эволюции пылевых частиц в условиях мезосферы для учета процесса зарядки пылевых частиц с целью дополнения полученной системы уравнения. Показано, что эволюция пылевых частиц и, как следствие, знак зарядов пылевых частиц, сильно зависит от внешних факторов, что в последующем отражается при развитии модуляционных процессов.

## ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СЛОИСТОЙ СРЕДЫ ИЗ ГРАФЕНА И ДИЭЛЕКТРИКА

С.Б.Момынов<sup>1</sup>, А.Е.Давлетов<sup>1</sup>, Ж.А.Кудышев<sup>2</sup>, И.Р.Габитов<sup>3,4</sup>

<sup>1</sup>КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан

<sup>2</sup>PerdueUniversity, США

<sup>3</sup>Университет Аризоны, Тусон, США

<sup>4</sup>Сколковский институт науки и технологий, Сколково, РФ

В последнее десятилетие ученые из разных стран бурно исследуют физические свойства графена и графеноподобных сред. Это обусловлено тем, что графен в силу своей природы демонстрирует уникальные электрические и оптические свойства, такие как, например, сильное поглощение ультрафиолетового излучения. Уже сейчас графен широко применяется на практике, например, в телекоммуникации используются графеновые модуляторы, продолжаются разработки чипов на графенах, способных решить проблему передачу больших энергий и объемов данных.

В данной работе рассматривается оптические свойства слоистой среды из графена и диэлектрика, схематически показанной на рисунке 1. Плоская электромагнитная волна падает на диэлектрик под некоторым углом и поляризуется.

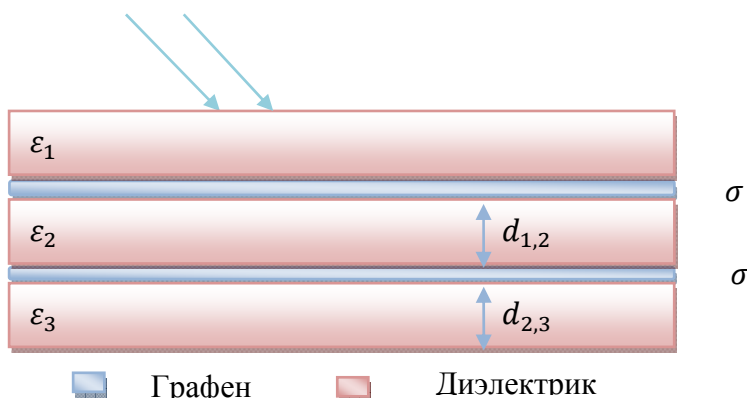


Рисунок 1 -Слоистая среда из графена и диэлектрика

Чтобы найти коэффициенты отражения и прохождения с учетом графеновых прослоек по аналогии с формулами Френеля, в данной работе использован матричный метод, который учитывает поверхностную проводимость графена [1]:

$$\frac{\sigma(\Omega)}{\varepsilon_0 c} = 4\alpha \frac{i}{\Omega} + \pi\alpha \left[ \mathcal{G}(\Omega - 2) + \frac{i}{\pi} \ln \left( \frac{\Omega - 2}{\Omega + 2} \right) \right], \quad (1)$$

где  $\Omega = \hbar\omega / \mu$  – безразмерная частота,  $\alpha = e^2 / 4\pi\varepsilon_0 \hbar c \approx 1/137$  – постоянная тонкой структуры,  $\mathcal{G}(x)$  – функция Хевисайда.

В рамках формализма Кубо при отсутствии магнитостатического внешнего поля и пренебрежением пространственной дисперсией графена, поверхностная проводимость определяется как скалярная функция частоты  $\omega$ , химического потенциала  $\mu$  (который определяется либо приложенным электростатическим внешним напряжением или химическим легированием), феноменологической скорости рассеяния  $\Gamma$  (или времени релаксации  $\tau = 1/(2\Gamma)$ ), и температуры  $T$ :

$$\sigma_g(\omega, \mu_c, \Gamma, T) = -\frac{ie^2(\omega + i2\Gamma)}{\pi\hbar^2} \left[ \frac{1}{(\omega + i2\Gamma)^2} \int_0^\infty \varepsilon \left( \frac{\partial f_d(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} - \frac{\partial f_d(-\varepsilon)}{\partial \varepsilon} \right) d\varepsilon - \int_0^\infty \left( \frac{f_d(-\varepsilon) - f_d(\varepsilon)}{(\omega + i2\Gamma)^2 - 4(\varepsilon/\hbar)^2} \right) d\varepsilon \right]. \quad (2)$$

Здесь  $\varepsilon$  – энергия,  $\hbar$  – постоянная Планка,  $e$  – заряд электрона,  $k_B$  – постоянная Больцмана,  $f_d(\varepsilon) = 1 / (\exp((\varepsilon - |\mu_c|) / k_B T) + 1)$  – функция распределение частиц в рамках статистики Ферми-Дирака.

Результаты сравнения для коэффициентов отражения и прохождения, полученные с помощью проводимостей графена (1) и (2), представлены на рисунке 2.

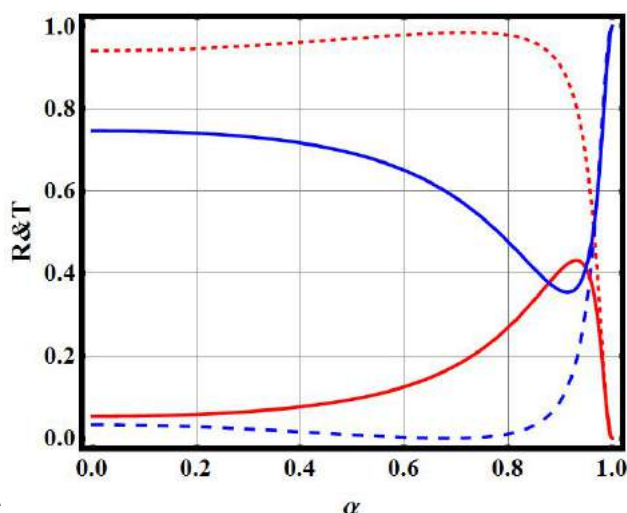


Рисунок 2 – Коэффициенты отражения и прохождения для Р поляризованный волны через два слоя графена в зависимости от угла падения  $\theta_1$ , нормированный на  $\pi/2$ , при  $\Omega = 2.001$ ,  $\varepsilon_1 = 1$ ,  $\varepsilon_2 = 2.25$ ,  $\varepsilon_3 = 1$ ,  $\omega^* = 10$ ,  $\mu^* = 0.1$ ,  $\Gamma^* = 0.43$ ,  $T^* = 30$ . Красная штриховая линия: коэффициент прохождения с помощью формулы (1), синяя штриховая линия: коэффициент отражения с помощью формулы (1), сплошная красная линия: коэффициент прохождения с помощью формулы (2), сплошная синяя линия: коэффициент отражения с помощью формулы (2).

Данная работа выполнена в рамках проекта МОН РК 3221/ГФ4 «Нелинейные оптические явления в слоистых метаматериалах на основе графена и топологических изоляторов».

#### Литература

1. Tianrong Zhan, Xi Shi, Yunyun Dai, Xiaohan Liu, Jain Zi. Transfer matrix method for optics in graphene layers. arXiv:1212.57v1

## РАЗРАБОТКА УЗЛОВ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО РЕАКТОРА «ПЛАЗМЕННЫЙ ФОКУС»

А.М.Жукешов, Б.М.Ибраев, Б.М.Усеинов, Ж.М.Молдабеков, К.Серик, С.Ерлан

ННЛОТ КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан

Экспериментальный термоядерный реактор «Плазменный фокус» включает камеру ПФ (плазменного фокуса) мейзеровского типа ( $a_2/a_1 > 1$ ), емкостного накопителя энергии, высоковольтного разрядника и токоподводов. В качестве емкостного накопителя энергии используется конденсаторная батарея из конденсаторов ИК-50-3 с напряжением 50 кВ и суммарной ёмкостью 48 мкф. Разработанная ранее электродная система была установлена в вакуумную камеру и подключена к разряднику. Система токопроводов выполнена на коаксиальных кабелях РК-75 в количестве, достаточном для протекания суммарного тока 500 кА в импульсном режиме. Для соединения кабелей с электрическими частями шин и электродов использовались медные наконечники.

В источнике постоянного высокого напряжения для зарядки конденсаторов использовался промышленный прибор, в составе которого повышающий трансформатор 380/36 кВ и высоковольтный кенотрон в качестве выпрямителя. Вся высоковольтная часть устройства размещена в контейнере, заполненном трансформаторным маслом. Управление разрядом выполняется через пульт управления ускорителя КПУ-30.

Пуско-наладка установки ПФ показала проблемы с согласованием элементов установки. Исследованы оценочные значения максимальной температуры и концентрации в плазменном фокусе, зависимости этих параметров от времени, размеров электродной системы, силы тока и проводимости. Температуру оценивали при двух условиях: в первом случае, когда степень ионизации составляет более 50%, температура составила более 11 эВ и рассчитывалась с использованием формулы Спитцера, которая в преобразуемом виде дается следующим выражением:

$$T = \sqrt{\left( \frac{I^2 \left( \ln \frac{a_2}{a_1} \right)^2 \sqrt{\pi m \Lambda}}{4\sqrt{2} t U_1^2} \right)^3}$$

Во втором случае температура определялась при условии постоянства скорости радиального сжатия на стадии формирования ПФ из равенства газокинетического и магнитного давления. В этом случае температура зависит от значения силы тока в ПФ, как показано на рисунке 1.

Для расчета концентрации электронов использовалось следующее выражение:

$$n = \frac{I^2 f_0 \mu_0 t}{4\pi \varepsilon r^2} \quad (2)$$

где  $I$  – сила тока,  $f_0$  – частота,  $\mu_0$  – магнитная постоянная,  $r$  – расстояние между электродами,  $\varepsilon$  – энергия ионизации. Что касается концентрации частиц, то она зависит от силы тока и межэлектродного расстояния и изменяется в пределах от  $10^{19} \text{ м}^{-3}$  до  $10^{21} \text{ м}^{-3}$ .

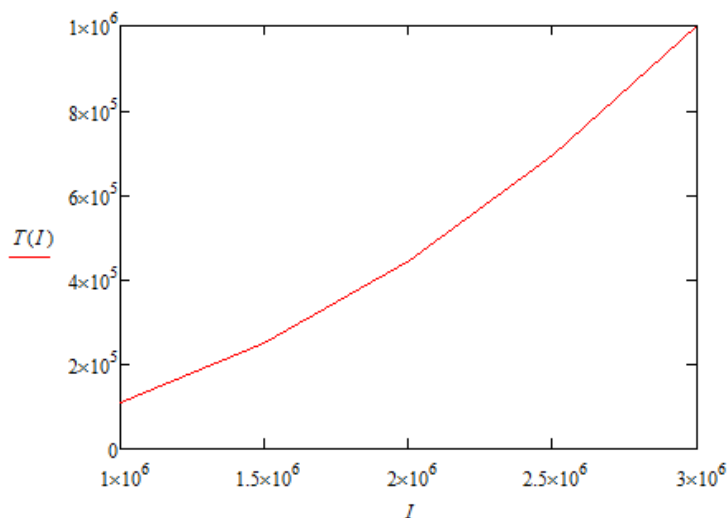


Рисунок 1 – График зависимости температуры ПФ от силы тока (при  $n_e=10^{19} \text{ м}^{-3}$ )

Расчёты температуры показали, что её максимальное значение при силе тока 3,03 МА составляет порядка 100 эВ, минимальное значение при силе тока 1 МА порядка 10 эВ, при этом концентрация электронов составляет  $n_e=10^{19} \text{ м}^{-3}$ .

Что касается экспериментальных данных, полученных в последнее время на этой установке, полученные значения тока более скромные. Так, максимальный ток разряда при 26 кВ составил порядка 300 кА, что в три раза ниже ожидаемого (расчетного) значения. Прежде всего это связано с постоянной времени разрядной цепи, куда входит накопительная емкость и разрядник. Результаты экспериментов позволяют сделать вывод, что для достижения термо-ядерных параметров необходимо значительно уменьшить индуктивность системы.



## ИССЛЕДОВАНИЕ ПУЧКА ИОНОВ В ИМПУЛЬСНО-ПЛАЗМЕННОМ УСКОРИТЕЛЕ С ПОМОЩЬЮ ЦИЛИНДРА ФАРАДЕЯ

А.Б.Тажен<sup>1</sup>, А.У.Утегенов<sup>1</sup>, М.К.Досболаев<sup>1</sup>, Т.С.Рамазанов<sup>1</sup>,  
М.И.Кайканов<sup>2</sup>, А.В.Тихонов<sup>3</sup>

<sup>1</sup> НИИЭТФ, КазНУ им. аль-Фараби, Казахстан, 050040 Алматы

<sup>2</sup> Национальная лаборатория, Казахстан 010000 Астана

<sup>3</sup> Назарбаев университет, Казахстан 010000 Астана

В настоящее время изучение импульсной плазмы направлено на исследование процесса интенсивного взаимодействия ускоренных мощных импульсных потоков плазмы на диверторную область и внутрикамерные компоненты токамака, вследствие которых, происходит эрозия материалов и уменьшение их рабочих ресурсов. Но, самая главная проблема – это влияние пылевой компоненты (продукт эрозии) на свойства плазменного шнура (срыв плазменного шнура, резкое уменьшение температуры плазмы) [1].

Таким образом много внимания уделялось определению энергетических характеристик частиц разного сорта образовавшихся во время зажигания плазмы при импульсном напуске газа, таким образом, полученные данные используются для выяснения характера взаимодействия плазмы с защитными материалами. На основе модельного эксперимента, импульсно-плазменного ускорителя заряженных частиц можно использовать как установку, которым можно будет обрабатывать поверхности материалов для того, чтобы изучить, изменяются ли свойства этих материалов и проверить их на прочность при взаимодействии с плазменным потоком, как и в токамаках во время срыва плазмы.

В связи с этим на лаборатории НИИЭТФ при КазНУ был собран модельный плазменный ускоритель ИПУ-30. Для получения всех данных, которые нужны для того, чтобы экспериментально определить концентрацию и энергию заряженных частиц плазмы нами было сконструировано диагностическое устройство цилиндр Фарадея (ЦФ). ЦФ состоит из двух электродов. Внутренний электрод сделан из углерода и смещен под отрицательным потенциалом, то есть работает для собирания ионов, в то время как внешний медный электрод заземлен и имеет отверстие, для регулировки потоков ионов [2].

Расчеты проводятся с использованием следующих основных формул:

$$n_i = \frac{U}{Rqv_iS} \quad (1)$$

Здесь  $U$  – напряжение на нагрузочном резисторе,  $R$  – сопротивление нагрузки,  $q$  – электрический заряд иона,  $S$  – площадь поперечного сечения отверстия,  $v_i$  – скорость ионов.

$$E_i = \frac{1}{2} M_i v_i^2 \quad (2)$$

Здесь  $M_i$  – атомная масса иона плазмообразующего газа.

В эксперименте был использован водород. В ходе данного эксперимента для исследования пучка ионов цилиндр Фарадея был установлен на расстоянии 16 см от системы электродов. При соударении заряженных частиц плазмы с внутренним электродом ЦФ, в цепи появляется ток, которую мы регистрируем с помощью осциллографа, один из примеров показан на рисунке 1.

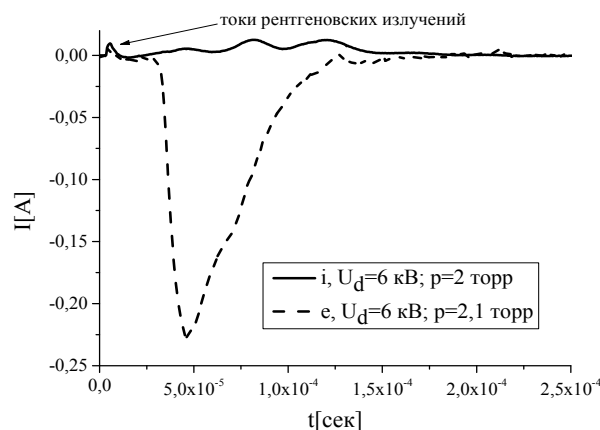


Рисунок 1. Осциллограммы электронного и ионного тока

Анализируя график на рисунке 1, было установлено, что первый положительный импульс (пик) соответствует току рентгеновского излучения. Во время зажигания плазмы в ИПУ ускоренные в электрическом поле электроны тормозятся при сближении к отрицательному заряженному электроду плазменного ускорителя, тем самым испускают рентгеновские излучения. Рентгеновские лучи, опережая ионных и электронных пучков, притягивающиеся к внутреннему электроду ЦФ при разном напряжении смещения, взаимодействуют с электродом, и на экране осциллографа мы увидим первый сигнал. Этот сигнал принимается как время возникновения газового разряда, то есть начало отсчета.

Воспользовавшись формулами (1) и (2) рассчитывались концентрации, энергии ионов и получены зависимости их от напряжения разряда (рисунок 2).

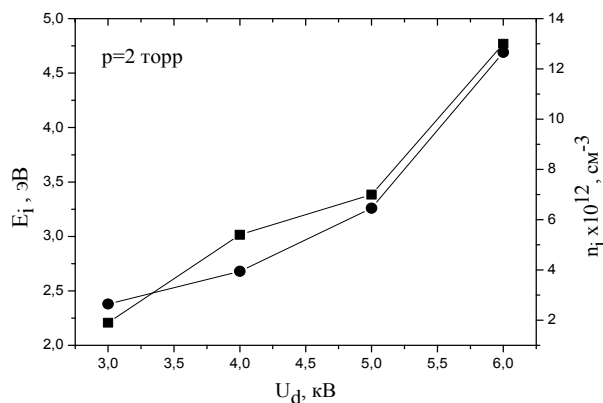


Рисунок 2. Зависимость концентрации (квадратики) и энергии (круги) ионов от напряжения разряда

*Данная работа была выполнена при поддержке МОН РК, программа № 011503029.*

1. Flanagan J.C., Sertoli M., Bacharis M. et al. Characterising dust in JET with new ITER-like wall // Plasma physics and controlled fusion. – 2015. – Vol.57. – P. 014037.
2. Тажен А.Б., Досболаев М.К., Рамазанов Т.С., Контактная диагностика импульсной плазмы // Сборник тезисов международной конференции «Студент и научно технический прогресс». -2016. – стр. 24.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ ПЛАЗМЕННОГО ПОТОКА И ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЕГО С МАТЕРИАЛАМИ ТЕРМОЯДЕРНОГО РЕАКТОРА

А.У. Утегенов, А.Б. Тажен, М.Қ. Досболаев, Т.С. Рамазанов

НИИЭТФ, КазНУ имени аль-Фараби, Алматы, 050040, Казахстан

Одной из задач физики управляемого термоядерного синтеза, относящихся к управлению потоками плазмы, является минимизация эрозии внутрикамерных деталей, в частности первой стенки реактора, что приводит к образованию пыли (частицы микронного размера) и наноструктурных продуктов.

Накопление пыли в объеме реактора в основном играет отрицательную роль. Во первых, это приводит к неустойчивости горения высокотемпературной плазмы и зарождению срывов, во вторых, к захвату и накоплению трития, что представляет проблему для безопасности реактора и его экономичности [1-5].

На сегодняшний день в качестве кандидатных материалов, обращенных к плазме, принят углеродный материал, или его композит для облицовки в области сепаратрисы в диверторе. Кандидатными материалами называют те материалы, которые могли бы охарактеризовать процессы, происходящие с материалами из которых сделан реактор и для нахождения наилучшего композита, которые могли бы заменить материал реактора.

Данная работа посвящена изучению формирования пыли при взаимодействии ускоренного импульсного плазменного потока с графитными пластинами. Для имитаций и исследования данного процесса был использован плазменный ускоритель коаксиального типа. Ускорители коаксиального типа являются универсальными установками для генерации плазменного потока и для изучения взаимодействия его с кандидатными материалами первой стенки термоядерных установок. В экспериментах в качестве плазмообразующего газа был использован водород и аргон, напряжение зарядки конденсаторной батареи ускорителя варьировалось от 3 до 14 кВ. Для определения энергетических характеристик плазмы были использованы цилиндра Фарадея и конусообразный калориметр. Заранее обработанные графитовые пластины при взаимодействии с плазмой подтверждали образование пленок и частиц с сильно развитыми поверхностями типа «цветной капусты» и фрактальными структурами, точно такие же, как и в термоядерных установках (Рисунок 1). По результатам предварительных исследований предполагается, что рост таких структур может быть связан с процессом осаждения и диффузии адатомов [6].

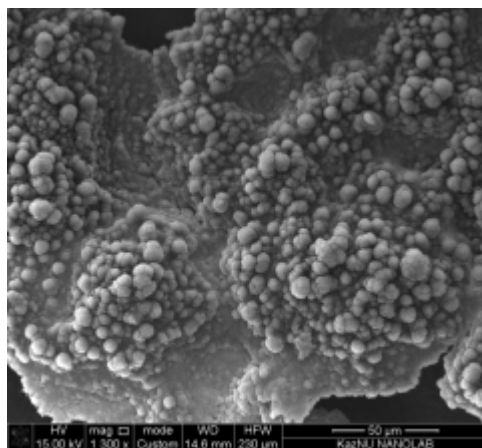


Рисунок 1. Фрактальная структура графитовой поверхности

Далее были проведены эксперименты по изучению плазменного потока образованного в ИПУ-5 с помощью высокоскоростной камеры Phantom версии v2512 с максимальной скоростью съемки 677000 кадров в секунду. Для изучения динамики плазменного потока на нашем эксперименте были произведены съемки со скоростью 470000 кадр/сек. Результаты определения скорости потока показаны на рисунке 2. Скорость плазменного потока при напряжении 8 кВ составила  $\sim 23$  км/сек.

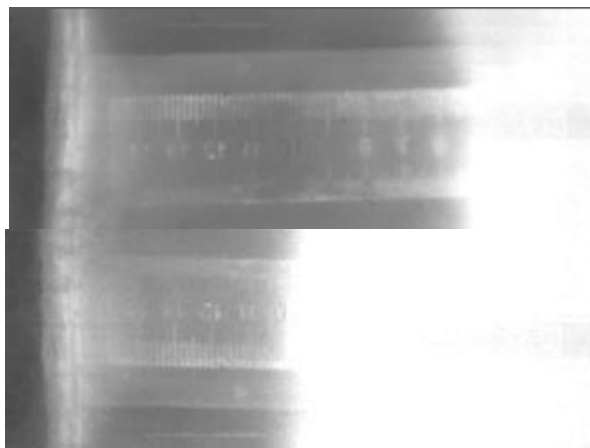


Рисунок 2. Снимок плазменного пучка направленного от системы электродов (справа) к мишени из графита (слева) который расположен на расстоянии 16 см

Также по результатам видеосъемки был определен диаметр плазменного шнура, который составил  $\sim 4$  см (рисунок 3):



Рисунок 3. Фотоснимок плазменного шнура

*Данная работа была выполнена при поддержке МОН РК, № гранта 3112/ГФ4.*

1. J.C. Flanagan, M. Sertoli, M. Bacharis et al. 2015 Characterising dust in JET with new ITER-like wall // Plasma physics and controlled fusion, 57, 014037
2. V.I. Crauz., Yu.V. Martinenko, N. Yu. Svechnikov, V.P. Smirnov, V.G. Stankevich, L.N. Khimchenko // Uspek. Phys. Nauk., 180, 1055-1080
3. G. Federici, C.H. Skinner et al. 2001 Plasma-material interactions in current tokamaks and their implications for next step fusion reactors // Nuclear Fusion, 41, 1967-1979
4. Yu.V. Martinenko, M. Yu. Nagel 2009 Formation of dust in TOKAMAK (ser. Thermonuclear fusion.), 65-72
5. H-W. Bartels et al. // Safety, Environment and Health Group. Garching ITER Joint Central Team, 2000
6. A.U. Utegenov, A.B. Tazhen, M.K. Dosbolayev, T.S. Ramazanov. // 21st International Symposium on Heavy Ion Fusion. Book of abstracts, 53.

## **ВАКУУМДЫҚ ДОҒАЛЫҚ ҮДЕТКІШ ЗЕРТХАНАЛЫҚ ЖҰМЫСЫНЫҢ ВИРТУАЛЬДІ ЗЕРТХАНАЛЫҚ ЖҰМЫСЫН ЖАСАҚТАУ**

**А.М. Жүкешов, А.Т. Габдуллина, А.У. Амренова,  
Қ. Фермахан, Г.А. Адамбек, С. Жұмабек**

*ал-Фараби атындағы Қазақ Ұлттық Университеті, Қазақстан, Алматы*

Бұл жұмыстың өзектілігі вакуумдық доғалық тозаңдатудың жаңа және заманауи әдістерін оқып- үйренумен тығыз байланысты. Вакуумдық тозаңдату әдісі бөлшектердің, құралдардың және құрал- жабдықтардың бетіне функционалдық төсемдерді қондыру үшін және өткізгіштік, изоляторлық, тот басуға тұрақты, эрозияға тұрақты және т.б. қабат жасау үшін қолданылады. Сонымен қатар бұл процесс сәнді төсемдерді қондыру үшін қолданылады. Микроэлектроникада қолданылатын ең басты процесстердің бірі – бұл өткізгіш қабаттарды қондыру (металдандыру). Бұдан басқа, вакуумдық тозаңдату әдісі оптикалық қабаттарды алу үшін де қолданылады: жарықтандырғыш, шағылдырғыш, тазартқыш [1].

Берілген жұмыста әртүрлі құрылымдық материалдардың қабаттарын алу мақсатымен ВДУ-1 құралымен жасалған вакуумдық доғалық тозаңдату әдісі арқылы алынған тәжірибелік мәліметтер қолданылған. Осы мәліметтер вакуумдық тозаңдату бойынша виртуалдық зертханалық жұмысты өңдеу үшін қолданылды. Құрылымдық материалдарды қабаттаудың әр түрлі режимдері қарастырылған. Виртуалды зертханалық жұмысты жасақтауда Unity бағдарламасы қолданылды [2]. Unity- бұл екі және үш өлшемді қосымшалар және ойын қозғалыстары арқылы жасайтын құрылғы, ол Windows, OS X операциялық жүйе бойынша жұмыс істейді. Қондырғыны үлкен өңдеушілер (Blizzard, EA, QuartSoft, Ubisoft) мен қатар Indie ойын жасаушылар қолданады тегін версияның, ыңғайлы интерфейс және қондырғымен жұмыс істеу оңай болуының арқасында виртуальді зертханалық жұмыс жасау үшін ең оң қондырғылар және осы мақсатты орындауға ыңғайлы- Unity 3D бағдарламасы таңдалды. Ол ақпараттың қол жетімділігімен, оңай қолданылуымен және графикалық мүмкіндіктеріне сай болды. Бұдан басқа жұмыста доғалық разрядты жасау үшін газда жүретін физикалық процесстерді зерттеу бойынша оқу –әдістемелік құралды жасақтаудың нәтижелері көрсетілген. Оқу құралы негізінде тәжірибелік мәліметтерде қолданылды.

*Жұмыс №3111 ГФ 4/2016 гранттың аясында орындалды.*

Әдебиеттер:

1. Миначев В.Е. Нанесение пленок в вакууме. // Серия «Технология полупроводниковых приборов и изделий микроэлектроники». – Кн. 6. - Издательство: Высшая школа, 1989.

2. Zhukeshov A.M., Gabdullina A.T., Amrenova A.U., Moldabekov Zh.M., Fermakhan K. Development of a Virtual Laboratory for Investigating the Interaction of Materials with plasma. //J. Lecture Notes in Computer Science, 2015. - AVR2015, LNCS9254, Italy, Published: Springer International Publishing Switzerland, - Iss.1. - No 9254. - P. 475 – 481

## ВРЕМЕННАЯ ЭВОЛЮЦИЯ ПЫЛЕВОЙ ЧАСТИЦЫ В ПРИСТЕНОЧНОЙ ПЛАЗМЕ ТЕРМОЯДЕРНОГО РЕАКТОРА

Н.Х. Бастыкова, С.К. Коданова, Т.С. Рамазанов

НИИЭТФ, КазНУ им. Аль-Фараби, Алматы, Казахстан

Исследование влияния пыли в установках управляемого термоядерного синтеза стало важным направлением в ходе реализации крупномасштабных экспериментов с термоядерной плазмой [1-5]. Определение механизмов образования пыли, исследование взаимодействия пылинок с плазмой и с поверхностью реактора, моделирование переноса пылинок и оценка их влияния на характеристики реактора, безопасность термоядерных установок – все эти вопросы занимают большое место в современных исследованиях проблем управляемого термоядерного синтеза.

В данной работе рассматривается перенос, и время жизни индивидуальной пылинки в пристеночной плазме термоядерного реактора. Расчеты проводились для следующих параметров плазмы,  $T_e, T_a = 0.3T_i$ ,  $n_e = n_i$  где  $T_e, T_i$  и  $T_a$  температуры электронов, ионов и нейтральных атомов,  $n_e$  и  $n_i$  плотность электронов и ионов, соответственно. Фооновая плазма предполагается дейтериевой плазмы без примесей. В этом случае во время движения пылинки не осаждаются плазменными примесями.

Рисунок 1 показывает, временные эволюции температуры пылинки и радиуса пылинки для вольфрама в однородной дейтериевой плазме с параметрами:  $T_e = 3.0\text{eV}$ ,  $T_i = 0.7\text{eV}$ ,  $T_a = 0.2\text{eV}$ ,  $n_e = n_i = 2 \times 10^{14}\text{cm}^{-3}$ . Как видно, можно выделить следующие четыре последовательных этапа в эволюции температуры пылинки: (i) начальное нарастание температуры пылинки до точки плавления в  $20\ \mu\text{s}$ ; (ii) фаза плавления пылинки при постоянной температуре (3965 K) от  $20\ \mu\text{s}$  до  $100\ \mu\text{s}$ ; (iii) переход к состоянию теплового равновесия; (iv) испарение пылинки при тепловом равновесии. На (i- iii) этапах радиус пылинки практически не изменился, как показано на рисунке 1 (пунктирная линия). На последнем этапе, который начинается примерно с  $100\ \mu\text{s}$ , температура пылинки достигает постоянного значения при 4850 K. Это равновесная температура определяется балансом энергии, главным образом, между потоком выходной энергии за счет испарения и радиационного излучения и входным потоком энергии на пылинку из окружающей плазмы.

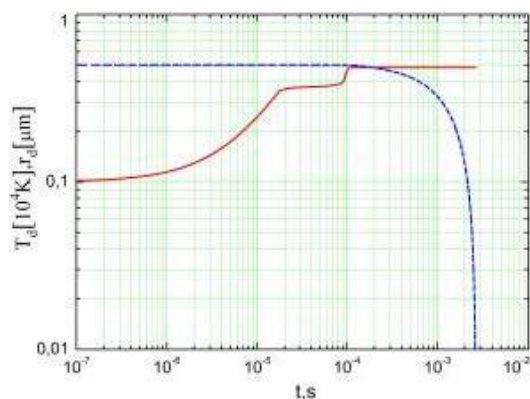


Рисунок 1 – Распределения температуры (сплошная линия) и радиуса (пунктирная линия) пылинки в однородной дейтериевой плазме

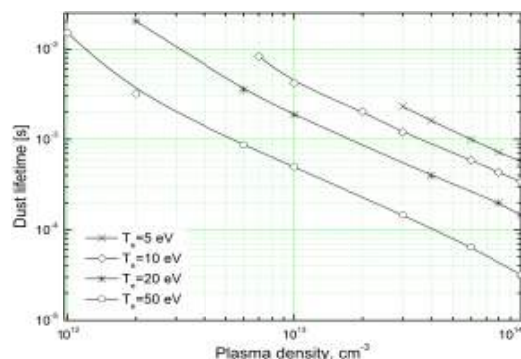


Рисунок 2 – Время жизни пылинки в однородной дейтериевой плазме

Время жизни является одним из самых важных характеристик динамики пылевых частиц в термоядерной плазме. Время жизни сильно зависит от многих параметров, например, (i) от свойств материала, таких как теплоемкость и давление насыщенного пара, (ii) от некоторых сложных взаимодействий пылинки с плазмой, приводящих к потере массы, (iii) от свойств электронного и радиационного излучения. Значение заряда или плавающий потенциал пылинки может также повлиять на время жизни, поскольку они заметно влияют на ионные и электронные потоки на пылинку. На рисунке 2 показано время жизни пылинки в однородной дейтериевой плазме в зависимости от различных значений температуры и плотности плазмы. Кривые построены для плотности плазмы в диапазоне  $10^{11}-10^{14} \text{ см}^{-3}$  и для множества различных температур электронов в диапазоне от 5-50 эВ, которые типичны для пристеночной плазмы термоядерного реактора. Как видно, при увеличении температуры электронов и плотности плазмы, время жизни пылинки монотонно уменьшается в основном из-за большой плотности энергии на пылинку, что увеличивает температуру пылинки и усиливает испарения пылинки.

*Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Республики Казахстан в рамках гранта 3112/ГФ4 2015(ЭП-6).*

- 1 Winter J. Dust: A new challenge in nuclear fusion research? // Physics of Plasmas. – 2000. – Vol. 7. – P. 3862.
- 2 Tsytoich V.N. and Winter J. On the role of dust in fusion devices // Physics Uspekhi. – 1998. – Vol. 41. – P. 815.
- 3 Winter J. Dust in fusion devices—a multi-faceted problem connecting high- and low-temperature plasma physics // Plasma Phys. Control. Fusion. – 2004. – Vol. 46. – P. B583.
- 4 Vignitchouk, P. Toliás and S. Ratynskaia Dust-wall and dust-plasma interaction in the MIGRAINE code // Plasma Phys. Control. Fusion. – 2014. – Vol. 56. – P. 095005.
- 5 Brown B.T., Smirnov R.D., Krasheninnikov S. I. Dynamics and transport of dust particles in tokamak edge plasmas // Phys. Plasmas. – 2014. – Vol. 21. – P. 024501.

## УПРАВЛЕНИЕ СВОЙСТВАМИ ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЫ ПУТЕМ ИЗМЕНЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ВНЕШНЕГО ПОЛЯ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО РАЗРЯДА

**Н.Х.Бастыкова<sup>1</sup>, С.К.Коданова<sup>1</sup>, Т.С.Рамазанов<sup>1</sup>, З.Донко<sup>2</sup>, Ж.А. Молдабеков<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>НИИЭТФ, КазНУ им. Аль-Фараби, Алматы, Казахстан

<sup>2</sup>Институт физики твердого тела и оптики НИЦ физики им. Вигнера, Будапешт, Венгрия

Пылевая плазма имеет ряд уникальных особенностей, которые привлекают внимание ученых со стороны различных отраслей физики [1]. Управление индивидуальными пылевыми частицами и их ансамблями представляют большой интерес для теоретического понимания фундаментальных свойств неидеальной системы и приложений. В последние годы, был достигнут значительный прогресс в управлении свойствами пылевой плазмы с использованием лазеров [1-3] и с помощью модификации внешних электрических и магнитных полей [4], [5].

В данной работе на основе метода частиц в ячейках и Монте-Карло исследуется влияние переменного напряжения на характеристики разряда, на высоту левитации пылевого слоя, который, как предполагается, состоит из монодисперсных частиц. Также показано, что

форма сигнала напряжения влияет на заряд пылевой частицы, которая обеспечивает способ нагрева пылевой системы.

В данной работе исследуется высокочастотный разряд в аргонной плазме при давлении  $p=1,8$  Па, частоте  $f=13,56$  МГц. Температура газа  $T_g=350$ К, расстояние между электродами  $L=55$ мм. Граничные условия приводятся для электродов, на один из которых подается потенциал  $\varphi(t)$ , а другой заземлен.

Рассмотрим следующие типы сигналов напряжения на электрод с питанием (смотрите рисунок 1.), с амплитудой  $\varphi_0 = 100$  В:

1) возбуждение разряда с гармоническим ВЧ напряжением:  $\varphi(t) = \varphi_0 \sin(2\pi f_{RF}t)$ ;

2) возбуждение разряда с переменным напряжением и с дополнительным напряжением постоянного тока,  $\varphi(t) = \varphi_0 \sin[2\pi f_{RF}t + \sin[2\pi (2f_{RF})t]] + \varphi_{dc}$ .

На рисунке 2, показаны распределения плотностей электронов и ионов для трех типов сигнала возбуждения. В случае напряжения с переменным фазовым сдвигом, сильный нагрев электронов следует к быстрому расширению слоев, что приводит к увеличению плотностей электронов и ионов в плазме на коэффициент  $\sim 2.7$ , по сравнению с гармоническим ВЧ возбуждением. Дополнительное смещение постоянного тока приводит к уменьшению максимальной плотности электронов и ионов и сдвигает положение максимума распределения плотности в направлении заземленного электрода. Эти изменения характеристик разряда также изменить левитацию высоты пылевых частиц.

Пространственно-временные распределения (эффективной) температуры электронов, полученный от средней энергии электронов для случая гармонического ВЧ возбуждения (рис. 3) и для случая возбуждения с переменным напряжением без дополнительного смещения постоянного тока (рис. 4) показаны, соответственно. Сравнивая рисунки 3 и 4, можно увидеть, что наиболее высокие значения эффективной температуры электронов найдены вблизи краев расширяющихся слоев. В случае гармонического ВЧ возбуждения, наибольшие значения находятся в порядке  $\sim 4$  эВ, в то время как в плазменном объеме порядка  $\sim 2$  эВ.

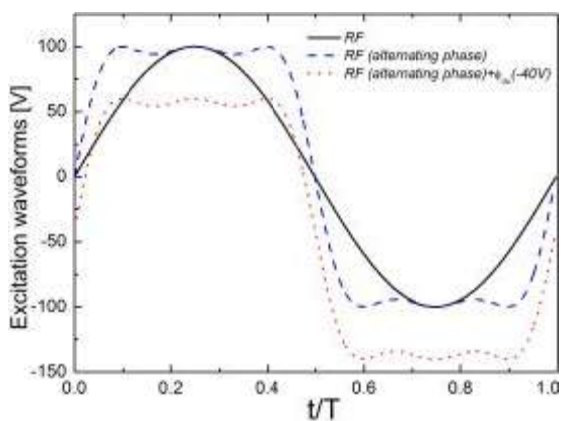


Рисунок 1 - Типы сигналов возбуждения плазмы

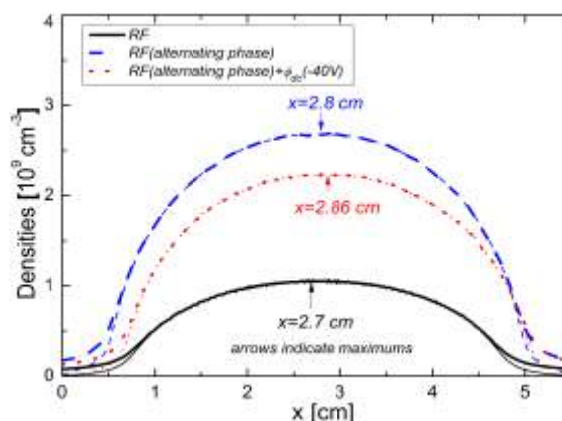


Рисунок 2 - Пространственное распределение плотности электронов и ионов

В случае напряжения с переменным фазовым сдвигом, динамика электронов существенно изменяется. Расширение слоев становится гораздо быстрее, и, следовательно, температура электронов повышается до более высоких значений по сравнению со случаем гармонического ВЧ возбуждения. Здесь  $T_e$  достигает значения превышающий 5 эВ, в то время как в объеме наблюдаются аналогичные значения как показано на рис. 3.



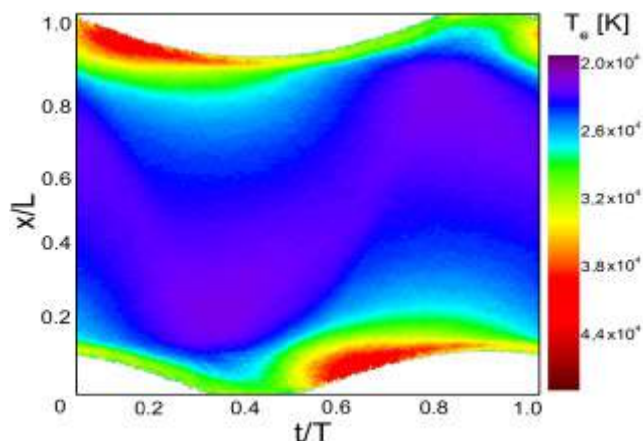


Рисунок 3 - Пространственно-временное распределение температуры электронов для случая гармонического ВЧ возбуждения

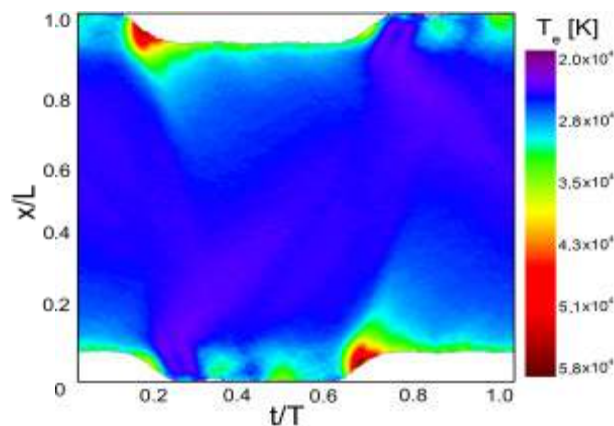


Рисунок 4 - Пространственно-временное распределение температуры электронов для случая переменного ВЧ возбуждения

*Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Республики Казахстан в рамках гранта 3097/ГФ4 2016 (ИПС-9).*

[1] M. Bonitz, C. Henning, and D. Block (2010, May). Complex plasmas: a laboratory for strong correlations. *Rep. Prog. Phys.*, 73, p.066501

[2] Jan Schablinski, Frank Wieben, Dietmar Block (2015, April). An optical tweezer for complex plasmas. *Phys. Plasmas*, 22, p.043703; V. Nosenko and J. Goree (2004, October) Shear Flows and Shear Viscosity in a Two-Dimensional Yukawa System (Dusty Plasma). *Physical Review Letters* 93, p. 155004.

[3] Edward Thomas, Jr., Brian Lynch, Uwe Konopka, Robert L. Merlino, and Marlene Rosenberg (2015, March). Observations of imposed ordered structures in a dusty plasma at high magnetic field. 22, p. 030701.

[4] S. Iwashita, E. Schuengel, J. Schulze, P. Hartmann, Z. Donkó, G. Uchida, K. Koga, M. Shiratani, and U. Czarnetzki (2013, June). Transport control of dust particles via the electrical asymmetry effect: experimental, simulation and modeling. *J. Phys. D: Appl. Phys.* 46, p. 245202.

[5] T. Lafleur (2015) Multi-harmonic excitation of capacitively coupled plasmas. *Plasma Sources Sci. Technol.* submitted.

## СОЗДАНИЕ ПРОГРАММНОГО МОДУЛЯ ДЛЯ РАСЧЕТА ТОРМОЖЕНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ В ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЕ ИТС

**С.К.Коданова, Т.С.Рамазанов, Э.С.Слямова, М.К. Исанова**

*НИИЭТФ, КазНУ им. Аль-Фараби, Алматы, Казахстан*

Основное энерговыделение пучка тяжелых ионов в разных типах термоядерных мишеней будет проходить в плотной, высокотемпературной плазме, образованной этим же энерговыделением. Таким образом, пробеги тяжелых многозарядных ионов в мишени, и ионизационные потери будут обусловлены тормозной способностью плотной высокотемпературной плазмы [1-2]. Следовательно, знание величин пробегов и профилей

энерговыведения тяжелых, заряженных частиц в плазме позволят более точно рассчитать конструкцию термоядерной мишени. Разработанный программный модуль по торможению тяжелых ионов в полной и частично ионизованной плазме инерционного термоядерного синтеза (ИТС) реализован на основе объектно-ориентированного языка C#, для графического отображения результатов использован набор компонентов ZedGraph (рис.1). C# - типобезопасный объектно-ориентированный язык, предназначенный для разработки разнообразных безопасных и мощных приложений, выполняемых в среде .NET Framework. Visual C# предоставляет развитый редактор кода, конструкторы с удобным пользовательским интерфейсом, встроенный отладчик и множество других средств, упрощающих разработку приложений на базе языка C# [3-4]. Программный модуль сочетает в себе пользовательский интерфейс пакета с мощными алгоритмами и численными методами высокого уровня.

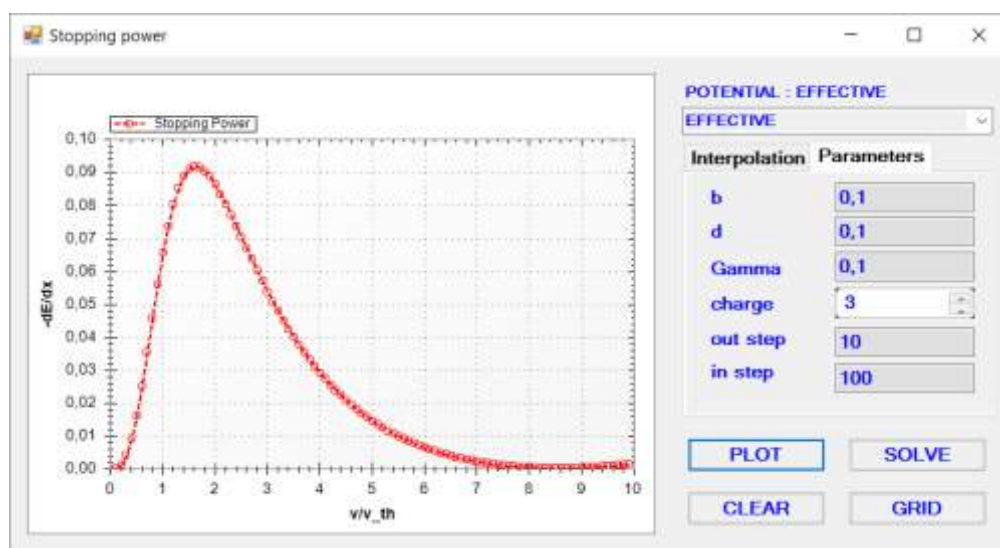


Рисунок 1 – Программный модуль по расчету торможения тяжелых ионов

*Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Республики Казахстан в рамках гранта 3083/ГФ4 (2016).*

[1] Gabdullin M. T., Kodanova S. K., Ramazanov T. S., Issanova M. K., Ismagambetova T. N. 2016 Nukleonika 61, 2, 125

[2] Issanova M. K., Kodanova S. K., Ramazanov T. S., Bastykova N. Kh., Moldabekov Zh. A. and Meister C.-V. 2016 Laser and Particle Beams 34 457-466

[3] Рихтер Д. CLR via C#. Программирование на платформе Microsoft .NET Framework 4.5 на языке C#. 4-е изд., изд. Питер, 2015. – 896 с.

[4] Нагел К., Ивье Б., Глинн Дж., Уотсон К., Скиннер М. C# 4.0 и платформа .NET 4 для профессионалов, изд. Вильямс, 2011. – 1440 с.

## ПОКРЫТИЯ, ПОЛУЧЕННЫЕ В ПЛАЗМЕ ЭЛЕКТРОДУГОВОГО РАЗРЯДА

**А.М. Жүкешов, А.Т.Габдуллина, А.У. Амренова,  
Қ.Фермахан, М.Мухамедрысқызы, Ж.Рысбекова**

*Казахский национальный университет имени аль-Фараби  
Научно-исследовательский институт экспериментальной и теоретической физики*

К актуальным проблемам материаловедения относится разработка технологий улучшения эксплуатационных характеристик поверхности материала различных конструкций и изделий. Одним из путей решения поставленной задачи может быть нанесение покрытий методом плазменного напыления. Плазменное напыление находит широкое применение в тех отраслях промышленности и техники, где необходима защиты деталей машин и изделий от интенсивного износа, коррозии, эрозии, кавитации, абразивного износа, угара, тепловых ударов [1,2]. Напыление производится в вакуумных установках типа ВДУ-1, которые характеризуются формированием плазменного потока с определенными параметрами.

В данной работе эксперименты по напылению проводились на ВДУ при напряжении на аноде выше 50 В и давлении  $2 \cdot 10^{-3}$  мм.рт.ст. Работа испарителя основана на эрозионном разрушении поверхностного слоя катода в процессе горения электрической дуги, возникшей в разрядном промежутке между катодом и анодом. Зажигание дугового разряда обеспечивалось пропусканием поджигающего импульса с амплитудой  $\sim 10$  кВ. В электродной системе ВДУ-1 в качестве катода применялась медь. Ток нагрузки испарителя регулировался ступенями от 5 до 75 А, при напряжении на дуге не менее 20 В. При этом плотность тока в катодных пятнах достигала  $10^6$ - $10^7$  А/см<sup>2</sup>, а плотность энергии - от  $10^5$  до  $10^8$  Вт/см<sup>2</sup>. Значения напряжения в разряде лежали в диапазоне 60-140В соответственно [3]. Распыляемый материал наносился на поверхность образцов из нержавеющей стали. Образцы стали были обработаны одинаковым количеством импульсов плазмы при разных ускоряющих напряжениях в течении 40 мин. Для определения радиуса и эффективности распыления образцы нержавеющей стали помещались на держатель и обрабатывались одновременно.

Химический состав исследуемого покрытия определялся методом рентгеноспектрального анализа на Pegasus 2000. Наличие меди (до 71,47 % и 92,56%) показывает эффективность процесса напыления. Кроме того, было обнаружено увеличение содержания углерода с 2,09 до 16,76% и уменьшение железа и хрома  $\sim$  в 7 и 10 раз соответственно. Методами растровой электронной микроскопии и Виккерса были исследованы топография и твердость медного покрытия.

*Исследования, представленные в данной работе, проводились в рамках гранта №3111 ГФ 4/2016.*

### Литература

1. Жукешов А.М., Баймбетов Ф.Б., Ибраев Б.М. Импульсные ускорители плазмы и их технологическое применение. – Алматы: «Қазақ университеті», 2009. – 134 с.
2. Углов В.В., Черенда Н.Н., Анищик В.М., Асташинский В.М., Квасов Н.Т. Модификация материалов компрессионными плазменными потоками. – Минск: БГУ, 2013. – 248 с.
3. Zhukeshov A.M., Gabdullina A.T., Amrenova A.U., Fermahan K., Serik K., Ahmetzhanova N.N., Erenbayeva Zh.K., Rysbekova Zh.R. The specifics of coatings by pulsed arc method // Physical Science and Technology. – 2015. – Vol. 2 (No. 2). – P. 49-52.

## ПОЛУЧЕНИЕ ПОКРЫТИЙ НА КОАКСИАЛЬНОМ ПЛАЗМЕННОМ УСКОРИТЕЛЕ МЕТОДОМ РАСПЫЛЕНИЯ

А.М.Жукешов, А.Т.Габдуллина, А.У.Амренова, Ж.М.Молдабеков, Қ.Серік

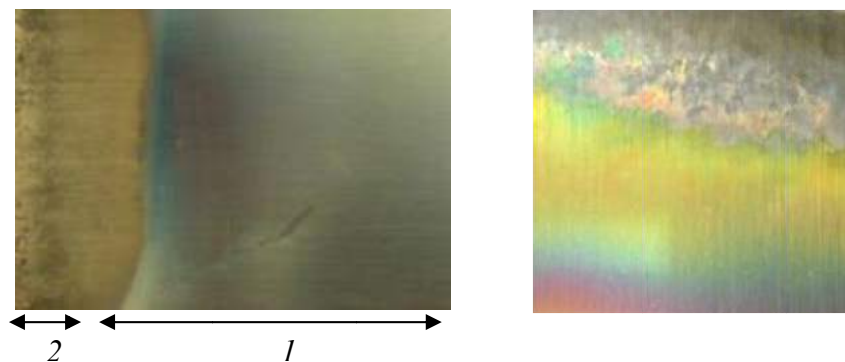
*Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан  
Научно-исследовательский институт экспериментальной и теоретической физики*

Изучение процессов распыления и эрозии конструкционных материалов при воздействии на них высокотемпературных импульсных плазменных потоков представляет собой актуальную задачу как для развития представлений о физических механизмах распыления в нестационарных условиях, так и для практических приложений. Известно, что при воздействии пучками ионов, распыление происходит за счет взаимодействия ионов с кристаллической решеткой, поэтому в стационарном режиме скорость распыления невелика [1]. В то же время, для импульсных потоков характерны большие плотности тока, что приводит к плавлению поверхности, интенсивному испарению атомов с поверхности и образованию приповерхностной плазмы. Как показали исследования, плотность приповерхностной плазмы может достигать значений порядка  $10^{16}$ - $10^{18}$  см<sup>-3</sup>, а ее температура - нескольких электрон-вольт. При таких параметрах, под воздействием поверхностной плазмы возможны некоторые виды эмиссии атомов с поверхности. Таким образом, под распылением при импульсном воздействии следует понимать унос материала с поверхности мишени потоком налетающей плазмы, с учетом всех перечисленных факторов. Кроме этого, наличие плазмы стимулирует гидродинамические эффекты, что приводит к образованию определенной микроструктуры и рельефа поверхности после ухода плазмы. При импульсном воздействии плазмы количество эмитированных атомов может быть велико, однако однократный характер воздействия ставит ограничение на скорость распыления. Очевидно, что для получения осажденных пленок достаточной толщины и сплошности, необходимо использовать многократное или периодически повторяющееся воздействие.

Эксперимент проводился на импульсном плазменном ускорителе КПУ-30 в лаборатории НИИЭТФ КазНУ им.аль-Фараби [2]. Был использован режим работы ускорителя со сплошным наполнением рабочей камеры воздухом при остаточных давлениях 0,05-0,1 Торр. В этом режиме энергия плазменного сгустка, формируемого в КПУ, составляла 30–50 Дж/см<sup>2</sup>, длительность импульса – 15 мкс. В зависимости от параметров заряда поперечный диаметр потока плазмы составляет 6-8 см. Эксперименты проводились на разных типах материалов мишеней – алюминии, меди, нержавеющей стали. В качестве подложек использовалась нержавеющая сталь 12Х18Н10Т толщиной 1 мм.

На всех материалах мишеней наблюдалось плавление поверхности в месте попадания плазмы. После попадания на поверхность мишени поток плазмы отражался в широком телесном угле, в результате растекания по поверхности. Далее, после отражения от горизонтальной подложки, поток плазмы попадал на вертикальную подложку.

На горизонтальных подложках в эпицентре попадания потока плазмы, наблюдались участки с расплавленной поверхностью (участок 2 на рисунке 1 а). На периферии формировались тонкие пленки с неравномерной толщиной (участок 1). В случае вертикально расположенных подложек, наряду с ярко выраженной тонкой пленкой с радужной поверхностью на периферии, вблизи эпицентра (на рисунке 1 б сверху) при энергии более 30 Дж/см<sup>2</sup> наблюдается участок расплавления. При энергии 50 Дж/см<sup>2</sup> вокруг области расплавления наблюдаются металлические капли из материала мишени.



а - горизонтальная, б – вертикальная  
Рисунок 1 - Фотографии поверхности подложек

Далее исследован структурно-фазовый состав и определены физические характеристики покрытий. Анализ продуктов осаждения на подложках производился после 5–20 импульсов. Для диагностики поверхности материалов применялись металлографический (ПМТ-3) и сканирующий электронный (Quanta 200i 3D) микроскопы. Для определения химического состава распыленного материала был сделан рентгеноспектральный анализ поверхности подложек (Pegasus 2000). Данные элементного состава представлены в таблице для области, содержащей тонкую пленку.

Таблица 1 - Данные РСА подложки из нержавеющей стали

Element	Mass, %	Error, %	At, %	K
C K	5,1	0,16	19,9	1,1018
Cr K	13,06	0,19	11,76	16,5638
Mn K	8,53	0,28	7,27	8,8226
Fe K	69,58	0,3	58,34	70,4995
Ni K	1,27	0,57	1,01	1,0398
Cu K	2,27	0,72	1,67	1,8702
Total	100	-	100	-

Из анализа результатов можно сделать вывод, что в рабочей камере ускорителя КПУ-30 всегда присутствуют эрозия материалов электродов и диэлектриков, которые в большей степени проявляются при давлениях ниже 0,1 Торр. Это обусловлено формированием в канале ускорителя плазмы с высокой температурой при пониженном давлении газа. Как результат эрозии деталей ускорителя на подложках образуется тонкая окисная пленка и углеродная пыль. Распыление материала мишени происходит с участием поверхностной плазмы. Вначале поверхность мишени расплавляется, и материал мишени попадает в плазму. Затем он уносится потоком плазмы и попадает на подложку. Далее плазма расплавляет поверхность подложки и рассеивается, а материал мишени конденсируется по периферии области расплавления в виде капель.

#### Литература

- 1 Жукешов А.М., Габдуллина А.Т., Пак С.П., Амренова А.У. // Структурирование поверхности металлов по воздействию импульсных потоков плазмы. Вестник КазНУ. Серия физическая. – 2010, №2(33), –С. 8-14.
- 2 Жукешов А.М., Габдуллина А.Т. Изменение размера зерна и твердости конструкционных материалов после импульсной плазменной обработки // Проблемы эволюции открытых систем. – Т.2, Вып. 9. – 2007. – С.40-45.

## ФОРМИРОВАНИЕ ПЫЛЕВЫХ ВОЙДОВ В ПЛАЗМЕ РАЗРЯДА ПОСТОЯННОГО ТОКА

А.В. Федосеев<sup>1</sup>, Г.И. Сухинин<sup>1</sup>, М.В. Сальников<sup>1</sup>, А.М. Ростом<sup>1</sup>,  
А.Р. Абдирахманов<sup>2</sup>, М.К. Досболаев<sup>2</sup>, Т.С. Рамазанов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт Теплофизики СО РАН, Новосибирск, Россия

<sup>2</sup>НИИЭТФ, КазНУ им. Аль-Фараби, Алматы, Казахстан

Пылевая (или комплексная) плазма является частично ионизованным газом, содержащим частицы дисперсной фазы микро- и нано- размеров (пылевые частицы) [1]. Возросший в последнее время интерес к изучению пылевой плазмы связан с тем, что формирующиеся в этой среде плазменно-пылевые структуры являют собой пример сильно связанной системы, доступной к наблюдению на кинетическом уровне, то есть на уровне поведения отдельных частиц среды. Преимуществом этой среды является простота наблюдательной техники (частицы и межчастичные расстояния легко разрешаются в видимом свете) и быстрота установления структур (характерное время формирования плазменно-пылевых структур лежит в диапазоне от секунды до нескольких минут).

Отдельно стоящим вопросом в комплексной плазме является явление образования различных пылевых структур в плазме высокочастотного или тлеющего разряда постоянного тока в условиях микрогравитации [2,3]. Сила земного притяжения столь велика, что микро-частицы, помещенные в плазму, оказываются очень сильно сжаты в вертикальном направлении. Однако, в отсутствии силы тяжести микро-частицы могут занимать весь плазменный объем, и тогда возникает возможность создания изотропных, однородных трехмерных систем.

Новая серия экспериментов на борту Международной Космической Станции (МКС) по исследованиям пылевой (комплексной) плазмы стартовала в 2014 году и запланирована на ближайшие несколько лет в рамках международного проекта «Плазменный Кристалл - 4» (ПК-4). Эксперименты направлены на фундаментальные исследования пылевой плазмы тлеющего разряда постоянного тока в условиях, когда пылевые частицы не подвержены действию силы гравитации, и позволят смоделировать и провести наблюдения различных физических явлений. В ходе проведения предварительных экспериментов были получены данные по возможному образованию войдов на оси разрядной трубки в разряде постоянного тока. Структура пылевой плазмы имела однородный вид вдоль разряда, и в радиальном направлении на оси разряда пылевые частицы отсутствовали, а пылевой облако образовывалось на некотором удалении от оси разряда. Такая структура разряда делает возможность его моделирования строго в одномерной постановке.

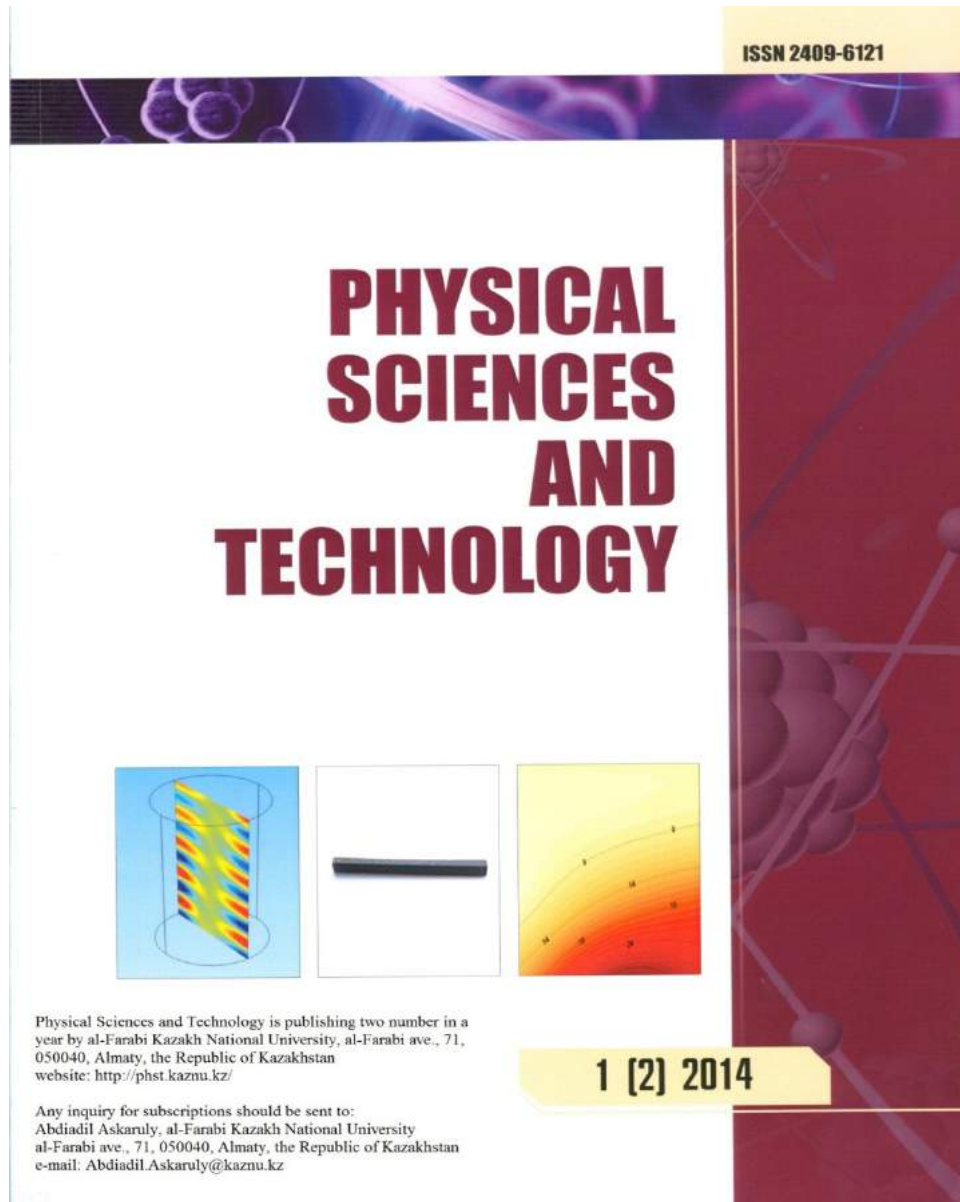
В работах [4,5] была представлена самосогласованная модель положительного столба тлеющего разряда постоянного тока с пылевыми частицами для радиальных распределений параметров плазмы разряда и пылевой компоненты в аксиально однородном тлеющем разряде. Необходимо отметить, что структура пылевой плазмы, получаемой в разряде постоянного тока в рамках проекта ПК-4, имеет однородный вид вдоль разряда, что дает возможность его моделирования строго в одномерной (радиальной) постановке. Было показано, что ионизационный баланс в разряде с пылевыми частицами имеет существенно нелокальное поведение, в области пылевого облака степени ионизации и рекомбинации сравниваются друг с другом, радиальные потоки электронов и ионов становятся равными нулю, а радиальное электрическое поле вытесняется из области пылевого облака. Было показано, что, если на пылевые частицы действует сила ионного дрэгга, превышающая электростатическую силу, в центре разрядной трубки могут возникать войды (области без пылевых частиц).

В работах [6,7] были представлены первые экспериментальные данные по образованию войдов на оси разряда в режиме постоянного в стратах положительного столба в условиях гравитационотока (НИИ ЭТФ КазНУ). Значения электрического тока разряда в экспериментах достигали 20 мА (типичные значение тока разряда в пылевой плазме 1 мА). С ростом тока разряда форма войда становилась более выраженной, а радиус войда увеличивался. Было показано, что войд будет усиливаться с уменьшением плотности газа и увеличением радиуса пылевых частиц.

- [1] Фортов В.Е., Храпак А.Г., Храпак С.А., Молотков В.И., Петров О.Ф. Пылевая плазма // Успехи физических наук. Т. 174, № 5. С. 495-544 (2004)
- [2] V. Fortov et al., The project 'Plasmakristall-4' (PK-4) - a new stage in investigations of dusty plasmas under microgravity conditions: first results and future plans // Plasma Phys. Contr. Fusion 47, B537 (2005);
- [3] M.H. Thoma et al., PK-4: Complex Plasmas in Space - The Next Generation // IEEE Trans. Plasma Sci. 35, 255 (2007); M.H. Thom et al., Recent Complex Plasma Experiments in a DC Discharge // IEEE Trans. Plasma Sci. 38, 857 (2010)
- [4] G. I. Sukhinin, A. V. Fedoseev, S. N. Antipov, O. F. Petrov, and V. E. Fortov, Dust particle radial confinement in a dc glow discharge. // Phys.Rev.E, V. 87, 013101 (2013).
- [5] G. I. Sukhinin, A. V. Fedoseev, M.V. Salnikov, S. N. Antipov, O. F. Petrov, and V. E. Fortov, Influence of ion drag force on radial distribution of dust particles and void formation in a DC glow discharge. // EPL, 103, 35001 (2013)
- [6] A.V. Fedoseev, G.I. Sukhinin, M.K. Dosbolayev, T.S. Ramazanov, Dust-void formation in a dc glow discharge // Physical Review E, 92 (2), 023106 (2015)
- [7] A.V. Fedoseev, G. I. Sukhinin, A.R. Abdirakhmanov, M.K. Dosbolayev, and T. S. Ramazanov, Voids in Dusty Plasma of a Stratified DC Glow Discharge in Noble Gases. // Contrib. Plasma Phys. 56, No. 3-4, 234 – 239 (2016).

**Dear authors!**

The best presentations will be recommended for publication in journal "Physical Sciences and Technology»



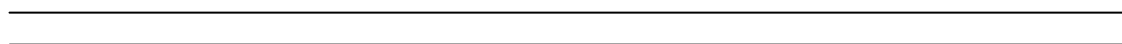


## **3-СЕКЦИЯ**

# **Жылу физикасы және техникалық физика**

## **SECTION 3**

# **Thermal Physics and Technical Physics**



## ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ГОРЕНИЯ УГЛЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ РАЗЛИЧНЫХ КИНЕТИЧЕСКИХ СХЕМ ФОРМИРОВАНИЯ АЗОТИСТЫХ ВЕЩЕСТВ

А.С. Аскарова, С.А. Болегенова, В.Ю. Максимов, М.Т. Бекетаева

НИИЭТФ, КазНУ имени аль-Фараби, Алматы, Казахстан

Изучение закономерностей химически реагирующих течений имеет фундаментальное значение при построении теории физики горения и взрыва, а также огромную прикладную значимость при создании новых физико-химических технологий и при разработке технологических процессов и систем с рациональным использованием энергетических ресурсов [1-2]. В этой связи проведение вычислительных экспериментов по исследованию процессов сжигания топлив является наиболее приемлемым методом, который может дать полную информацию о характере сложных процессов тепломассопереноса без особых финансовых, временных и трудовых затрат [3]. Однако, физико-математическая постановка задачи о горении топлива сопровождается рядом сложностей, связанных с построением химической модели сгорания топлива, с точностью и адекватностью ожидаемых результатов [4].

Горение угольного топлива является сложным физико-химическим процессом, сопровождающимся выделением большого количества тепла и продуктов сгорания, где самыми вредными компонентами считаются азотосодержащие вещества.

Уголь – это гетерогенный, комплексный минерал, где азот N связан с органическим веществом. Во время цикла углефикации, содержание азота в угольном веществе незначительно меняется. Содержание азота в угле обычно составляет от 0,5% до 2%; в каменных углях от 1% до 2%, в антрацитах 1,5-1,75% и менее 1%. Наличие азота в угле еще полностью не было объяснено и описано. Существуют гораздо больше знаний о структуре серы и кислорода, чем о топливном азоте. Трудности, с которыми приходится сталкиваться при исследованиях, это структурное содержание азота в твердом топливе. Использование косвенных методов анализа позволило определить присутствие высокотемпературных угольных экстрактов или угольных смол, что в свою очередь повысило значимость проблем химической кинетики формирования окислов азота, а также вопросов расчета образования и выбросов в атмосферу азотистых веществ при сжигании угля.

Механизм горения угольного топлива проходит в три этапа: нагрев и сушка, выход летучих веществ и сгорание коксового остатка. При этом происходят интенсивные химические реакции с выделением продуктов сгорания с большими количествами энергии. Окислы азота в угольном факеле производятся десятками видов и сотнями участвующими реакциями по трем известным основным механизмам: термическому, быстрому и топливному. При сжигании угля около 85% составляют топливные окислы азота, 0,5% – быстрые окислы азота, а 15% – термические.

Термические воздушные окислы азота образуются при высоких температурах (выше 1600K) по механизму Я.Б. Зельдовича. Скорость образования термических при этом пропорциональна и зависит, прежде всего, от температурного уровня процесса, а также от концентрации кислорода. Быстрые воздушные окислы азота образуются во фронте горения при сравнительно низких температурах ( $T \sim 1000K$ ) в результате реакций углеводородных радикалов с азотом  $N_2$  воздуха и последующего взаимодействия азотсодержащих и кислородсодержащих радикалов. При сжигании твердого топлива доля быстрых окислов азота незначительна (менее 10-15%). Таким образом, при сжигании твердого топлива необходимо подавлять топливные и термические  $NO_x$ .

Термические окислы азота производятся в высокотемпературных областях при температуре выше 1600-1800K, поэтому для нас наибольший интерес представляет изучение формирования окислов азота по топливному механизму. При горении азота, органически связан-

ного с топливом, должны учитываться все факторы, которые могут повлиять на протекание химических реакций между топливом и окислителем (кислород в составе воздуха). Такими факторами могут быть: размеры частиц, доля минеральной части в топливе (в частности зольность), избыток воздуха, чувствительность к малым температурным возмущениям в реакционной области и другие [5].

Исследования показали, что химическая кинетика для разного ранга углей при различных условиях связана с различными схемами. Влияние многих немаловажных факторов учитываются в различных химико-кинетических моделях горения топлив. В работе для изучения их образования и разложения были проведены вычислительные эксперименты с использованием двух химических моделей формирования и деструкции окислов азота: De Soete и Mitchell-Tarbell [6-7].

Для моделирования горения был выбран уголь Карагандинского бассейна, который характеризуется высокой степенью зольности (выше 35%). Его химический состав: С – 33.87%, Н<sub>2</sub> – 6.63%, S – 1.92%, N<sub>2</sub> – 2.23%, O<sub>2</sub> – 9.65%, W – 10.60%, А – 35.1%. Горение топлива была смоделирована для камеры сгорания реальной энергетической установки. Исследования проводились с использованием пакета компьютерных программ Флореан, разработанного в Германии [8].

В результате исследований были получены расчетные данные по аэродинамике высокотемпературных потоков, температурные и концентрационные поля. Анализируя результаты, можно утверждать, что процесс тепломассопереноса в высокотемпературных потоках зависит от аэродинамической картины и тепловых характеристик процесса горения. А для проведения вычислительных экспериментов по исследованию концентрационных характеристик формирования окислов азота NO<sub>x</sub> при сжигании казахстанских углей предпочтительным является использование модели Mitchell-Tarbell.

Результаты, полученные в данной работе, имеют значительную прикладную ценность для специалистов инженеров и энергетиков. Использование методики расчета может быть полезно при разработке новых технологических приемов, при создании новых и усовершенствовании уже действующих камер сгорания энергетических объектов с целью эффективного и экологически чистого сжигания высокозольного угля.

*Настоящая работа выполнена при финансовой поддержке Комитета науки МОН РК (грант №3481/ГФ4).*

#### Литература

1. Askarova A., Bekmukhamet A., Bolegenova S., Ospanova S., Maximov V., Beketayeva M., Ergaliev A. 3-D Modeling of Heat and Mass Transfer during Combustion of Solid Fuel in BKZ-420-140-7C Combustion Chamber of Kazakhstan // Journal of Applied Fluid Mechanics. - 2016.- Vol.9, №2. - P.699-709.
2. Askarova A., Maximov V., Beketayeva M., Safarik P., et al. Numerical Modeling of Pulverized Coal Combustion at Thermal Power Plant Boilers // Journal of thermal science. – 2015. – Vol. 24, issue 3. – P. 275-282.
3. Askarova A., Bolegenova S., Maximov V., Bekmukhamet A., Beketayeva M., Gabitova Z., et al. Computational method for investigation of solid fuel combustion in combustion chambers of a heat power plant // High temperature. – 2015. - Vol. 5, issue 5. – P. 751-757.
4. Askarova A., Bolegenova S., Bolegenova S., Maximov V., Beketayeva M. Influence of boundary conditions to heat and mass transfer processes // International journal of mechanics. - 2016. - Vol.10. - P. 320-325.
5. Glarborg P., Jensen A., Johnsson J. Fuel nitrogen conversion in solid fuel fired systems. Progress in Energy and Combustion Science. 2003. – 29(2). – P. 89–113.
6. De Soete G. Overall reaction rates of NO and N<sub>2</sub> formation from fuel nitrogen // 15th international symposium on combustion. - Pittsburgh, 1975. – P. 1093-1102.

7. Mitchell J., Tarbell J. A kinetic model of nitric oxide formation during pulverized coal combustion // AIChE Journal. – 1982. – Vol.28. – P. 302–320.

8. Müller H. Numerische Simulation von Feuerungen. CFD.–Vorlesung, TU, 1997.

## **БКЗ-420-140-7С ЖАНУ КАМЕРАСЫНДАҒЫ КӨМІРДІҢ ТУРБУЛЕНТТІК ЖАНУЫН КОМПЬЮТЕРЛІК МОДЕЛДЕУ**

**Ә.С.Асқарова, С.Ә.Бөлегенова, А.Бекмұхамет, Ш.Оспанова, Ж.Нағашыбай**

*Әл-Фараби атындағы ҚазҰУ ЭТФҒЗИ, Алматы, Қазақстан*

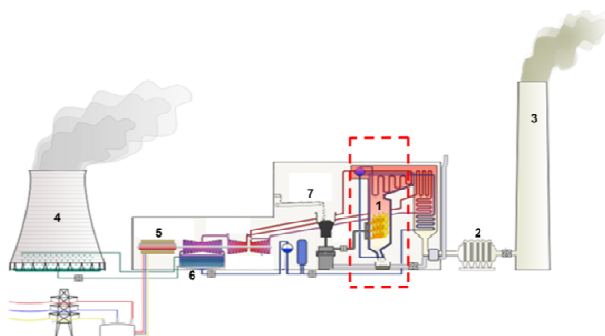
Соңғы 30 жылда пайда болған жылдам ЭЭҚ инженерлік есептерді шешуге теориялық гидромеханиканың және жылу берілудің негізгі принциптерін қолданудың сипатын күрт өзгертті. Аналитикалық және тәжірибелік сияқты дәстүрлі әдістердің дамуымен қатар, зерттеудің үшінші әдісі – сандық гидрогазодинамика (Computational Fluid Dynamics - CFD) [1] қарыштай дамыды.

Түрлі конструкциялар мен ағыстар есептерінде CFD–ді қолдану жобаланған машиналар мен процестерді оңтайландыру уақыты мен шығынды айтарлықтай азайта алды. Тәжірибе сөзсіз маңызды болғанымен, қаржылық шығынның аздығына орай, әсіресе күрделі ағыстар мысалында, жобалау процесінде сандық есептеу әдісін кеңінен қолдану алға шықты. Ал тәжірибені жасау бағасы соңғы уақыттарда тек артуда.

Осы орайда сандық тәжірибе жану қазандығында орын алатын күрделі физикалық және химиялық құбылыстарды жете талдау мен терең түсінуде экономикалық жағынан ең ыңғайлы, ең оңтайлы әдістердің бірі болды [2-3]. Математикалық моделдеу үшін физикалық және химиялық процестердің өтуінің заңдылықтарынан айтарлықтай нақты және толық реалды шарттарға неғұрлым жақын мәліметтерге, сонымен қоса тәжірибелерден алынатын физикалық және кинетикалық параметрлер туралы мәліметтерге ие болуы керек.

Ал атмосфераға шығатын зиянды қалдықтардың көлемі өндіріс орнының жұмыс деңгейіне тікелей байланысты. 1990 жылдан 2000 жылға дейін атмосфераға бөлінетін зиянды қалдықтардың мөлшері өндірістің бәсеңдеуіне байланысты 46 % кеміді. Соңғы жылдары экономиканың көтерілуімен қатар атмосфераға шығатын зиянды қалдық мөлшері де тұрақтанды. Республикамызда ауаға бөлінетін зиянды қалдықтардың мөлшері азайғанымен, адам ағзасына азот диоксиді, күкірт, сутекті күкірт, аммиак, қорғасын, сынап, және т.б зиянды заттар әліде болса әсер етуде. Елдегі өндіріс ошақтарына табиғатты қорғау шаралар аясында тиымдар мен ережелерді қолданбаса әліде өте күрделі экологиялық қатердің туындауы әбден мүмкін. Төменде жылу электр орталығының жалпы жұмыс істеу сұлбасы көрсетілген (Сурет-1), қызыл үзік сызықпен қоршалған аумақ сандық есептеудің негізі болып саналатын жану қазандығы орналасқан.

Жылу энергетика мен қоршаған ортаның бір біріне қайшылығы кемелді ғылыми техникалық көзқарасты талап етеді. Ал қоршаған ортаға антропогенді әсерді төмендетуге деген ынта отынды тиімді жағу технологиялары мен сапасы төмен отындарды өңдеудің жаңа әдістері қарастырылып, сонымен қатар энергетикалық кешендердің көрсеткіштерін жақсарту үшін атмосфераға бөлінетін зиянды қалдықтардың мөлшерін мейлінше азайту көзделіп тұр.

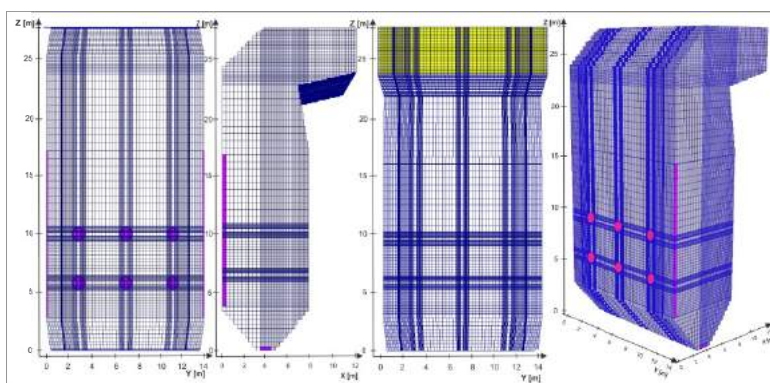


1 – қазандық; 2- фильтр; 3- моржа; 4-бу турбинасы; 5- генератор; 6-суытқыш жүйе; 7-көмір  
 Сурет 1- ЖЭС орталығында көмірді жағу процесін ұйымдастыру

Тозанды отынды жағатын құрылғыларды технологиялық тұрғыдан қарқынды жаңарту, сонымен қатар әртүрлі отынды жағу процесін тиімді ұйымдастыру әдісін қолдану қазіргі таңда ҚР-дағы энергетикалық кешеннің өзекті мәселелердің бірі. Ал тозанды көмірді жағу процесін дамытудың негізі және жағуға тиімді отындарды пайдалану қазандықтардан бөлінетін зиянды газдарың меншікті мөлшеріне қойылатын экологиялық талаптарды қанағаттандыруға бағытталған. Соған сәйкес, тозанды газды қалдықтардың түзілу процесін сипаттауға мүмкіндік беретін технологияның құрылуы және олардың мөлшерін азайтуға бағытталған ұсыныстар зерттеудің негізгі мәселесі болып табылады.

Зерттеу объектісі ретінде 420 т/сағ бу өндіру қуатына ие Алматы ЖЭО 2-нің БКЗ-420 қазандығының жану камерасы таңдап алынды. Е-420-13,8-560 БТ (БКЗ-420-140-7С) қазандығы будың жоғары параметрлі жылутурбиналары арқылы жылу электр орталықтарында қыздырылған бу өндіру үшін Екібастұз көмірін жағу нәтижесінде жұмыс атқаруға бағытталған [4].

Төменде БКЗ-420 қазандығы жану камерасының жалпы пішіні көрсетілген. Сандық тәжірибені жүргізу үшін БКЗ-420 қазандығы жану камерасы бақылау көлемдеріне бөлінген (сурет 2). Сонымен қатар сандық зерттеу үшін бақылау көлем әдісі қолданылды, мұнда зерттелетін нысанның жану камерасы 871 594 бақылау торы ұяшықтарға бөлінді. Бұл өз кезегінде геометриялық модельді, сандық есептеулер мен нәтижелердің графикалық интерпретациясын жақсартуға мүмкіндік берді.



Сурет–2 Алматы ЖЭО-2 БКЗ-420 қазандығының жалпы 3D түрі және оны бақылау көлемдеріне бөлінген түрі келтірілген

Алматылық ЖЭО БКЗ-420 жану қазандығының концентрациялық, жылулық және аэродинамикалық сипаттамаларын зерттеу бойынша ЭЕК бойынша есептеуіш эксперимент жүргізу. Жану қазандығына қосымша ауаны (5кг/с және 10 кг/с) үрлеу жылдамдығы мен әр түрлі шығысының құрамы үшін тозаң көмірлі отынды жағу барысында пайда болатын

барлық тозақ-газды қалдықтардың (CO, CO<sub>2</sub>, NO<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>) концентрациясы, энергиясы, турбуленттік сипаттамалары, жылдамдық, температура өрістері алынды.

*Аталған жұмыс ҚР БҒМ ғылым Комитетінің қаржылай қолдауымен жазылған (грант №3481/ГФ4).*

#### Әдебиеттер

1. Алияров Б.К., Алиярова М.Б., Сжигание казахстанских углей на ТЭС и на крупных котельных., Алматы-2012. -130с.
2. A. Askarova, S. Bolegenova, V. Maximov, A. Bekmuhamet, Mathematical simulation of pulverized coal in combustion chamber // Journal “Procedia Engineering”, Volume 42, 2012, pp. 1150-1156.
3. A. Askarova, S. Bolegenova, V. Maximov, A. Bekmuhamet, Numerical research of aerodynamic characteristics of combustion chamber BKZ-75 mining thermal power station //Journal “Procedia Engineering”, Volume 42, 2012, pp. 1250-1259.
4. A. Askarova, S. Bolegenova, V. Maximov, A. Bekmuhamet, M. Beketaeva, Numerical experimenting of combustion in the real boiler of CHP //International Journal of Mechanics, Issue 3, Volume 7, 2013, pp.343-352.

## СҰЙЫҚ ОТЫН ТАМШЫЛАРЫНЫҢ БУЛАНУ ЖӘНЕ ЖАНУ ПРОЦЕСТЕРІНЕ ТИІМДІ БҮРКУ БҰРЫШЫНЫҢ ӘСЕРІН КОМПЬЮТЕРЛІК МОДЕЛЬДЕУ

**Ә.С.Асқарова, С.Ә.Бөлегенова, И.Э.Березовская, Ш.С. Оспанова, А.Бекмұхамет**

*Әл-Фараби атындағы ҚазҰУ ЭТФҒЗИ, Алматы, Қазақстан*

Қазіргі уақытта жаңғырмалы энергия көздерін игеру мен оларды қолдануды жандандыруға күш салынып жатқанымен әлемде тұтынылатын энергияның 85%-і пайдалы қазбалардан болатын отын түрлерінен алынады. Статистика көрсеткендей, жалпы энергия тұтынымының 39%-і сұйық отын түрлерін жағумен жүзеге асырылса, энергияның барша өндірісінің 97%-і көлік тасымалы секторына жіктеледі екен [1-2]. Жұмыста сұйық отындарды бүрку, булану және олардың жану процестерін сипаттау үшін массаның, импульстің, энергия мен концентрацияның сақталу теңдеулері негізіндегі математикалық модель қолданылды. Массаның сақталу теңдеуі келесі түрде жазылады:

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

мұндағы  $u$  - сұйықтың жылдамдығы.

Газ импульсінің сақталу теңдеуі мына түрде жазылады:

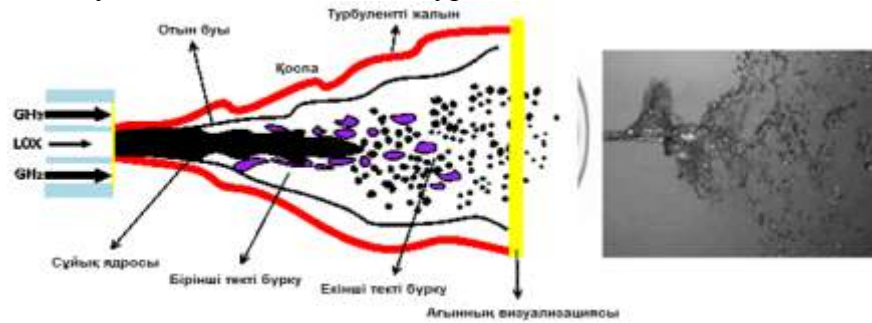
$$\rho \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \rho (\vec{u} \cdot \text{grad}) \vec{u} = \text{div} \vec{\xi} + \rho \vec{g} + S_{mom}. \quad (2)$$

Ішкі энергияның сақталу теңдеуі:

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

Берілген жұмыста жану камерасындағы гептан және бензин тамшыларының жану процесіне әр түрлі бүрку бұрыштарының әсерін компьютерлік модельдеу нәтижелері

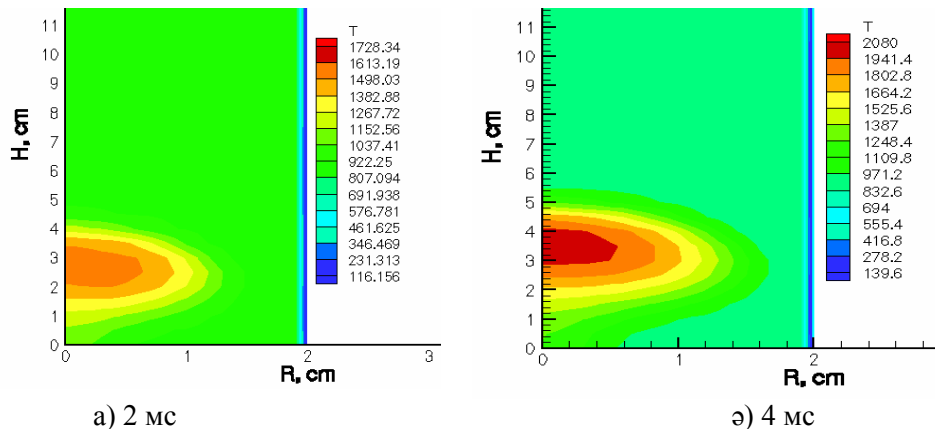
келтірілген. Жұмыста сұйық отындардың жану процесін зерттеуде қолданылған іштен жану қозғалтқышындағы жанудың жалпы сызбасы 1 суретте бейленген.



1 сурет. Бүркудің жану сызбасы

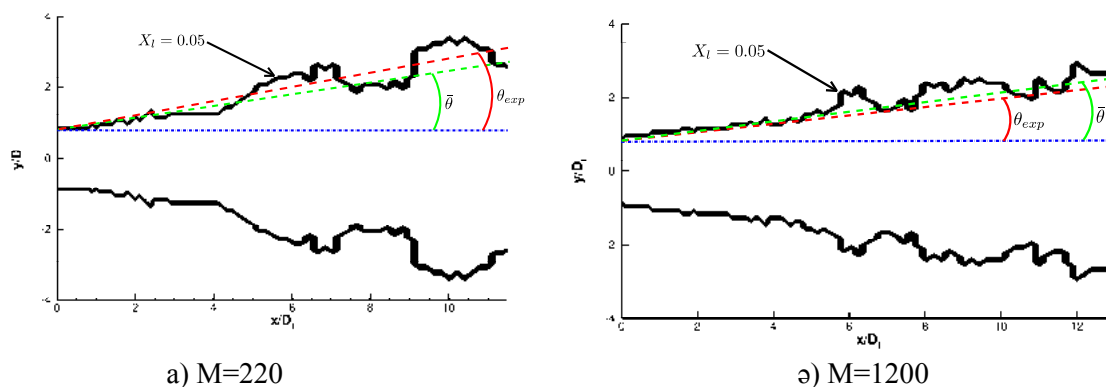
Жұмысбарысында гептанды жану камерасына бүрку бұрышы  $2^0$ -тан  $10^0$ -қа дейін өзгертіліп отырды. Сандық модельдеу нәтижесінде жану камерасындағы тиімді бүрку бұрышы  $4^0$ -қа тең болды. Төмендегі суреттерде гептанның жануы барысында өтетін жылу және масса тасымалы процестеріне бүрку бұрышының әсерін сандық модельдеу нәтижелері келтірілген.

2 суретте жану камерасындағы гептанның жануы нәтижесінде жану камерасында түзілетін максимал жану температурасының таралуы бейнеленген. Суреттен көрініп тұрғанындай, 2 мс уақыт мезетінде жану камерасындағы температуралық алаудың ядросындағы максимал температура мәні 1728,34 К тең болды (2 а сурет). Жану процесінің соңғы мезетінде температуралық алаудың биіктігі жану камерасының ң см биіктігіне дейін көтеріліп, мұндағы температураның мәні 2080 К құрайды (2 ә сурет).



2 сурет. Әр түрлі уақыт мезеттеріндегі жану камерасындағы максимал температураның таралуы

Жұмыста сұйық отынды бүрку бұрышының сандық модельдеу нәтижесінде қол жеткізілген мәні экспериментпен салыстырылды. Эксперимент барысында соплодан ағып шыққан сұйық ағыншасының таралуында оны бүрку бұрышы ортадағы серіктес газ ағынына сәйкес өлшенген[3]. Газдың жылдамдығы 130 м/с тең болған. Экспериментте М импульс мөлшерінің мәні  $M=220$  және  $M=1200$  тең етіп таңдап алынған. 3 суретте сандық модельдеу мен эксперимент нәтижесінде өлшенген тиімді бүрку бұрыштарын салыстыру нәтижелері келтірілген. 3 суреттен көрініп тұрғанындай, сандық модельдеу барысында анықталған тиімді бүрку бұрышының мәні тәжірибемен жақсы сәйкес келеді. Сонымен қатар импульс мөлшерінің мәні неғұрлым артқан сайын сұйық отынды бүрку бұрышының тәжірибелік мәні де сандық модельдеуде соғұрлым жуық бола түседі (3 ә сурет).



Зсурет. Бүрку бұрыштарын экспериментпен салыстыру

Аталған жұмыс ҚР БҒМ ғылым Комитетінің қаржылай қолдауымен жазылған (грант №3481/ГФ4).

Әдебиеттер:

1. A. Askarova, S. Bolegenova, Bolegenova Symbat, I. Berezovskaya, Zh., Ospanova Sh., Shortanbayeva, A. Maksutkhanova, G. Mukasheva and A. Ergalieva Numerical Simulation of the Oxidant's Temperature and Influence on the Liquid Fuel Combustion Processes at High Pressures // Journal of Engineering and Applied Sciences. - 2015. - Vol. 10, №4. - P. 90-95.
2. A. Askarova, S. Bolegenova, Bolegenova Symbat, I. Berezovskaya, Zh., Ospanova Sh., Shortanbayeva, A. Maksutkhanova, G. Mukasheva and A. Ergalieva Numerical Simulation of the Oxidant's Temperature and Influence on the Liquid Fuel Combustion Processes at High Pressures // Journal of Engineering and Applied Sciences. - 2015. - Vol. 10, №4. - P. 90-95.
3. Gorokhovski M. The stochastic sub-grid-scale approach for spray atomization // Atomization and Sprays. – 2001. – Vol. 11. - P. 505–519.

## АҚСУ МАЭС-НЫҢ ПК-39 ЖАНУ КАМЕРАСЫНДА КҮЛДІЛІГІ ЖОҒАРЫ ЕКІБАСТҰЗ КӨМІРІНІҢ ЖАНУЫН САНДЫҚ МОДЕЛЬДЕУ

Ә.С.Асқарова, С.Ә.Бөлегенова, В.Ю.Максимов, Б.Ж.Усербаев, А.Арыстан

Әл-Фараби атындағы ҚазҰУ ЭТФҒЗИ, Алматы, Қазақстан

Екібастұз көмірі тас көмір болғанымен, күлі көп (орташа күлділігі 43%), сапасы төмен, өте ауыр байытылады және кокстеуге келмейді. Сондықтан да тек қана энергетикалық отын ретінде пайдаланылады. Екібастұз көмірі республикамыздағы өзіндік құны ең төмен көмір. Соның нәтижесінде жан-жақты игерілуде. Оны пайдалану үшін Қазақстанның Солтүстігінде және Ресейде ірі электр стансалары (Орал және Омбы) салынған.

Бұл жұмыста зерттеу объектісі ретінде 300 МВт-тық блокқа арналған, бу өндіру қуаты 475 т/сағ болатын ПК-39 қазандығының жану камерасы таңдап алынды. Қазандық Ермак электрстанциясында (Қазақстан) орнатылған. Жану камерасы үш арналы 12 құйындық жанарғыларменмен жабдықталған. Жанарғылар бір-біріне қарама-қарсы әр қайысысында 6 жанарғыдан 2 деңгей болып орналастырылған. Тұрақты жанудың шарттарының құрылуының және тұтануының интенсификациялануы үшін жанарғылар ондағы ауаның



асып кетуінің әртүрлі коэффициенттерін: төменгі қатар  $\alpha_r=1,4$ , жоғарғы қатар  $\alpha_r=0,9$ . қамтамасыз етуге мүмкіндік беретін екі өлшемге ие. Отын деңгейлер бойынша теңдей таралған.

Тұтанудың интенсификациялануы үшін ауа камераға камерадағы оттегі әсерлесуге біртіндеп түсетіндей етіп беріледі. Осы мақсатпен ағынды кеңістікке түсетін ауа - шаңды көмірмен қоспаға түсетін болып бірінші реттіге және сол қазандықтар арқылы бірінші ретті ауаға қарағанда ауа сирек берілетіндей немесе бірінші ретті ауадан бөлек берілетіндей етіп екінші реттіге бөлінеді. Бірінші ретті ауаның бір бөлігі шаңөндіру жүйесінде отынды кептіру үшін қолданылады. Сәйкесінше, бірінші ретті ауа үш мақсатта қолданылады: кептіргіш агенті ретінде, шаңды жанарғыға тасымалдау үшін және жанармай қоспасы реагенттерінің бірі ретінде.

ПК-39 қазандық камерасындағы жану процесін зерттеу бойынша есептік эксперименттер осы жұмыста жүргізілген. Есептік аймақты құру үшін жаңа заманауи бағдарлама кешенін пайдалану жұмыста есептік аймаққа қойылған шектеулерді пайдаланбауға мүмкіндік берді [1]. Модельдеу үшін мәліметтер қорын құру PREPROZ бағдарлама кешенін қолдана отырып бірнеше кезеңдерде жүргізіледі [2]. Құрылатын файлдар әсер ететін ағындарда жылу масса алмасу процесін модельдеу үшін бастапқы және шекті шарттардан, зерттелетін процестің геометриялық мәліметтерінен тұрады. PREPROZ көмегімен FLOREAN бағдарламаның пакетінде пайдаланылатын алғашқы ақпараттарды құрайтын базалық файлдар құрылады [3, 5]. Бұл бағдарламаның компьютерлік пакеті нақты геометрия аймағында әсер ететін көпфазалы ағыстарды модельдеу бойынша күрделі есептік эксперименттерді жүргізуге мүмкіндік береді.

Геометриялық модельді құру кезінде жағу камераның әрбір қабырғасы сандық кодтар түрінде жеке суреттеледі. Алғашқыда бұрыштық нүктелерімен қабырғалар енгізіледі. Алдымен кірістер және шығыс алдымен саңылау типі түрінде беріледі және содан кейін белгілі бір қабырғаларда жанарғы қондырғыларының кеңістіктік орнының координаттары бекітіледі. Жанарғы саңылауы (кірісі) центрлік аймақ түрінде, шығысы – кеңістіктегі сәйкес координаттарымен тікбұрышты үшбұрыш түрінде сипатталады. Жұмыста геометриялық модельдерді құру кезінде болатын шектеулер салдарынан домалақ саңылаулар есептеу дәлдігіне жақсартатын көлемі бірдей тікбұрышты саңылауларға алмастырылған. Берілген геометриямен сәйкес сандық модельдеу үшін тор құрылады. Есептік аймақтың соңғы нұсқасын құру процесінде жану көлемінде физикалық процестің келесі есептеулерін жүргізу үшін әлдеқайда оңтайлы нұсқасын құру мақсатында тор сөзсіз түзетіледі. Есептік эксперименттерді жүргізу үшін біздің нұсқамызда 98820 бақылау көлемін құрайтын 27x61x60 өлшемді тор құрылған. Жұмыста 21 648 бақылау көлемдері (есептік тор 16x33x41) үшін есептік эксперименттер жүргізілді. Бақылау көлемін азайту мүмкіндігі, әсіресе жанарғылардың орналасу аймағында әлдеқайда дәл нәтиже алуға көмектеседі. Онымен қоса, берілген жұмыста жүргізілген барлық есептік эксперименттерге қол жеткізген, жетілдірілген компьютерлік модель есептеу уақытын мардымсыз ұлғайтты.

*Аталған жұмыс ҚР БҒМ ғылым Комитетінің қаржылай қолдауымен жазылған (грант №3481/ГФ4).*

#### Әдебиеттер

1. Асқарова А.С., Бөлегенова С.А., Максимов В.Ю., Бекмұхамет А. «Применение технологии 3D моделирования при исследовании процессов теплообмена в камерах сгорания действующих энергетических объектов». Известия Томского политехнического университета. "Энергетика", 2012 ж. т. 320, 26-32 беттер.

2. Askarova, A.S., Bolegenova, S.A., Maximov, V.Y., Bekmukhamet, A., Beketayeva, M.T., Gabbitova, Z.K., etc. Computational method for investigation of solid fuel combustion in combustion chambers of a heat power plant // High temperature. – 2015. - Vol. 5, issue 5. – P. 751-757.

3. A. Askarova, S. Bolegenova, V. Maximov, A. Bekmuhamet, Mathematical simulation of pulverized coal in combustion chamber // Journal “Procedia Engineering”, Volume 42, 2012, pp. 1150-1156.

4. A. Askarova, S. Bolegenova, V. Maximov, A. Bekmuhamet, Numerical research of aerodynamic characteristics of combustion chamber BKZ-75 mining thermal power station //Journal “Procedia Engineering”, Volume 42, 2012, pp. 1250-1259.

5. A. Askarova, S. Bolegenova, V. Maximov, A. Bekmuhamet, M. Beketaeva, Numerical experimenting of combustion in the real boiler of CHP //International Journal of Mechanics, Issue 3, Volume 7, 2013, pp.343-352.

## **ВИХРЕВАЯ СТРУКТУРА ТУРБУЛЕНТНОСТИ В СТРУЕ НА КРИВОЛИНЕЙНОЙ ПОВЕРХНОСТИ**

**М.С. Исатаев, Г. Толеуов, Ж.К Сейдулла, У. Суйинжанова, А. Исмаилов**

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

Для измерения турбулентных характеристик струи в работе использована система термоанемометрической установки.

Цифровой вольтметр для регистрации средней скорости имеет интервал осреднения  $1 \div 100$  с при точности измерения напряжения 0,5 %. Входящий в комплект термоанемометрической системы вольтметр среднеквадратичных значений (СКЗ) в диапазоне частот  $3 \div 155$  кГц при интервале осреднения  $3 \div 30$  с измерял с точностью  $\pm 2,0$  %. При настройке термоанемометра и дальнейшем контроле за его работой был использован осциллограф С8-13. Частотная характеристика спектра турбулентных пульсаций измерялась анализатором спектра АСЧХ-1, имеющего рабочую полосу частот  $20 \div 20000$  Гц.

Для визуального исследования, рабочий участок установки помещался в поле зрения теневого пробора ИАБ-451. Рядом был размещен комплекс аппаратуры, для изучения процессов естественного вихреобразования и акустического воздействия на струю. Динамик мощностью 25 Вт с защитным кожухом был установлен в нижней части успокоительной камеры и создавал при необходимости поле звуковой волны, направленное вертикально вверх по течению струи. Внутренняя стенка камеры покрыта звукопоглощающим материалом, необходимым для предотвращения нежелательного резонанса.

Для визуализации воздушной струи поток воздуха подогревался в успокоительной камере до температуры  $35^0 \div 40^0$  с помощью сетки, по которой пропускался ток от автотрансформатора.

Для того, чтобы выяснить влияние продольной кривизны на вихревую структуру была визуально исследована струя, распространяющаяся вдоль выпуклой и вогнутой цилиндрической поверхностей при значениях начального параметра кривизны  $S_R = \pm 0,036; \pm 0,056; \pm 0,094$ , как без воздействия, так и с наложением акустического воздействия, при начальной скорости  $U_0 = 2,8$  м/с.

Из анализа визуальной картины течения видно, что при движении по вогнутой поверхности, из-за воздействия центробежной силы струя становится уже, область ламинарного течения становится больше, а при движении вдоль выпуклой поверхности наблюдается обратная картина. Установлено, что при воздействии с частотой, соответствующей акустическому резонансному воздействию для струи вдоль пластины, в струе вдоль криволинейной поверх-

ности интенсивность крупномасштабных вихрей также растет, а при высокочастотном воздействии крупномасштабные вихри ослабляются.

С ростом начальной скорости струи длина начального ламинарного участка уменьшается, дискретные вихри становятся менее интенсивными. Переход в турбулентное течение на выпуклой поверхности начинается раньше, чем на вогнутой поверхности. Это явление наблюдается и по результатам измерения уровня турбулентности термоанемометром.

Из анализа данных видно, что распределение уровня турбулентности по сечению струи качественно такое же как и в струе вдоль плоской пластины. Однако вблизи стенки уровень турбулентности выше в струе на выпуклой поверхности, чем в струе на вогнутой поверхности. Это особенно заметно по изменению уровня турбулентности по длине струи вдоль линии максимума скорости. Установлено, что интенсивность турбулентности в струе на выпуклой поверхности продолжает расти с удалением от сопла и становится значительно больше, чем в струе вдоль плоской поверхности.

Из экспериментальных данных исследований турбулентных течений можно сделать вывод, что порожденные в каком-либо месте потока турбулентные пульсации не только сносятся по потоку (конвективный перенос), но и передаются по направлению нормали к линиям тока, причем не только непосредственно в соседние слои жидкости (диффузия), но так же на значительное расстояние. Последнее явление предлагается назвать «дальнодействием» турбулентности [1].

#### Литература

1. Абрамович Г.Н., Гиршович Г.А., Крашенинников С.Ю. и другие. Теория турбулентных струй. Изд. 2-ое перераб. и доп. / Под.ред. Г.Н. Абрамовича. – М., 1984. -720 с.

## ТЕПЛОПЕРЕНОС И ДИНАМИКА ТУРБУЛЕНТНОЙ СТРУИ, ОГРАНИЧЕННОЙ ТОРЦОВЫМИ СТЕНКАМИ

Г. Толеуов, М.С. Исатаев, Ж.К. Сейдулла,  
Д. Базылова, А. Омаралина, А. Есеналиева

НИИЭТФ, Казахский национальный университет им. Аль-Фараби, Алматы, Казахстан

Измерения средней скорости потока и динамического давления осуществлялись с помощью трубки Пито и микроманометра ММН-300, а также разработанной сотрудниками НИИЭТФ при КазНУ им. аль-Фараби термоанемометрической аппаратурой, которая использовалась для измерения пульсационных характеристик скорости струи и мгновенного поля скорости.

В эксперименте использовались сменные сопла с различными удлинениями. Удлинением сопла называют отношения длинной стороны  $2h$  к короткой стороне  $2b$  на срезе сопла  $\lambda = \frac{2h}{2b}$ . Параметр удлинения сопла изменялся от 0,25 до 25. Ось X направлена вертикально вверх, параллельно направлению потока, ось Y – параллельно короткой стороне сопла, параллельно торцовым пластинам, ось Z – перпендикулярно пластинам. Начало осей координат располагалось в центре выходного сечения сопла [1].

При исследовании плоских струй параллельно оси струи с торцов устанавливались стеклянные пластинки размерами 200x300мм.

ЭДС термопары измерялась цифровым вольтметром В7-21. Распределение температуры по сечениям струи записывалось в виде непрерывной записи с помощью двухкоординатного самописца ПДП4-002. При этом начальные условия истечения струи поддерживались такими же как при исследовании аэродинамики [2]. Температура струи на выходе из сопла и температура окружающей среды поддерживались постоянными во время опытов с точностью  $\pm 0,2$  °С и контролировалась ртутным термометром с ценой деления 0,1 °С. При непрерывной записи распределения температуры показания самописца ПДП4-002 тарировались с помощью ртутного термометра с ценой деления 0,1 °С.

Предварительные измерения поля температуры в плоской турбулентной струе показали, что на распределение температуры существенно влияет теплопроводность материала торцовых стенок. При относительно малых значениях  $\lambda < 5$  теплопроводность торцовых стенок существенно искажает распределение температуры как по сечению, так и по длине струи. Поэтому в данной работе приведены результаты измерений поля температуры струи при  $\lambda > 10$  с торцовыми стенками с малой теплопроводностью (фанера, стекло). Измерения проводились после того, как температурные поля струи и торцовых стенок установились.

Были исследованы изменение максимальной скорости и избыточной температуры по оси плоской струи при  $\lambda = 25$  со стенками с воздействием и без него. При начальной скорости  $U_0 = 10 м/с$  измерения температуры и скорости выполнены при наличии акустического

воздействия с частотой  $f = 1000 Гц$ . Это соответствует числу Струхала  $Sh_0 = \frac{f 2b}{U_0} = 0,40$ . Из

анализа результатов установлено, что все экспериментальные данные, как с акустическим воздействием, так и без него при различных скоростях потока ложатся вдоль одной кривой. Это характерно, как для изменения максимальной скорости, так и для изменения избыточной температуры по оси  $x$ . Были получены расчетные формулы для изменения осевой скорости

$\frac{U_m}{U_0} = \frac{3,53}{\sqrt{x/b}}$  и для избыточной температуры  $\frac{\Delta T_m}{\Delta T_0} = \frac{3,00}{\sqrt{x/b}}$ . Тогда соотношение для безразмер-

ной скорости и безразмерной температуры выглядит так  $\frac{\Delta T_m}{\Delta T_0} = 0,85 \frac{U_m}{U_0}$ , которое близко к соотношению Абрамовича  $\frac{\Delta T_m}{\Delta T_0} = 0,86 \frac{U_m}{U_0}$ . Экспериментальные данные хорошо согласуются с теоретическими расчетными формулами.

Распределение избыточной температуры по оси  $z$  на разных расстояниях от сопла, при значениях начальной скорости  $U_0 = 10$  и  $30$  м/с, также как и распределение скорости по оси  $z$  при наличии акустического воздействия показывает наличие нескольких максимумов и минимумов. При этом положение максимумов и минимумов скорости и температуры совпадают друг с другом.

Аналогичные неравномерности температуры наблюдаются и при  $U_0 = 30$  м/с без акустического воздействия, хотя и не очень четко.

С удалением от сопла появление неравномерностей полей скорости и температуры, очевидно, непосредственно связано с развитием крупномасштабных вихрей, образующихся в свободном пограничном слое начального участка струи.

*Работа выполнена в рамках научной темы «3096/ГФ4-Исследование проблем теплопереноса и тепломассообмена в сложных струйных течениях», входящей в программу «Грантовое финансирование научных исследований» МОН РК.*

#### Литература

1 С.И. Исатаев, Г. Толеуов, Исатаев М.С., Ш.А. Болысбекова. Экспериментальное исследование трехмерных турбулентных струй, истекающих из сопла с прямоугольным выходным сечением // Инженерно-физический журнал. -Т. 89, № 2. –Минск, 2016. – С. 383-387. SCOPUS: SNIP – 0.452 SJR – 0.230.

2 Г. Толеуов, А.Сейтжаппарова, Г.Жетібай, А. Серикова, С. Рустемова, К. Есеналина. Проблемы измерения температуры и температурного поля при исследовании свободных струй // Вестник КазНУ. Серия физическая. -№ 2(57). –Алматы, 2016. – С. 28-33.

## ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОС ПРИ ГОРЕНИИ УГОЛЬНОЙ ПЫЛИ В КАМЕРЕ СГОРАНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО КОТЛА

**В.Ю. Максимов, С.Қ. Айдабол, Н.А. Отыншиева**

*Научно-исследовательский институт экспериментальной и теоретической физики  
Казахский Национальный Университет имени аль-Фараби, физико-технический факультет,  
Алматы, Казахстан*

Сектор энергетики Казахстана является одним из развитых секторов экономики. Первостепенной задачей теплоэнергетики является снижение затрат на получение необходимой продукции. Для создания, выбора и эксплуатации энергоресурсов, технологий энергетических процессов необходимо применение точных расчетных методик теплоэнергетических процессов. Актуальность приобретает метод комплексного расчета топочных камер с учетом их аэродинамических характеристик, теплообмена и воспламенения. Экспериментальные исследования, которые проводятся на действующих промышленных объектах, дают точные сведения о работе энергетического объекта, но при этом возможность исследовать влияние отдельных факторов на формирование и развитие топочных процессов отсутствует. Значительно больше возможностей открывают исследования, проводимые на экспериментальных установках.

Представленная работа посвящена процессам теплопереноса, происходящим при сжигании угольной пыли в камере сгорания действующего энергетического котла БКЗ-75 Шахтинской ТЭЦ, а также применению к таким процессам методов 3D компьютерного моделирования. Проведенные в данной работе исследования позволяют определить основные закономерности распределения аэродинамических и теплообменных характеристик во всем объеме топочной камеры котла БКЗ-75 Шахтинской ТЭЦ и на выходе из нее.

В данной работе проведено сравнение компоновок горелочными устройствами исследуемой топочной камеры в случаях, когда: 1) используется прямоточные щелевые (базовый режим); 2) используются вихревые горелки с углом закрутки потока аэросмеси наклоном их к центру симметрии котла на 30 градусов (Рис. 1).

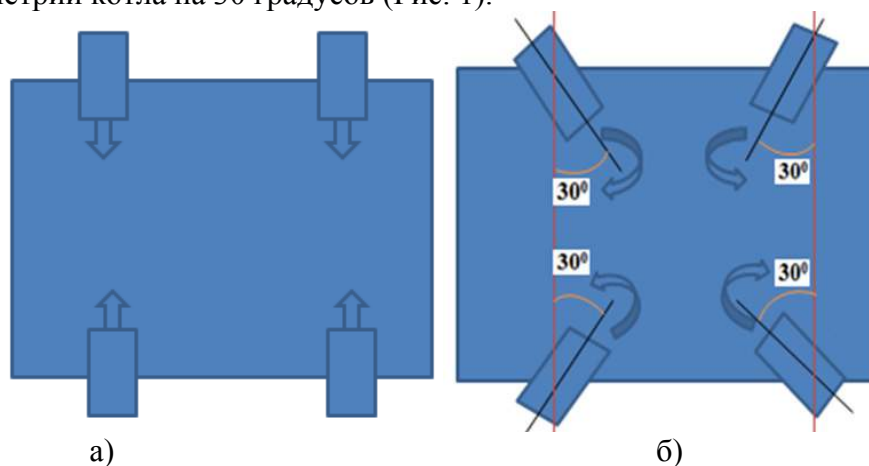


Рисунок 1 – компоновка горелочными устройствами топочной камеры котла БКЗ-75 Шахтинской ТЭЦ: а) базовый случай; б) исследуемый случай

Кроме того, проведенные в данной работе исследования позволили определить влияние аварийной остановки подачи угольной пыли в горелочные устройства топки (Рис.2) на основные характеристики исследуемой камеры сгорания.

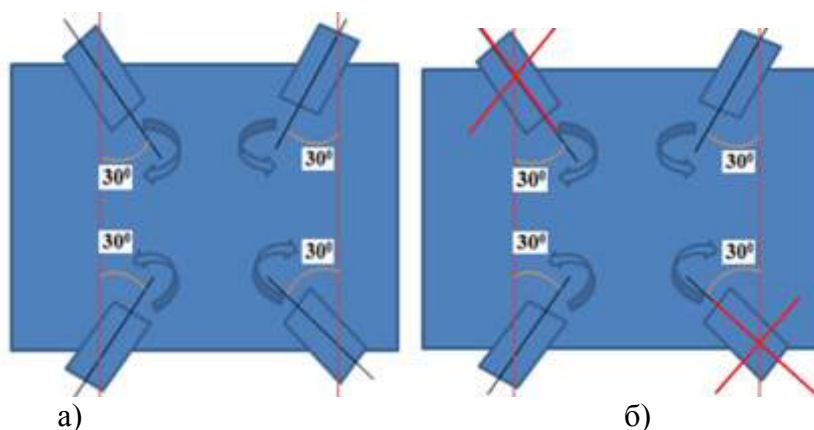


Рисунок 2 – Схема организации аварийной остановки подачи пыли в горелочные устройства: а) базовый режим; б) аварийный режим

На рисунке 3 представлены распределения температуры в объёме исследуемой топочной камеры.

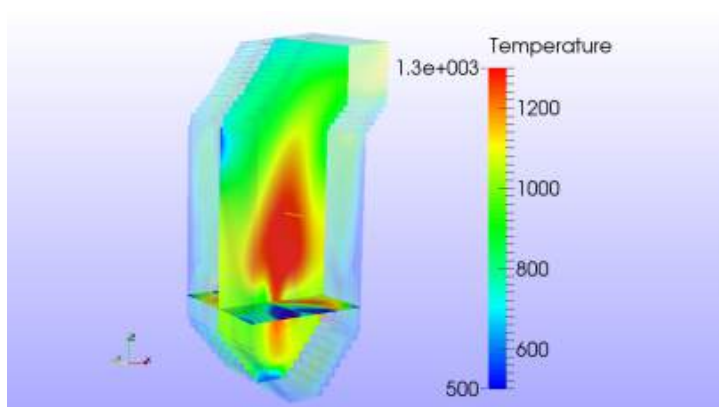


Рисунок 3 – Распределение температуры в объёме камеры сгорания котла БКЗ-75 Шахтинской ТЭЦ

Таким образом, полученные в данной работе результаты позволяют в полной мере изучить и лучше понять влияние сложных нелинейных эффектов: теплового излучения, межфазного взаимодействия, турбулентности, многофазности среды, многостадийности химических реакций, силы тяжести на процессы теплопереноса.

Результаты проведенных численных экспериментов помогут оптимизировать способы сжигания низкосортного казахстанского угля, и в то же время, создать концепцию производства энергии с минимальным количеством вредных веществ. Полученные результаты помогут энергетикам Казахстана решить важные экологические проблемы и достичь экономичного производства энергии.

*Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Республики Казахстан, Грант № 0113РК00499 (3481/ГФ4).*

## MODERN CONCEPTS OF SCIENTIFIC INVESTIGATIONS IN THE FIELD OF PROTECTION OF ENVIRONMENT WHICH REALIZED IN KAZAKHSTAN

**A.Askarova, N.Mazhrenova, S.Bolegenova, A.Nugymanova**

*IETP of al-Farabi KazNU, Almaty, Kazakhstan*

Regulation of the quality of the environment must ensure environmental safety of the population and the preservation of the gene pool, to ensure rational use and reproduction of natural resources in the context of sustainable development of economic activities.

Environmental regulation is one of the most effective means of environmental protection and rational use of natural resources [1]. The permissible load on the ecosystem is regulated and the boundaries of the impact of economic activity on the environment are established with it.

As a general and informative indicator of air pollution is a comprehensive pollution index (CPI)-complex index of annual average atmospheric pollution. Its quantitative ranking by the class of state of the atmosphere is shown in table 1.

Table 1

Indicators	Classes of ecological status of the atmosphere			
	Rates(N)	risk (R)	crisis (K)	Disasters (D)
Levels of air pollution	<5	5-8	8-15	>15

Air pollution in the city of Almaty is an acute environmental problem, which is complicated by the geographic and climatic conditions. For the study of air pollution in the city estimates of the content of harmful substances in the atmosphere of the city were analyzed. Accounts for air pollution in the city Almaty are lead with 5 types of pollutants.

By the program “Era-Air” the maximum one-time emissions and surface concentration for enterprise TPP-2 of Almaty that burn high-ash Ekibastuz coal were calculated. The installed power capacity of TPP-2 -510 megavolt, thermal capacity - 1176 Gcal/h.

Basic characteristics of Ekibastuz coal, which is burnt at TPP-2, are shown in Table 2.

Software package of “Era-Air” is devoted to a wide range of problems in the field of air associated with the calculations of air pollution.

Using the program in the work single emission ash, oxides of sulfur, carbon, nitrogen, which formed from the combustion of Ekibastuz coal, characteristics, which are listed above, with the height of the chimney 120 meters were calculated. The calculation results are shown in Table 3.

According to our calculations, during the burning of high-ash coal, the maximum amount of one-off emissions from a point source exceed at 10 times the maximum single concentration, therefore, the average daily concentration will also be significantly higher than the maximum permissible concentration.

As can be seen from the calculation, the maximum surface concentration of greenhouse gases exceeds the average daily concentration.

It was found that the burning of Ekibastuz coal emits large amounts of pollutants, the concentration of which exceeds the maximum single and daily average concentration of impurities, on average, 2 times the permissible limit values of maximum permissible concentration. This leads to an increase in complex index of air pollution of the city of Almaty, which is higher than officially known air pollution index is 12. CPI normally should not exceed 5. The calculated figure shows the complex exceeded air pollution of the city of Almaty in 2 times



In this regard, our work provides a new way to reduce greenhouse gas emissions on the atmosphere. Different ways of disposing of greenhouse gases contained in industrial emissions widely used in practice. However, it may be appropriate to reduce emissions by improving the quality of fuel burned, increase the efficiency of its combustion. To modify the Ekibastuz coal quality in our work, we conducted research on the effect of electron beam processing on the physical and chemical properties of coal, increasing the efficiency of its combustion in order to reduce emissions

We studied the impact of the accelerated electron beam on the structure of coal. Experiments on radiation processing of coal were carried out on an electron accelerator ILU-8. Accelerator generate electrons with an energy of 1.3 MeV, power of dose vary from 0.19 to 0.33 Mrad/s, the total dose of absorption - from 10 to 200 Mrad/s, the total dose of uptake - from 10 to 200Mrad. The temperature of the coal layer thickness of 7 mm was monitored using a thermocouple and maintained in the range 60-70 and 250-260°C.

Preliminary electron beam processing of coal results in lower emissions reduces the amount of ash and reduces the maximum one-time emissions (table 2-3) at least from 0.6% to 9% for the different greenhouse gases.

Table 2

Fuel	humidity $W_p$ %	volatility, $V_{daf}$ %	ifur, $S_d$ %	ash content, $A_d$ %	carboh ydra tes., $C_{daf}$ %	hydrog en $H_{daf}$ %	nitro gen, $N_{daf}$ %	oxyg en., $O_{daf}$ %	combu stion heat, $Q_p$ MJ / kg
no exposure	8.43	28	0.7	43	43.3	2.64	0.79	6.07	16.83
Radiation	6.41	26	0.5	39	45	3.1	0.7	7.2	16.5

Results of calculation of the maximum single-emission (by the program “Era”) are shown in Table 3.

Table 3

Fuel	Maximum one-time emissions, g/s			
	Ash	sulfur dioxide SO <sub>2</sub>	nitrogen oxides NO	carbon monoxide M <sub>CO</sub>
no exposure	57.91	12.6	3	16
radiation	52.6	9	3.08	15

In view of the above, results, which obtained in this study may help to solve the problems associated with the implementation of Kazakhstan's commitment to reduce air pollution, the development of green economy.

Conducting pilot tests of the electron beam by a point is necessary for the widespread introduction of the proposed method directed to modification of fuel, improving the quality of the environment. Industrial electron accelerator ILU-8 capacity of 95 kilowatts works in the industrial park of Almaty, which has high performance and can be used technologically complex by electron beam processing of different materials.

*This work was financially supported by Scientific Committee of MES (grant №3481 / GF4).*

References

1. V.Zykov, Chernyshev V. Introduction to environmental metrology and environmental valuation: Method Manual. –People's Friendship University, from 2003-24p.
2. Mazhrenova N. Environmental aspects of the use of powerful beams of accelerated electrons in the complex processing of natural raw materials. KSU Series Environmental №1, 1996.,71-79pp.
3. Mazhrenova N. Investigations on radiation progressing in Kazakhstan J.Radiat.Phys. Chem. 1995, Vol. 46, №4-6, 1401-1404 pp.
4. Serikov E. Thermal energy systems and energy use in the industrial process heat production. Study benefit.- Almaty AIPET 2006p.
5. Ryzhkin V. Thermal power plants, -M:Energy, 1987 – 328 p.
6. Askarova A., Mazhrenova N. Environmental problems of the energy sector of Kazakhstan and unconventional ways of solving them Almaty: Kazakh University, 1997 - 202 p.

## ТЕРМОДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ВЯЗКОСТИ СМАЗОЧНОГО МАТЕРИАЛА

**В.И. Кубич<sup>1</sup>, В.М. Юров<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Запорожский национальный технический университет

Запорожье, Украина, [reibung1@mail.ru](mailto:reibung1@mail.ru)

<sup>2</sup>Карагандинский государственный университет им. Е.А. Букетова,

Караганда, Казахстан, [exciton@list.ru](mailto:exciton@list.ru)

Выделим элементарный напряженно-деформированный объем смазочного материала. Будем считать, что он погружен в термостат - невозмущенная часть смазочного материала. Квантовые переходы, связанные с полем деформаций, приводят к диссипации энергии внешнего поля. Если считать, что выделенный объем обменивается с термостатом только энергией, то соответствующий ансамбль частиц выделенного элементарного объема будет каноническим. Функция отклика такого ансамбля на внешнее воздействие получена в работе [1]. Если в качестве функции отклика взять кинематическую вязкость  $\nu$ , то получим следующее выражение:

$$\nu = C \cdot \frac{A}{G^0}, \quad (1)$$

где  $G^0$  - энергия Гиббса термостата,  $A$  - работа внешних сил,  $C$  - постоянная.

Энергия внешних сил расходуется на разрыв молекулярных связей смазочного материала и равна  $A = \sigma \cdot S$  ( $\sigma$  - поверхностное натяжение,  $S$  - площадь поверхности элементарного объема). Тогда уравнение (1) примет вид:

$$\nu = C \cdot \frac{\sigma}{G^0}, \quad (2)$$

Уравнение (2) выражает связь между кинематической вязкостью и поверхностным натяжением жидкой среды (смазочного материала).

По мнению ряда исследователей вязкость и поверхностное натяжение – абсолютно независимые величины: вязкость – это динамическое явление (поперечные силы), а поверхно-

стное натяжение – это статическая величина (силы взаимодействия поверхностей). На наш взгляд, это не так. Две физические величины одного элементарного объема должны быть связаны между собой, тем более, что при любой деформации взаимодействие поверхностей и сама поверхность изменяются. В ряде работ связь вязкости жидкости с ее поверхностным натяжением определена как экспериментально, так и теоретически. Например, в работе [2] получено, что  $v/\sigma = f(T)$ , что формально совпадает с (2).

Существует большое количество зависимостей вязкости от температуры, что говорит о неблагополучии в этой области. Ни одна из предложенных существующих зависимостей не может быть использована для выработки корректирующих или компенсирующих воздействий в процессе измерения результат. Обзор различных моделей приведен в [3].

Торп и Роджер предложили использовать следующую формулу для динамической вязкости  $\mu = v \cdot \rho$ ,  $\rho$  - плотность:

$$\mu = \frac{\mu_0}{1 + \alpha t + \beta t^2}, \quad (3)$$

где  $\alpha$ ,  $\beta$  - экспериментально определяемые параметры.

Кроме того, различными авторами (Кох, Гретц, Гааз, Слот, Дефф и др.) были предложены свои формулы. В настоящее время большинство авторов приходят либо к экспоненциальной зависимости вязкости от температуры [3]:

$$\mu = A e^{\frac{B}{T}}. \quad (4)$$

либо к формуле Бачинского:

$$\mu = \frac{C}{V - b}, \quad (5)$$

где  $A$ ,  $B$ ,  $C$  – постоянные;  $b$  – удельный объем вещества, при котором вязкость становится бесконечно большой, т.е. «предельный объем»;  $(V - b)$  – «свободный объем».

Температурная зависимость кинематической вязкости раствора может быть получена из формулы (2), если учесть, что [4]:

$$G^0 = A + VT + CT^2, \quad (6)$$

где  $A$ ,  $B$ ,  $C$  – постоянные.

Тогда формула (2) принимает вид:

$$v = C \cdot \frac{\sigma}{A + VT + CT^2}, \quad (7)$$

По форме формула (7) совпадает с уравнением Торпа и Роджера (3). Если учесть температурную зависимость поверхностного натяжения, то получаем зависимость  $v \sim 1/T$ , которая неплохо описывает экспериментальные данные по температурной зависимости кинематической вязкости растительных масел, полученные в работе [5].

Уравнение (2) позволяет экспериментально определить важнейшую термодинамическую характеристику смазочного материала. Для этого достаточно измерить вязкость и поверхностное натяжение при двух температурах для исключения константы  $C$ . Поверхностное

натяжение определяется по методике, изложенной выше, а вязкость, например, по методике [6].

#### Литература

1 Юров В.М. Поверхностное натяжение твердых тел // Вестник КарГУ, сер. Физика, 2007. - № 1(45). - С. 23-29.

2 Марков И.И., Хрынина Е.И. О взаимосвязи коэффициента поверхностного натяжения и коэффициента вязкости жидкости // Вестник СевКавГТУ Серия «Физико-химическая», №1 (8), 2004. - С. 80-82.

3 Малкин А.Я., Исаев А.И. Реология: концепции, методы, приложения.- СПб. Профессия, 2007. - 560 с.

4 Булах А.Г., Булах К.Г. Физико-химические свойства минералов и компонентов гидротермальных растворов - Л.: Недра, 1978. - 167 с.

5 Менумеров Э.Р. Влияние антиоксидантных присадок на вязкостно-температурные свойства СОТС растительной природы // [www.kpi.kharkov.ua](http://www.kpi.kharkov.ua).

6 Баланін В.Х., Закієв І.М., Запорожець В.В.Спосіб визначення залежності динамічної в'язкості мастильних матеріалів від температури і пристрій для його здійснення / Патент України на винахід № 76312, 2006, Бюл. № 7.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕХНОЛОГИИ СНИЖЕНИЯ ВЫБРОСОВ ОКСИДОВ АЗОТА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ НЕКАТАЛИТИЧЕСКИХ РЕАКЦИЙ (SELECTIVENON-CATALYTICREDUCTIONSNCR)

А.С. Аскарова<sup>1</sup>, С.А. Болегенова<sup>1</sup>, В.Ю. Максимов<sup>1</sup>, А.С. Сагинаева<sup>2</sup>

<sup>1</sup>НИИЭТФ, КазНУ имени аль-Фараби, Алматы, Казахстан  
<sup>2</sup>ЕНУ им. Л.Н.Гумилева, Астана, Казахстан

На современном этапе развития промышленности Республики Казахстан очень остро встает вопрос о повышении эффективности процессов, связанных с производством энергии, при соблюдении строгих норм выброса вредных веществ и экономичным использованием оборудования и топлива.

Присутствие золы в топливе отрицательно сказывается на его качестве, так как зола уменьшает количество теплоты в единице массы топлива. Мельчайшие твердые частицы золы захватываются потоком топочных газов и уносятся из топки, образуя летучую золу, которая загрязняет, а порой заваливает конвективную поверхность нагрева [1].

В этой связи многие исследования направлены на разработку технологий экологически чистого сжигания, обеспечивающих вредные пылегазовые выбросы (оксиды углерода, азота, серы, золы и др.) на уровне требований международных стандартов. Обеспечение этих требований базируется на целевом использовании специфических физико-химических свойств углей, на разработке оптимальных технических решений по энергоэффективному и экономически безопасному использованию углей в теплоэнергетике.

Использование современной технологии снижения пылегазовых выбросов в атмосферу (Selectivenoncatalyticreduction - SNCR), с применением адекватных численных методов 3-D компьютерного моделирования, позволяют дать полное описание сложных процессов тепло-

массообмена при горении низкосортных угольных топлив на реальных энергетических объектах Республики Казахстан.

Физико-математические модели, предлагаемые в данной работе, могут быть использованы не только при анализе процессов горения твердых топлив и формирования основных продуктов реакций, но и при анализе многих других технологических процессов, таких как сжигание различных видов углей, различных фракций угольных частиц, при различных условиях воспламенения и стабилизации горения, при исследовании конструктивных решений и т. д. [2].

Селективное некаталитическое восстановление (SNCR) - способ сокращения  $\text{NO}_x$  посредством ввода аммиака, мочевины или подобного состава на основе амина, который реагирует с  $\text{NO}_x$  в присутствии кислорода и разлагает его, образуя азот и воду. Такая реакция протекает при высоких температурах в диапазоне 850–1100°C, и поэтому реагенты вводятся в конвективный газопоток.

Технология применения SNCR заключается в следующем: аммоний ( $\text{NH}_3$ ) или мочевина ( $\text{CON}_2\text{H}_4$  или  $(\text{NH}_2)_2\text{CO}$ ) инжектируются в объем топочной камеры в область с наиболее высокой температурой топочных газов. В этой области происходят в дальнейшем термические реакции, которые приводят к химическому снижению оксидов азота. Эти реакции завершаются в объеме камеры сгорания не приводят к образованию отходов химических процессов[3].

Максимальное снижение  $\text{NO}_x$  достигается когда SNCR работает в пределах температур 850-1100°C. Эта область температур обычно соответствует верхней области камеры сгорания или области, где топочные газы покидают объем камеры. Фактическое местоположение области этих температур изменяется с нагрузкой котла, геометрией и положением функционирующих горелок.

Более высокие температуры не приводят к сокращению  $\text{NO}_x$  и эффективность использования реактива низка из-за конкурирующих реакций, которые преобразовывают диссоциированный аммиак в дополнительные  $\text{NO}_x$  [4].

На рисунке 1 представлено исследование влияния присутствия кислорода на протекание химических реакций сокращения  $\text{NO}$ . Видно, что в отсутствие кислорода снижения  $\text{NO}$  практически не наблюдается независимо от увеличения объема инжектированного аммиака  $\text{NH}_3$ .

Проведенные исследования кинетики образования и подавления оксидов азота  $\text{NO}$  показывают, что для повышения эффективности технологий снижения эмиссии оксидов азота необходимо обеспечить условия не только для достаточного выделения и горения «летучих» при определенных условиях в присутствии кислорода, но и оптимизировать температурный интервал их горения и время пребывания дымовых газов в зоне с недостатком кислорода. На основе полученных в работе результатов, в дальнейшем будут разработаны новые технические решения по организации малотоксичного сжигания пылеугольного топлива в реальных камерах сгорания ТЭС.

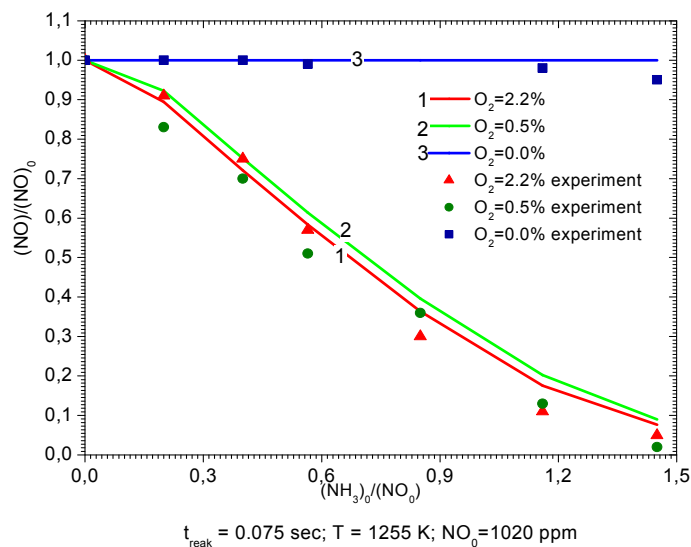


Рисунок 1 – Снижение оксида азота NO посредством инжектирования аммиака  $NH_3$ .

*Настоящая работа выполнена при финансовой поддержке Комитета науки МОН РК (грант №3481/ГФ4).*

#### Литература

1. A. S. Askarova, S. A. Bolegenova, V. Yu. Maximov, A. Bekmukhamet, M. T. Beketayeva, and Z. Kh. Gabitova Computational Method for Investigation of Solid Fuel Combustion in Combustion Chambers of a Heat Power Plant // High Temperature, ISSN: 1608-3156, 2015, Vol. 53, No. 5, pp. 752–758.
2. A. Askarova, S. Bolegenova, V. Maximov, M. Beketayeva, P. Safarik Numerical modeling of pulverized coal combustion at thermal power plant boilers // Journal of Thermal Science, June 2015, Volume 24, Issue 3, pp. 275-282.
3. Jessee, J.P., Gansman, R.F., Fiveland, W.A. Calculation of Chemically Reacting Flows Using Finite Kinetics // American Society of Mechanical Engineers, Heat Transfer in Fire and Combustion Systems. - 1993. – Vol. 250. – P. 43-53.
4. Lyon, R. K. Method for the Reduction of the Concentration of NO in the Combustion Effluent Using Ammonia // US Patent No. 390054. – 1975.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА ПРИ НАЛИЧИИ ПРОЦЕССОВ ГОРЕНИЯ

А.С. Аскарова, С.А.Болегенова, В.Ю. Максимов, А.Б. Ергалиева, З.Х. Габитова

НИИЭТФ, КазНУ имени аль-Фараби, Алматы, Казахстан

Несмотря на большое разнообразие альтернативных источников энергии, химическая энергия получаемая путем сжигания энергетических топлив занимает непропорционально большую часть всей производимой в мире энергии. Эта тенденция будет иметь место и в ближайшем будущем, потому что это удобно, энергетически выгодно и экономично. [1]. Однако такое топливо нельзя назвать экологически чистым. Процесс горения энергетического топлива сопровождается выделением огромного количества загрязняющих веществ, основными из которых являются сажа, оксиды серы, азота и углерода [2].

На сегодняшний день перед мировым сообществом стоит задача о незамедлительности решения проблемы загрязнения Земли из-за экологически вредных выбросов. В первую очередь для решения этой проблемы необходимо изучить детальный процесс горения топлива, который из-за сложности физико-химических реакций до сих пор до конца не изучен. Однако на современном этапе науки и техники появилась возможность использовать методы численного моделирования и численного эксперимента для решения широкого круга задач в области тепло - и массообменных процессов [3-5]. Метод компьютерного моделирования стал незаменимым эффективным способом описания процессов тепломассопереноса в высокотемпературных и химически реагирующих средах в областях реальной геометрии топочных камер сгорания (ТЭЦ, ТЭС и т.д.).

В данной работе методом численного моделирования был исследован процесс горения угля в топочной камере котла реального энергетического объекта. Целью исследования было получение и исследование основных характеристик процесса горения угля, изучение основных закономерностей распределения концентрационных полей и их значений по объему топочной камеры сгорания. Исследование проводилось с топливом различной дисперсности, в работе представлены результаты моделирования горения монодисперсного и полидисперсного факела.

Вычислительный эксперимент для изучения и моделирования процессов тепломассопереноса при горении твердого топлива с учетом происходящих при этом физико-химических превращений был проведен на реальном энергетическом объекте. В качестве исследуемого объекта выбрана камера сгорания котла БКЗ-160 Алматинской ТЭЦ (Казахстан) к блоку 173 МВт, паропроизводительностью 160 т/ч.

Численное моделирование было проведено с помощью стартового пакета программ FLOREAN [6-8]. При проведении численного моделирования процессов тепломассопереноса был применен метод контрольного объема. С его помощью вся камера сгорания энергетического котла БКЗ-160 была поделена на контрольные ячейки с использованием расчетной сетки:  $I=66$ ,  $J=32$ ,  $K=103$ . Это позволило получить 217536 расчетных областей.

В результате проведения исследования были определены концентрационные характеристики кислорода  $O_2$ , оксидов углерода  $CO$ ,  $CO_2$  и оксида азота  $NO$ .

Показано, что концентрация окислителя имеет влияние на выделение химической энергии ( $Q_{chem}$ ). В области расположения горелочных устройств, обогащенной кислородом воздуха  $O_2$ , химическая энергия  $Q_{chem}$  принимает максимальные значения, по мере продвижения к выходу концентрация кислорода  $O_2$  из камеры сгорания снижается вследствие ее выгорания на начальном этапе, а химические процессы затухают.

Характер образования оксида углерода  $CO$  и диоксида углерода  $CO_2$  различен. Максимальных значений концентрация монооксида углерода достигает в зоне активного горения, а

образование диоксида углерода  $\text{CO}_2$  увеличивается по мере продвижения к выходу из топки. По мере продвижения к выходу из топочной камеры происходит восстановление  $\text{CO}_2$  из  $\text{CO}$ , эта закономерность справедлива как для монодисперсного, так и для полидисперсного факела. На выходе из топочной камеры средние значения концентрации двуокиси углерода для полидисперсного факела составляют 0,1876 кг/кг, а для монодисперсного факела – 0,1895 кг/кг.

Образование оксида азота  $\text{NO}$  и азотосодержащих веществ является неоднозначным, сложным, нелинейным процессом, который может происходить по разным схемам и механизмам. Наиболее интенсивное газообразование основных азотосодержащих компонентов происходит в области распространения потоков из горелок, т.е. там, где в максимальном объеме присутствуют топливо и окислитель, что соответствует реальной картине процесса в камере сгорания. Средние значения для полидисперсного факела на выходе из камеры сгорания – 555 мг/Нм<sup>3</sup>, а для монодисперсного факела эти значения составляют – 523 мг/Нм<sup>3</sup>.

Характер горения моно- и полидисперсной пыли имеет отличия, т.е. влияние тонины помола имеет значительное влияние на процессы тепломассопереноса в камере сгорания котлов ТЭЦ. Модель горения полидисперсной пыли более точно отражает реальный процесс горения, что подтверждает сравнение с натурным экспериментом. Однако применение этой модели требует больших компьютерных, временных ресурсов.

Результаты, полученные в данной работе, позволят дать рекомендации по оптимизации процесса горения высокосолевого пылеугольного топлива с целью уменьшения выбросов вредных веществ и создания электростанций на "чистом" и эффективном использовании угля.

*Настоящая работа выполнена при финансовой поддержке Комитета науки МОН РК (грант №3481/ГФ4).*

#### Литература

1. Chung K. Law. Combustion Physics 2006. Cambridge University Press, 710.
2. Charles E, Baukal Jr. Industrial Combustion Pollution and Control 2014. Marcel Dekker, Inc. NY, 889.
3. Leithner, R. Numerical Simulation. Computational Fluid Dynamics CFD: Course of Lecture. – Braunschweig, 2006. - 52 p.
4. A. S. Askarova, V. E. Messerle, A.B. Ustimenko, S.A. Bolegenova, S.A. Bolegenova, V. Yu. Maximov and A.B. Yergaliev. // Thermophysics and Aeromechanics. -2016 - Vol. 23, No. 1, pp. 125-134.
5. A. S. Askarova, S. A. Bolegenova, V. Yu. Maximov, A. Bekmukhamet, M.T. Beketayeva and Z. Kh. Gabitova. // High temperature. – 2015. - Vol. 53, issue 5. – P. 792-798.
6. Müller, H.: Numerische Berechnung dreidimensionaler turbulenter Strömungen in Dampferzeugern mit Wärmeübergang und chemischen Reaktionen am Beispiel des SNCR-Verfahrens und der Kohleverbrennung: Fortschritt-Berichte VDI-Verlag, 1992. Reihe 6, №268, 158 p. (in German).
7. A.S. Askarova, V.E. Messerle, A. B. Ustimenko, S.A. Bolegenova, V. Yu. Maksimov. // Thermophysics and aeromechanics. – 2014. – Vol 21, Issue 6. – P. 747-754.
8. A. S. Askarova, S. A. Bolegenova, V. Yu. Maximov, A. Bekmukhamet, M.T. Beketayeva and Z. Kh. Gabitova // High temperature. – 2015. - Vol. 53, issue 5. – P. 792-798.



## ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОСТРУКТУР

В.М. Юров<sup>1</sup>, В.С. Портнов<sup>2</sup>, В.Ч. Лауринас<sup>1</sup>, С.А. Гученко<sup>1</sup><sup>1</sup>Карагандинский государственный университет им. Е.А. Букетова, Караганда, Казахстан, e-mail: [exciton@list.ru](mailto:exciton@list.ru)<sup>2</sup>Карагандинский государственный технический университет, Караганда, Казахстан

Тепловые и теплофизические свойства наноструктур экспериментально исследованы пока недостаточно. Среди них можно отметить методы экспериментального определения температуры плавления наночастиц, обзор которых дан в работах [1], и немногочисленные сведения о других теплофизических свойствах наночастиц [2].

Расчет коэффициента теплопроводности производился по формуле:

$$\lambda(r) = \lambda_0 \cdot \left(1 - \frac{d}{d+r}\right).$$

Здесь  $\lambda_0$  – коэффициент теплопроводности массивного образца, значение которого взято из справочника [3],  $d$  – размерный параметр, значение которого получено в работе [4]. В таблице 1 приведено значение  $\lambda_0$ , а в таблицах 2-4 представлены значения коэффициента теплопроводности наночастиц чистых металлов размером 1, 10 и 50 нм.

Таблица 1 - Коэффициент теплопроводности чистых металлов (М) [3]

M	$\lambda_0$ , Вт/(м·К)	M	$\lambda_0$ , Вт/(м·К)	M	$\lambda_0$ , Вт/(м·К)	M	$\lambda_0$ , Вт/(м·К)	M	$\lambda_0$ , Вт/(м·К)	M	$\lambda_0$ , Вт/(м·К)
Li	84,8	Sr	-	Sn	65	Cr	67	Ni	92	Ho	16
Na	142,0	Ba	-	Pb	35	Mo	162	Ce	11	Er	15
K	79,0	Al	207	Cu	395	W	130	Pr	13	Tm	17
Rb	58,2	Ga	33	Ag	418	Mn	8	Nd	17	Yb	35
Cs	35,9	In	88	Au	310	Tc	51	Sm	13	Lu	16
Be	182	Tl	47	Zn	111	Re	50	Eu	14	-	-
Mg	165	Si	167	Cd	93	Fe	75	Gd	11	-	-
Ca	98	Ge	60	Hg	8	Co	71	Dy	11	-	-

Таблица 2 - Коэффициент теплопроводности наночастиц металлов размером 1 нм

M	$\lambda(r)$ , Вт/(м·К)	M	$\lambda(r)$ , Вт/(м·К)	M	$\lambda(r)$ , Вт/(м·К)	M	$\lambda(r)$ , Вт/(м·К)	M	$\lambda(r)$ , Вт/(м·К)	M	$\lambda(r)$ , Вт/(м·К)
Li	35,3	Sr	-	Sn	22	Cr	14	Ni	25	Ho	2
Na	45,8	Ba	-	Pb	10	Mo	22	Ce	2	Er	2
K	16,8	Al	65	Cu	120	W	14	Pr	2	Tm	2
Rb	11,2	Ga	17	Ag	102	Mn	2	Nd	2	Yb	5
Cs	5,8	In	34	Au	72	Tc	8	Sm	2	Lu	2
Be	65	Tl	14	Zn	44	Re	6	Eu	2	-	-
Mg	40	Si	28	Cd	32	Fe	18	Gd	1	-	-
Ca	12	Ge	12	Hg	4	Co	19	Dy	1	-	-

Таблица 3 - Коэффициент теплопроводности наночастиц металлов размером 10 нм

M	$\lambda(r)$ Вт/(м·К)	M	$\lambda(r)$ Вт/(м·К)	M	$\lambda(r)$ Вт/(м·К)	M	$\lambda(r)$ Вт/(м·К)	M	$\lambda(r)$ Вт/(м·К)	M	$\lambda(r)$ Вт/(м·К)
Li	74,4	Sr	-	Sn	54	Cr	49	Ni	72	Ho	6
Na	117,4	Ba	-	Pb	28	Mo	98	Ce	7	Er	9
K	57,7	Al	170	Cu	321	W	71	Pr	8	Tm	9
Rb	41,0	Ga	30	Ag	319	Mn	6	Nd	10	Yb	9
Cs	23,6	In	76	Au	233	Tc	34	Sm	8	Lu	21
Be	154	Tl	38	Zn	97	Re	29	Eu	8	-	-
Mg	126	Si	112	Cd	78	Fe	57	Gd	6	-	-
Ca	58	Ge	43	Hg	7	Co	55	Dy	6	-	-

Таблица 4 - Коэффициент теплопроводности наночастиц металлов размером 50 нм

M	$\lambda(r)$ Вт/(м·К)	M	$\lambda(r)$ Вт/(м·К)	M	$\lambda(r)$ Вт/(м·К)	M	$\lambda(r)$ Вт/(м·К)	M	$\lambda(r)$ Вт/(м·К)	M	$\lambda(r)$ Вт/(м·К)
Li	82,3	Sr	-	Sn	63	Cr	62	Ni	87	Ho	10
Na	136,3	Ba	-	Pb	33	Mo	143	Ce	10	Er	14
K	73,6	Al	198	Cu	378	W	111	Pr	12	Tm	14
Rb	53,7	Ga	32	Ag	394	Mn	8	Nd	15	Yb	14
Cs	32,5	In	85	Au	291	Tc	46	Sm	12	Lu	31
Be	176	Tl	45	Zn	108	Re	44	Eu	12	-	-
Mg	155	Si	152	Cd	90	Fe	71	Gd	10	-	-
Ca	86	Ge	56	Hg	8	Co	67	Dy	10	-	-

Из таблиц видно, что коэффициенты теплопроводности металлов размером 1 нм уменьшаются в 3-5 раз по сравнению с массивными образцами и при размерах в 50 нм они уже мало отличаются от последних.

#### Литература

- 1 Макаров Г.Н. Экспериментальные методы определения температуры и теплоты плавления кластеров и наночастиц // УФН, 2010, Т. 180. №2. – С. 185-207.
- 2 Дмитриев А.С. Тепловые процессы в наноструктурах. М.: Физматлит, 2012. 303 с.
- 3 Таблицы физических величин. Справочник / под ред. академика И.К. Кикоина.-М.: Атомиздат, 1976.-1008 с.
- 4 Юров В.М. Теплопроводность и электропроводность металлических наноструктур // Вестник КарГУ, сер. Физика, 2012, №4 (68). – С. 53-60.

## ИК-СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ КРИОВАКУУМНЫХ КОНДЕНСАТОВ МЕТАНА И ТЕТРАХЛОРОМЕТАНА

А.Шинбаева<sup>1</sup>, А.Дробышев<sup>1</sup>, М.Рамос<sup>2</sup>, Д.Соколов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Казахский национальный университет имени аль-Фараби, Алматы, Казахстан

<sup>2</sup>Независимый университет Мадрида, Испания

Предлагается обсуждение экспериментальной установки, методики измерения и предварительные результаты исследования зависимости свойств криовакуумных конденсатов метана и тетрахлорометана от условий их конденсации.

Основные параметры экспериментального комплекса характеризуются следующими показателями: температура поверхности конденсации в интервале от  $T=12$  К до  $T=200$  К; давление в вакуумной камере от  $10^{-8}$  Торр до 1000 Торр; толщина криоконденсированных пленок от 0,5 мкм до 100 мкм. Измерения коэффициентов преломления, толщины и плотности криоконденсатов осуществлялись с помощью двухлучевого лазерного интерферометра на длине волны излучения 630 нм. ИК-спектры полученных образцов измерялись с помощью модернизированного спектрометра ИКС-29 в интервале частот от  $400\text{ см}^{-1}$  до  $4200\text{ см}^{-1}$ .

Выбор исследуемых веществ обусловлен стереохимическим сходством и сферической симметричностью молекул  $\text{CH}_4$  и  $\text{CCl}_4$ . В твердом состоянии эти вещества обладают полиморфными состояниями. Так, метан в окрестностях  $T=20$  К испытывает фазовый переход из частичного ориентационного разупорядочения молекул в полностью разупорядоченное состояние вращательной подсистемы молекул в узлах кубической решетки. Тетрахлорометан также имеет три структурные модификации в твердом состоянии.

Задачей настоящих исследований является сравнение имеющихся ИК-спектроскопических данных для монолитных образцов с результатами исследования тонких пленок криоконденсатов метана и тетрахлорометана.

Полученные данные по зависимости коэффициентов преломления метана от температуры конденсации позволяют сделать вывод о том, что в окрестностях  $\alpha - \beta$ -перехода при  $T=20,4$  К данная зависимость испытывает скачкообразный разрыв.

## ПЛАЗМЕННАЯ ГАЗИФИКАЦИЯ ТВЕРДЫХ БЫТОВЫХ ОТХОДОВ

В.Е. Мессерле<sup>1,2</sup>, А.Л. Моссэ<sup>3</sup>, А.Б. Устименко<sup>4,5</sup>, Р.В. Баймулдин<sup>4</sup>, Ж.Ж. Ситдииков<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Институт проблем горения, Алматы, Казахстан

<sup>2</sup>Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск, Россия

<sup>3</sup>ГНУ Институт тепло- и массообмена НАН Беларуси, Минск, Беларусь

<sup>4</sup>НИИ экспериментальной и теоретической физики, КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан

<sup>5</sup>ТОО «НТО Плазмотехника», Алматы, Казахстан

Особое место среди опасных видов отходов занимают так называемые медико-биологические отходы (МБО), которые по существу также можно отнести к твердым бытовым отходам (ТБО). МБО опасны в эпидемиологическом отношении, поскольку содержат патогенные микроорганизмы, а также могут быть загрязнены токсичными и радиоактивными веществами. Установлено, что их опасность для окружающей среды значительно выше, чем у большинства химических отходов.

Плазменная газификация является наиболее перспективной технологией переработки ТБО, включая МБО. В настоящей работе представлены результаты термодинамического анализа и экспериментов по получению высококалорийного синтез-газа плазменной (воздушной и паровой) газификацией МБО.

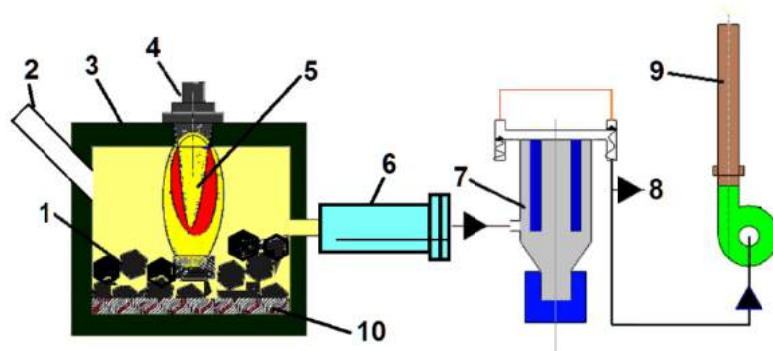
Характерный состав МБО представляется следующими составляющими: бумага и картон - 36%, пищевые отходы - 21%, стекло - 2%, железо и его оксиды - 3%, пластмассы - 13%, древесина - 5%, резина, кожа и другие горючие вещества - 16%, текстиль - 2%, карбонат кальция - 2%. Для выполнения термодинамических расчетов плазменной газификации МБО использовался программный комплекс TERRA. Расчеты проводились в диапазоне температур 300 – 3000 К и давлении 0.1 МПа. Рассчитаны паровая и воздушная газификация МБО для следующих составов исходной технологической смеси, соответственно: 1) 10 кг УСО + 4 кг воздуха; 2) 10 кг УСО + 1 кг водяного пара.

Термодинамические расчеты показали, что максимальный выход синтез-газа при плазменной газификации углеродсодержащих отходов в воздушной и паровой средах достигается при температуре 1600К. При воздушно-плазменной газификации МБО может быть получен высококалорийный синтез-газ с концентрацией 82.4% (СО – 31.7%, Н<sub>2</sub> – 50.7%), а при паро-плазменной газификации - с концентрацией 94.5% (СО – 33.6%, Н<sub>2</sub> – 60.9%). Удельная теплота сгорания синтез-газа, полученного при воздушной газификации составляет 3410 ккал/кг, а при паровой – 4640 ккал/кг. При оптимальной температуре (1600 К) удельные энергозатраты на воздушную газификацию УСО составляют 1.92 кВт ч/кг, а на паровую газификацию – 2.44 кВт ч/кг. Этот высококалорийный газ может быть использован в качестве рабочего тела газо-турбинных и газо-поршневых установок для генерирования электроэнергии. Отметим, что в газообразных и конденсированных продуктах плазменной газификации УСО отсутствуют вредные примеси.

Найденные параметры и выявленные закономерности процесса плазменной газификации МБО в различных газифицирующих агентах были использованы для разработки экспериментальной плазменной установки.

Экспериментальные исследования газификации МБО выполнены на установке, основными элементами которой являются высокоресурсный плазмотрон постоянного тока номинальной мощностью 70 кВт и реактор периодического действия производительностью по МБО до 30 кг/ч. В состав экспериментальной установки (рис. 1) кроме реактора 3 с плазмотроном 4 входят системы электроснабжения и управления плазмотроном, а также системы газо- и водоснабжения реактора с плазмотроном и очистки отходящих газов 7. Установка

снабжена системой отбора газообразных 8 и конденсированных продуктов 10 процесса газификации МБО для проведения их анализа.



1 – зона газификации ТБО; 2 – патрубок для подачи брикетированных ТБО; 3 – реактор; 4 - электродуговой плазмотрон; 5 – плазменный факел; 6 – блок охлаждения отходящих газов; 7 – блок газоочистки с рукавным фильтром; 8 – система отбора газа на анализ; 9 – система вытяжной вентиляции; 10 – зона шлакообразования.

Рисунок 1 – Принципиальная схема экспериментальной установки для плазменной газификации ТБО

Процесс плазменной газификации МБО осуществляется следующим образом. После включения плазмотрона 4 и прогрева реактора 3 до температуры внутренней поверхности футеровки 1100 К, измеряемой на расстоянии 0.2 м от крышки реактора, через патрубок 2 в зону газификации 1 подаются брикетированные МСО. Масса каждого брикета – 0.4 кг. УСО газифицируются в воздушном (паровом) плазменном факеле 5, обеспечивающем среднemasсовую температуру в объеме реактора до 1700 К. Образующиеся газообразные продукты выводятся из реактора в систему охлаждения отходящих газов 6, а конденсированные продукты скапливаются в зоне шлакообразования 10. Совмещение зон тепловыделения от факела 5, газификации ТБО 1 и шлакообразования 10 способствует интенсификации процесса переработки ТБО. Охлажденные газообразные продукты поступают в блок газоочистки 7, после которого с помощью системы отбора 8 газ подается на газоанализатор. Система вытяжной вентиляции 9 обеспечивает разряжение в реакторе до 10 мм водяного столба. Время полного цикла переработки МБО составляет 30 мин. Известно, что для полного разложения диоксинов необходимо выдерживать газ в течении 2 с при температуре не менее 1500 К, обеспечиваемой тепловой мощностью плазменного факела 5. В качестве газифицирующего агента использовался плазмообразующий воздух с расходом 12 кг/ч. Мощность плазмотрона составляла 72 кВт (240 А, 300 В). После прогрева реактора в течении 15 минут через патрубок 2 было последовательно загружено 20 брикетов УСО (табл. 1) общей массой 8 кг. Под воздействием воздушного плазменного факела, среднemasсовая температура в камере достигала 1600 К, органическая часть УСО газифицировалась, а неорганическая часть плавилась и скапливалась в зоне шлакообразования реактора. Полученный синтез-газ через системы охлаждения и очистки непрерывно выводился из установки. Расплавленная минеральная часть УСО удаляется из реактора после выключения плазмотрона и охлаждения реактора.

По результатам экспериментальных исследований плазменной газификации МБО определены режимы работы плазменного реактора, выполнен анализ отходящих газов, получены образцы конденсированных продуктов, отобранных из зоны шлакообразования реактора, и определено остаточное содержание углерода в шлаке. По результатам газового анализа получен следующий состав газа на выходе из блока газоочистки, об.%: CO – 26.5, H<sub>2</sub> – 44.6, N<sub>2</sub> –

28.9. Суммарная концентрация синтез-газа составила 71.1%, что хорошо согласуется с данными термодинамического расчета. Выход синтез-газа согласно расчету при температуре 1600 К составлял 82.4%. Расхождение между экспериментом и расчетом по выходу синтез-газа не превышает 16%. В газообразных и конденсированных продуктах плазменной газификации МБО вредных примесей не выявлено.

#### *Благодарности*

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации по Соглашению о субсидии N14.607.21.0118 (уникальный идентификатор проекта RFMEF160715X0118) и Министерства образования и науки Республики Казахстан (3078/ГФ4 и 0071/ПЦФ).

## **ПЛАЗМЕННАЯ ПЕРЕРАБОТКА БУРОГО УГЛЯ С ПОЛУЧЕНИЕМ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ГАЗА И ЦЕННЫХ КОМПОНЕНТОВ МИНЕРАЛЬНОЙ МАССЫ**

**В.Е. Мессерле<sup>1,2</sup>, А.Б. Устименко<sup>3,4</sup>, К.А. Умбеткалиев<sup>1</sup>, Ц.Ц. Дамбиев<sup>5</sup>**

<sup>1</sup> *Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск, Россия*

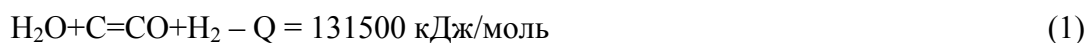
<sup>2</sup> *Институт проблем горения, Алматы, Казахстан*

<sup>3</sup> *НТО Плазмотехника ТОО, Алматы, Казахстан*

<sup>4</sup> *Научно-исследовательский институт экспериментальной и теоретической физики КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан*

<sup>5</sup> *Восточно-Сибирский Государственный Университет Технологий и Управления, Улан-Удэ, Россия*

Мировая энергетика в настоящее время и на обозримую перспективу (до 2100 г.) ориентирована на использование органического топлива, главным образом твердых топлив, доля которых в выработке электроэнергии составляет 40%, а тепловой – 24%. В этой связи разработка плазменной технологии их эффективного и экологически чистого использования является приоритетной задачей в области топливоиспользования. С экологической точки зрения плазменная технология комплексной переработки углей для получения синтез-газа из органической массы угля (ОМУ) и ценных компонентов из минеральной массы угля (ММУ) наиболее перспективна. Ее сущность состоит в нагревании угольной пыли электродуговой плазмой, являющейся окислителем, до температуры полной газификации, при которой ОМУ превращается в экологически чистое топливо - синтез-газ, свободный от частиц золы, оксидов азота и серы. Одновременно происходит восстановление оксидов ММУ углеродом коксового остатка и образование ценных компонентов, таких как технический кремний, ферросилиций, алюминий и карбосилиций [1]. В случае плазменной комплексной переработки угля эндотермический эффект реакции газификации углерода водяным паром



полностью компенсируется энергией электродуговой плазмы. Оксиды минеральной массы угля (ММУ) восстанавливаются до металлов и металлоидов по следующим реакциям:



где – Me – металл или металлоид, содержащийся в ММУ, *n* и *m* – стехиометрические коэффициенты реакций.

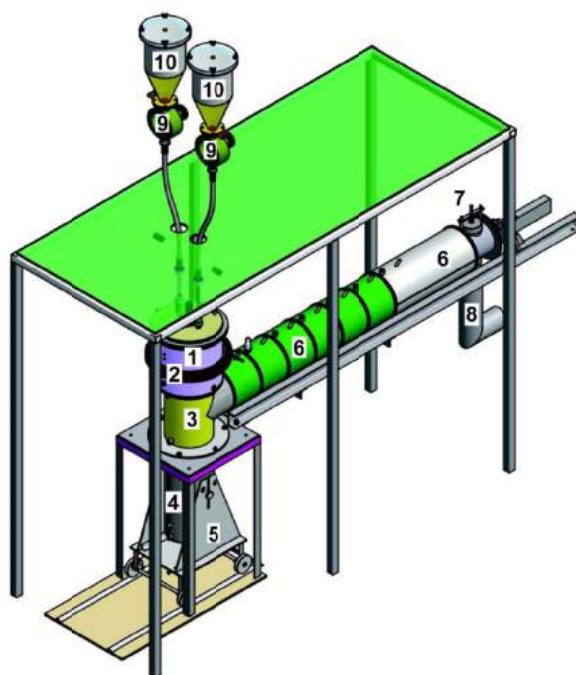
В результате реакции (1) органическая масса угля преобразуется в синтез-газ, а ММУ по реакциям (2) и (3) – в ценные компоненты.

Термодинамический расчет плазменно-паровой комплексной переработки Тургайского бурого угля зольностью 28 % и теплотой сгорания 13180 кДж/кг выполнен по программе TERRA [1] в диапазоне температур 300-4000 К и давлении 0.1 МПа. Газовая фаза продуктов переработки представлена в основном синтез-газом, концентрация которого достигает 99 об.% уже при 1500 К. Концентрация водорода (50 – 60 %) выше концентрации СО (33 – 48 %) во всем диапазоне температур (1000-4000 К). С увеличением температуры концентрация монооксида углерода снижается с 46 % при 1500 К до 35 % при 4000 К. Степень газификации угля достигает 100% при T=1800 К. Большая часть компонентов ММУ начинает переходить из конденсированной фазы в газовую при температуре выше 1500 К и полностью переходят в газовую фазу при температуре выше 2600 К. При температурах, превышающих 3000 К, в газовой фазе присутствуют в основном Si, Al, Ca, Fe, Na и соединения SiO, SiH, AlH и SiS. Удельные энергозатраты на процесс в интервале температур 1000-4000 К монотонно возрастают от 1.1 до 6.6 кВт ч/кг.

Плазменная комплексная переработка углей для получения синтез-газа и ценных компонентов из углей исследовалась на универсальной экспериментальной установке (рис.1), подробно описанной в [2]. Экспериментальная установка предназначена для работы в диапазоне мощности 40-120 кВт, при среднемассовой температуре 1800-3500 К, расходе угольной пыли 3-10 кг/ч и расходе газифицирующего агента (водяного пара) 0.5-10 кг/ч.

На основе сведения материального и теплового балансов были найдены интегральные показатели процесса плазменно-паровой комплексной переработки Тургайского бурого угля. Мощность плазменного реактора составляла 60 кВт при расходах угля и пара 7.1 и 4.5 кг/ч соответственно. При удельных энергозатратах на процесс 5.17 кВт ч/кг среднемассовая температура реагентов достигала 3100 К, выход синтез-газа составил 95.2% (СО-45.8%, H<sub>2</sub>-49.4%), степень газификации угля – 92.3 %, а степень обессеривания – 95.2 %.

Пробы твердого остатка для определения степени восстановления оксидов ММУ отбирались из различных узлов установки. Рентгенофазовый анализ проб показал, что восстановленный материал обнаружен в шлаке и представлен в виде ферросилиция, карбидов кремния и железа. Максимальная степень восстановления оксидов ММУ (47 %) выявлена в шлаке со стенок плазменного реактора в зоне максимальных температур.



1 – плазменный газификатор; 2 – электромагнитная катушка, 3 – камера разделения газа и шлака; 4 – шлакосборник; 5 – подъемник шлакосборника; 6 – секции отбора и охлаждения газа; 7 – предохранительный клапан; 8 – камера вывода газа; 9 – пылепитатель; 10 – бункер пыли.

Рисунок 1 – Установка для плазменной переработки твердого топлива

#### *Благодарности*

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации по Соглашению о субсидии № 14.613.21.0005 (уникальный идентификатор проекта RFMEFI61314X0005) и Министерства образования и науки Республики Казахстан (3078/ГФ4 и 3483/ГФ4).

#### *Литература*

- [1] Мессерле В.Е., Устименко А.Б. Плазмохимические технологии переработки топлив // Известия вузов. Химия и химическая технология. 2012. Т. 55. № 4. С. 30-34.
- [2] 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.



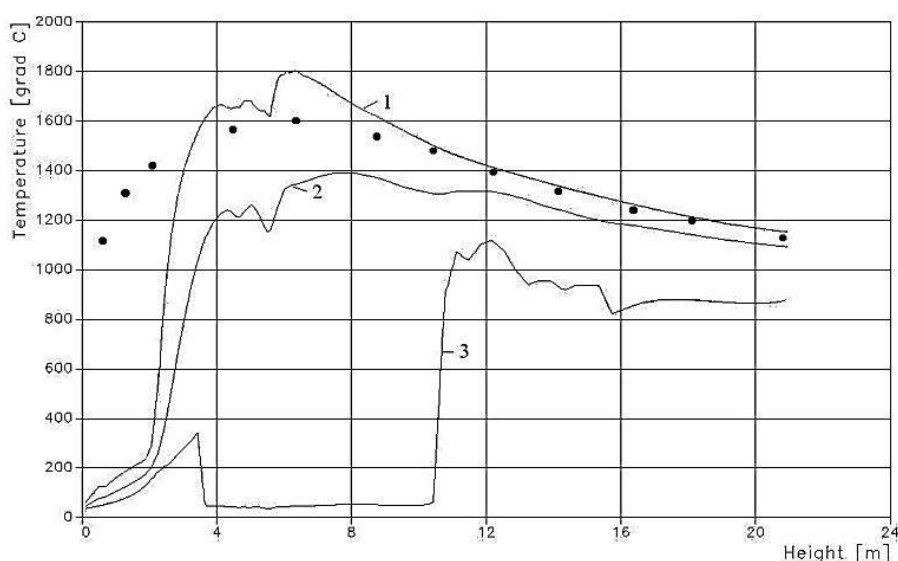
## ИССЛЕДОВАНИЕ И МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК КАМЕРЫ СГОРАНИЯ РЕАЛЬНОГО ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ОБЪЕКТА

А.С.Аскарова, С.А.Болегенова, Х.И.Бейсенов, А.Г.Турбекова

НИИЭТФ, КазНУ имени аль-Фараби, Алматы, Казахстан

Настоящая работа посвящена исследованию тепловых характеристик процесса при горении твердого топлива в пылевидном состоянии в камере сгорания котла БКЗ-160. На рисунках 1-3 приведены результаты 3D численного моделирования и вычислительных экспериментов по определению полей температуры в камере сгорания. Мы видим, что наибольшие изменения в распределении температур наблюдаются в центральной части камеры сгорания в области подачи топливной аэросмеси и окислителя (воздух) через отверстия горелок.

На рисунке 1 приведены распределения максимальных, средних и минимальных в поперечном сечении значений температур по высоте камеры сгорания. Анализ температурных кривых показывает, что в зоне пояса горелок имеются области максимумов и минимумов значений температуры, что можно объяснить технологией сжигания топлива. Максимумы температуры связаны с зоной реакции горения - это ядро пылегазового факела. Здесь же приведены данные натурного эксперимента [1], которые подтверждают правильный ход температурной кривой и неплохое качественное совпадение.



1 - максимальные; 2 - средние; 3 - минимальные в поперечном сечении камеры сгорания значения температуры; линия - расчетные данные; ● - эксперимент

Рисунок 1—Распределение температуры Т по высоте камеры сгорания

Когда топливо и окислитель встречаются происходят воспламенение и химические реакции горения с большим выделением тепла. Здесь же имеем и минимумы значений температуры, которые связаны с низкой температурой топливной аэросмеси и воздуха, поступающих через горелки в камеру сгорания. Эти графики позволяют определить по цветной шкале значения температур в любой точке камеры сгорания и на выходе из нее.

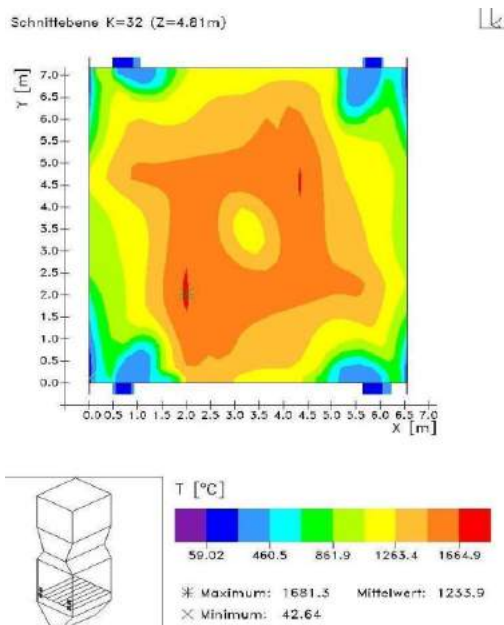


Рисунок 2–Распределение температуры Т в поперечном сечении камеры сгорания в зоне горелок нижнего яруса (h=4.81м)

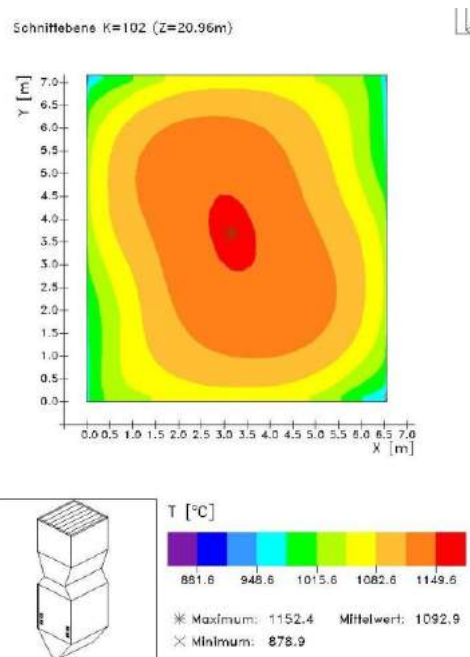


Рисунок 3 – Распределение температуры Т на выходе из камеры сгорания (h=20.96м)

Видно, что в области расположения горелок (рисунок 2) имеем как максимальное значения температур ( $\sim 1681^{\circ}\text{C}$ ), так и минимальное их значение ( $\sim 43^{\circ}\text{C}$ ). На трехмерном графике распределения температуры на выходе из камеры сгорания мы уже не наблюдаем такого сильного различия в значениях температур ( $T_{\text{max}}=1152^{\circ}\text{C}$ ,  $T_{\text{min}}=879^{\circ}\text{C}$ ). При движении к выходу из топки, химические реакции ослабевают, температура падает и на выходе из камеры сгорания ( $k=102$ ,  $h=20,96\text{м}$ ) мы имеем максимальное значение температуры, равное  $1152^{\circ}\text{C}$ , и среднее значение температуры, равное  $1092.9^{\circ}\text{C}$  (рисунок 3), что соответствует измеренным значениям температуры непосредственно на ТЭЦ ( $T_{\text{эсп}}\approx 1200^{\circ}\text{C}$ ).

*Настоящая работа выполнена при финансовой поддержке Комитета науки МОН РК (грант №3481/ГФ4).*

#### Литература

1. Askarova A., Bolegenova S., Bekmukhamet A., Maximov V., Beketayeva M., Ospanova Sh. Gabitova Z.K. Investigation of turbulence characteristics of burning process of the solid fuel in BKZ 420 combustion chamber // WSEAS Transactions on Heat and Mass Transfer, Volume 9, 2014. P. 39-50
2. A. S. Askarova, S. A. Bolegenova, V. Yu. Maximov, A. Bekmukhamet, M.T. Beketayeva and Z. Kh. Gabitova. Computational Method for Investigation of Solid Fuel Combustion in Combustion Chambers of a Heat Power Plant // High temperature. – 2015. - Vol. 53, issue 5. – P. 792-798.

## ПЛАЗМЕННОЕ ВОСПЛАМЕНЕНИЕ ТВЕРДЫХ ТОПЛИВ НА ТЭС КАЗАХСТАНА

В.Е. Мессерле<sup>1,2</sup>, А.Б. Устименко<sup>3,4</sup>, К.А. Умбеткалиев<sup>1</sup>,  
В.Г. Лукьященко<sup>1</sup>, Ц.Ц. Дамбиев<sup>5</sup>

<sup>1</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск, Россия

<sup>2</sup> Институт проблем горения, Алматы, Казахстан

<sup>3</sup> НТО Плазмотехника ТОО, Алматы, Казахстан

<sup>4</sup> Научно-исследовательский институт экспериментальной и теоретической физики КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан

<sup>5</sup> Восточно-Сибирский Государственный Университет Технологий и Управления, Улан-Удэ, Россия

В основе технологии плазменного воспламенения угля и реализующих ее ПТС лежит электротермохимическая подготовка топлива к сжиганию (ЭТХПТ). Суть ЭТХПТ заключается в нагреве плазменным факелом при дефиците кислорода потока пылеугольной смеси в специальной камере до температуры, превышающей температуру самовоспламенения данного угля. При этом происходит практически полный выход летучих и частичное сгорание и/или газификация углерода угля. В результате в топке полученная топливная смесь или высокорекреакционное двухкомпонентное топливо (ВДТ), состоящее из горючего газа и коксового остатка, воспламеняется при смешении с вторичным воздухом и устойчиво горит без использования для стабилизации факела второго вида высокорекреакционного топлива (газа или мазута) даже в холодной топке. Процесс ЭТХПТ осуществляется в ПТС.

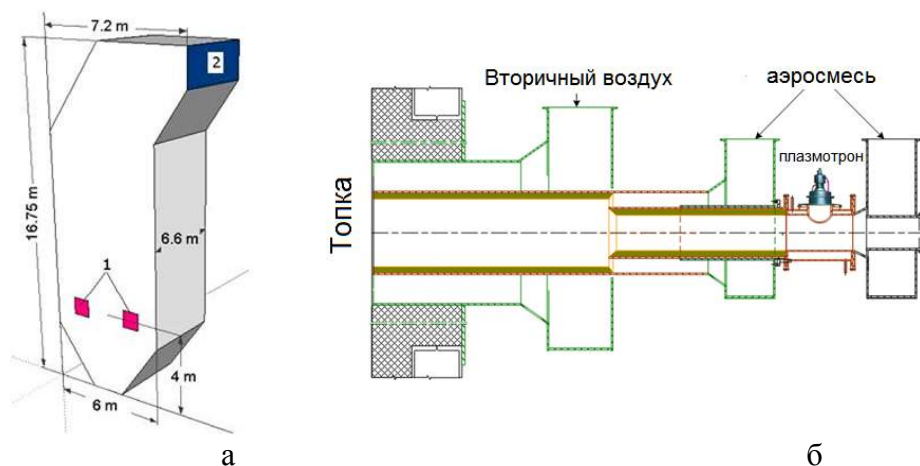


Рис. 1. Общий вид топки котла БКЗ-75 (а) и ПТС (б): 1 – амбразуры для установки пылеугольных горелок, 2 – сечение поворотной камеры котла

Рассмотрим процесс ЭТХПТ на примере оснащенного вихревой ПТС котла БКЗ-75 Шахтинской ТЭЦ (рис. 1). Четыре горелки установлены по две с фронта и с тыла в один ярус (рис. 1 а). В котле сжигается каменный уголь зольностью 30 % с расходом через горелку (или ПТС) 3200 кг/ч. Расход первичного воздуха через горелку – 6400 кг/ч, мощность плазматрона – 200 кВт и длина ПТС (рис. 1 б) – 2,3 м. Численное моделирование процесса ЭТХПТ в ПТС выполнено с помощью одномерной математической модели Plasma-Coal. Результаты расчетов по модели позволили определить геометрические размеры ПТС, необходимую мощность плазматрона, температуру, скорость и состав продуктов ЭТХПТ (табл. 1). Они использовались в качестве начальных условий для трехмерного численного моделирования горения ВДТ в топке котла БКЗ-75 с использованием программы CinarICE. Результаты 3D моделирования показали, что при работающей ПТС воспламенение пылеугольного факела на-

чинается раньше, фронт горения смещается к месту установки ПТС в топке котла, что приводит к снижению температуры отходящих газов, концентрации в них оксидов азота и мех-недожога топлива, по сравнению с традиционным режимом сжигания угля без плазменной активации горения. По результатам моделирования котла БКЗ-75 выполнен проект его оснащения ПТС для безмазутной растопки и стабилизации горения пылеугольного факела.

Котел ЦКТИ-75 Усть-Каменогорской ТЭЦ оснащен тремя основными турбулентными пылеугольными горелками и двумя растопочными муфельными горелками, в которые были встроены ПТС. На котле сжигался Кузнецкий каменный уголь зольностью 17,7 % и теплотой сгорания 4878 ккал/кг. Расход угольной пыли через каждую ПТС составлял 1,5 т/ч, а первичного воздуха – 2,6 т/ч. Расход угольной пыли через основные горелки составлял 11,5 т/ч. Мощность плазмотрона варьировалась от 60 до 70 кВт, а его тепловой КПД составлял 85–86 %. Температура факела ВДГ на выходе из ПТС изменялась в интервале 1040-1240<sup>0</sup>С. Относительные энергозатраты на плазмотрон составляли 0,5 – 0,7 % от тепловой мощности муфельной горелки, концентрация NO<sub>x</sub> на выходе из ПТС не превышала 20 мг/нм<sup>3</sup> при выходе синтез-газа (СО+Н<sub>2</sub>) более 60 %. Через 35 мин. работы плазмотрона был достигнут стационарный тепловой режим муфельной горелки, после чего плазмотроны были отключены и горение факелов поддерживалось разогретыми муфелями. Длина факелов, выходящих из муфельных горелок достигала 3 м. Безмазутная растопка котла продолжалась 3,25 ч, после чего котел был подключен к главному паропроводу ТЭЦ.

Таблица 1 - Состав продуктов ЭТХПТ

Состав газовой фазы (об.% и кг/ч)								A <sup>c</sup> ,	C <sup>c</sup> ,
H <sub>2</sub>	CO	CH <sub>4</sub>	C <sub>6</sub> H <sub>6</sub>	CO <sub>2</sub>	H <sub>2</sub> O	N <sub>2</sub>	O <sub>2</sub>	кг/ч	кг/ч
14.2	18.4	0.3	0.6	6.8	2.9	56.4	0.3	1123.2	816.0
88.5	1599.0	14.0	133.8	931.2	162.8	4911	31.0		
Температура газа (°С)			Температура частиц (°С)			Скорость потока (м/с)			
1000			1000			189.4			

Котел БКЗ-160 Алматинской ТЭЦ-3 оборудован четырьмя блоками двухъярусных щелевых пылеугольных горелок. Расход Экибастузского угля зольностью 45 % и теплотой сгорания 3800 ккал/кг составлял 4 т/ч через каждую горелку. Две ПТС с плазмотронами мощностью 120-140 кВт были установлены в нижнем ярусе горелок по диагонали. Воспламенение факелов в топке наблюдалось через 2-3 секунды после подачи угольной пыли с расходом до 3 т/ч через каждую ПТС. Температура пылеугольного факела на выходе из ПТС достигала 1200-1300 °С, а его длина - 5-6 м. При этих параметрах наблюдалось образование ядра факела ярко желтого цвета в центре топке. Через 3,5 часа от начала растопки параметры котла достигли рабочих значений, и он был подключен к главному паропроводу. Относительные затраты электроэнергии на плазмотроны составили менее 1,4 %.

Котел БКЗ-420 паропроизводительностью 420 т/ч Алматинской ТЭЦ-2 оснащен 6 пылеугольными вихревыми горелками. Двухпоточные как по первичному, так и по вторичному воздуху горелки расположены с фронта котла в два яруса. Номинальный расход Экибастузского угля зольностью 40 % и теплотой сгорания 4000 ккал/кг составляет 11 т/ч через горелку. 3 ПТС устанавливались треугольником вверх вместо основных горелок.

Был получен устойчивый пылеугольный факел от ПТС в холодной топке. По достижению необходимой концентрации пыли в аэросмеси наблюдалось воспламенение пылеугольного факела на выходе из ПТС. Сразу после воспламенения измеренная температура факелов составляла 700-800 °С, повышаясь до 1050-1070<sup>0</sup>С. В начале воспламенения наблюдались пульсации горящих факелов в топке, стабилизирующихся по мере ее прогрева и подачи 30-40 % вторичного воздуха на горелки № 2, 4, 6. Скорость повышения температуры горячего воздуха составляла около 1,5 град./мин, что соответствует таковой при мазутной растопке. Моделирование и испытания ПТС на действующих пылеугольных котлах ТЭС подтвер-

дили техническую реализуемость, экологическую и энергетическую эффективность безмазутной растопки котлов и стабилизации горения пылеугольного факела с использованием ПТС.

#### *Благодарности*

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации по Соглашению о субсидии № 14.613.21.0005 (уникальный идентификатор проекта RFMEFI61314X0005) и Министерства образования и науки Республики Казахстан (3078/ГФ4 и 3483/ГФ4).

## **INFRARED SPECTROSCOPY OF ETHANOL FORMED BY ITS RECONDENSATION FROM NITROGEN CRYOMATRIX**

**A. Aldiyarov, B. Rakhat, A. Baurzhan**

*Al-Farabi Kazakh National University, Thermal physics and technical physics*

The unique properties have long solid ethanol they are the object of scientific attention commands from different countries. Without paying deep attention on such groups' studies, we go on the main articles. At the same time, we note that most of the work were conducted 20-30 years ago devoted to the study of solid ethanol are obtained by ultra-rapid cooling (quenching) of the liquid phase. This fact was noted by us earlier and provided us the impetus for comprehensive studies of the properties of thin films of solid ethanol obtained during cryovacuum condensation from the gas phase on substrates with different temperatures cryoprecipitated. In recent years, the majority of our study consist of cryomatrix ethanol with condensing gas, in particular, ethanol condensed species with nitrogen. Our main objective is not to study ethanol molecules, the goal is to deeply study the process of building ethanol molecules cluster during the condensation with the matrix gas. The processes of formation and the properties of ethanol recondensates formed from the nitrogen cryomatrix during nitrogen evaporation were studied. The methanol molecules in the process of condensation with nitrogen form matrix-isolated polyaggregates. The evaporation of the nitrogen matrix at 35K is accompanied by the process of recondensation of ethanol from the matrix onto a substrate. When temperature increases, nitrogen evaporates, so the question is what properties should be shown when implementation of ethanol with low temperature in a nitrogen matrix. Which properties appear in the formation phase?

*This work was financially supported by the Ministry of Education and Science of the Republic of Kazakhstan, grant ЭП5-2015.*

1. M. Oki and H. Iwamura, Bull. Chem. Soc. Jpn. 32, 950 (1959).
- 2 O. Haida, H. Suga, and S. Seki, J. Chem. Thermodyn. 9, 1133 (1977).
3. A. Aldiyarov, S. Kadylbek, S. Zhumabayeva. // KazNU Bulletin. Physics series. №1 (48). 2014, p. 4.

## **ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СЖИГАНИЯ ЭКИБАСТУЗСКОГО УГЛЯ РАЗЛИЧНОЙ ВЛАЖНОСТИ В ТОПКЕ РЕАЛЬНОГО КОТЛА ПК-39**

**А.С. Аскарова, С.А. Болегенова, З.Х. Габитова, А.Б. Ергалиева**

*НИИЭТФ, КазНУ имени аль-Фараби, Алматы, Казахстан*

Теплоэнергетика Республики Казахстан ориентирована на использование угля в качестве источника вырабатываемой энергии. Уголь является одним из самых распространенных в Казахстане природных ископаемых. Его добыча осуществляется в основном открытым способом, что делает данный вид твердого топлива самым дешевым, но при этом низкосортным (высокое содержание зольности) в нашей стране источником энергии.

Использование угля по сравнению с применением жидкого или газообразного топлива не требует герметичных высоконапорных перекачивающих и подающих систем и резервуаров (хранение и подача угля на сжигание – менее взрывопожароопасная операция, чем аналогичные процессы с жидким и газообразным топливом) и вместе с тем имеет самую высокую калорийность горючей части. Однако повышению спроса на твердое топливо сопутствует необходимость уменьшения выбросов в атмосферу загрязняющих веществ и повышение эффективности процесса сжигания топлива.

Значительный интерес для энергетической отрасли в области снижения антропогенного воздействия на окружающую среду представляют фундаментальные исследования в области горения, разработки новых и совершенствования существующих технологических процессов по улучшению процессов сжигания низкосортных твердых топлив и применению альтернативных видов топлив. Это позволит обеспечить снижение выбросов в атмосферу загрязняющих веществ и одновременно улучшить основные показатели ТЭЦ.

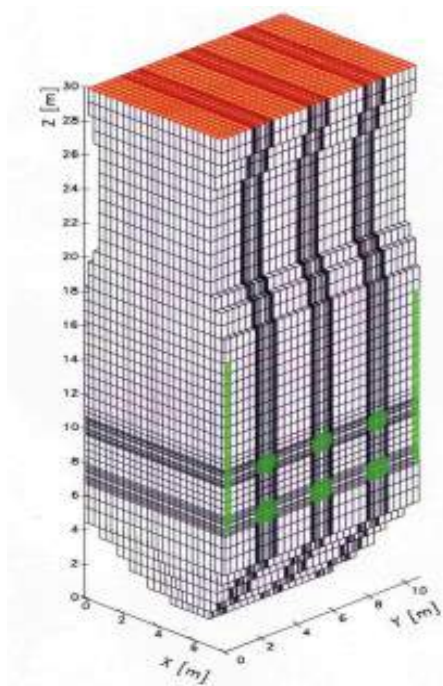
Незаменимым эффективным методом теоретического исследования течений химически реагирующих сред является численное моделирование. Этот подход в настоящее время интенсивно развивается во многих странах: строятся усовершенствованные модели, конструируются новые численные алгоритмы, проводятся разнообразные вычислительные эксперименты. Численное моделирование может быть использовано для предсказания и изучения поведения сложных физических систем. Для того чтобы дать количественно правильные предсказания, моделирование должно описать как отдельные процессы, действующие в системе, так и их взаимодействие.

В данной работе численное моделирование проводилось с помощью пакета прикладных программ FLOREAN на основе трехмерных уравнений конвективного тепло- и массопереноса для предсказания влияния влажности угля на общую работу топочной камеры и формирование продуктов сгорания. Этот пакет программ был использован для основы численных исследований и был дополнен новой компьютерной программой GEOM, которая пишется всегда при выборе нового объекта исследования (топочная камера), с учетом геометрии, размеров горелочных устройств, их формы и расположением в пространстве камеры сгорания.

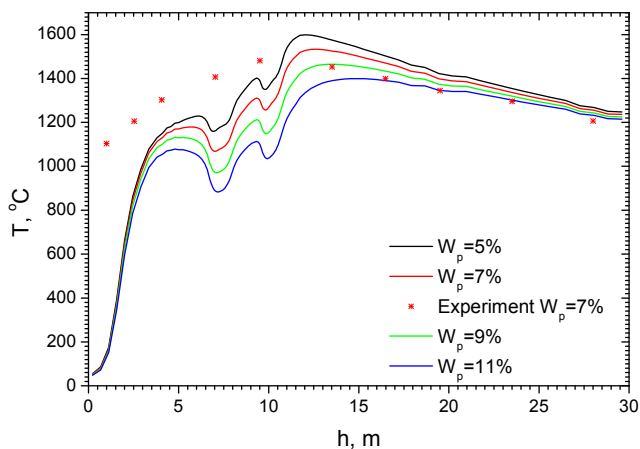
В данной компьютерной программе учитываются все характеристики сложного реального физико-химического процесса в выбранном объекте исследования и задаются граничные условия для решения выбранной задачи исследования, адекватно отражающие этот процесс.

В данной работе представлены результаты численного моделирования по исследованию влияния влажности ( $W^p=5\div 11\%$ ) сжигаемого Экибастузского угля на процессы тепло-массопереноса. В качестве объекта исследований была выбрана топочная камера реального промышленного парового котла ПК-39, установленного на Аксуской ГРЭС (Казахстан) с

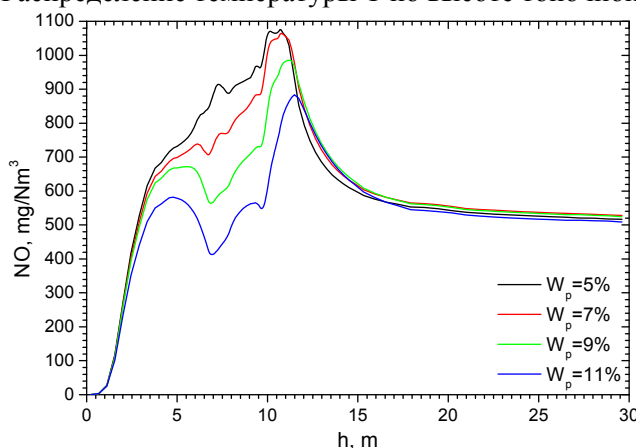
размерами 7,762м\*10,76м\*29,985м. Камера сгорания котла оснащена 12 вихревыми трехканальными пылеугольными горелками, расположенными на 2 ярусах встречно.



Камера сгорания котла ПК-39



Распределение температуры T по высоте топочной камеры



Распределение концентрации NO по высоте топочной камеры

В результате проведенных исследований были рассчитаны поля температуры, концентрации оксидов углерода и оксида азота. Представлены графики распределения характеристик по высоте топочной камеры и в различных сечениях. Показано, что увеличение влажности топлива ведет к уменьшению средней температуры и концентрации двуокиси углерода  $CO_2$  в топочной камере, а также к уменьшению концентрации окиси углерода  $CO$  в области активного горения.

С уменьшением содержания влаги в угле максимум концентрации  $CO$  возрастает и смещается к области расположения горелок. К выходу из топочного пространства концентрация окиси углерода уменьшается. Также показано, что увеличение влажности угля приводит к уменьшению концентрации  $NO$  в центральной части топочной камеры. Наибольшие различия в результатах вычислительного и натурального экспериментов наблюдаются в области воспламенения горючей смеси. Значения концентраций  $CO$ ,  $CO_2$  и  $NO$ , которые являются основными веществами загрязняющими атмосферу, на выходе из топочного пространства не превышают норм ПДК, принятых в Республике Казахстан.

*Настоящая работа выполнена при финансовой поддержке Комитета науки МОН РК (грант №3481/ГФ4).*

## MODERN CONCEPTS OF SCIENTIFIC INVESTIGATIONS IN THE FIELD OF PROTECTION OF ENVIRONMENT WHICH REALIZED IN KAZAKHSTAN

**N.Mazhrenova, A. Nugymanova**

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

Regulation of the quality of the environment must ensure environmental safety of the population and the preservation of the gene pool, to ensure rational use and reproduction of natural resources in the context of sustainable development of economic activities.

Environmental regulation is one of the most effective means of environmental protection and rational use of natural resources [1]. The permissible load on the ecosystem is regulated and the boundaries of the impact of economic activity on the environment are established with it.

As a general and informative indicator of air pollution is a comprehensive pollution index (CPI) - complex index of annual average atmospheric pollution. Its quantitative ranking by the class of state of the atmosphere is shown in table 1.

Table 1

Indicators	Classes of ecological status of the atmosphere			
	Rates (N)	risk (R)	crisis (K)	Disasters (D)
Levels of air pollution	<5	5-8	8-15	>15

Air pollution in the city of Almaty is an acute environmental problem, which is complicated by the geographic and climatic conditions. For the study of air pollution in the city estimates of the content of harmful substances in the atmosphere of the city were analyzed. Accounts for air pollution in the city Almaty are lead with 5 types of pollutants.

By the program “Era-Air” the maximum one-time emissions and surface concentration for enterprise TPP-2 of Almaty that burn high-ash Ekibastuz coal were calculated. The installed power capacity of TPP-2 -510 megawatt, thermal capacity - 1176 Gcal/h.

Basic characteristics of Ekibastuz coal, which is burnt at TPP-2, are shown in Table 2.

Software package of “Era-Air” is devoted to a wide range of problems in the field of air associated with the calculations of air pollution.

Using the program in the work single emission ash, oxides of sulfur, carbon, nitrogen, which formed from the combustion of Ekibastuz coal, characteristics, which are listed above, with the height of the chimney 120 meters were calculated. The calculation results are shown in Table 3. According to our calculations, during the burning of high-ash coal, the maximum amount of one-off emissions from a point source exceed at 10 times the maximum single concentration, therefore, the average daily concentration will also be significantly higher than the maximum permissible concentration.

As can be seen from the calculation, the maximum surface concentration of greenhouse gases exceeds the average daily concentration. It was found that the burning of Ekibastuz coal emits large amounts of pollutants, the concentration of which exceeds the maximum single and daily average concentration of impurities, on average, 2 times the permissible limit values of maximum permissible concentration. This leads to an increase in complex index of air pollution of the city of Almaty, which is higher than officially known air pollution index is 12. CPI normally should not exceed 5. The calculated figure shows the complex exceeded air pollution of the city of Almaty in 2 times

In this regard, our work provides a new way to reduce greenhouse gas emissions on the atmosphere. Different ways of disposing of greenhouse gases contained in industrial emissions widely used in practice. However, it may be appropriate to reduce emissions by improving the quality of fuel burned, increase the efficiency of its combustion. To modify the Ekibastuz coal quality in our



work, we conducted research on the effect of electron beam processing on the physical and chemical properties of coal, increasing the efficiency of its combustion in order to reduce emissions

We studied the impact of the accelerated electron beam on the structure of coal. Experiments on radiation processing of coal were carried out on an electron accelerator ILU-8. Accelerator generate electrons with an energy of 1.3 MeV, power of dose vary from 0.19 to 0.33 Mrad/s, the total dose of absorption - from 10 to 200 Mrad/s, the total dose of uptake - from 10 to 200Mrad. The temperature of the coal layer thickness of 7 mm was monitored using a thermocouple and maintained in the range 60-70 and 250-260°C.

Preliminary electron beam processing of coal results in lower emissions reduces the amount of ash and reduces the maximum one-time emissions (table 2-3) at least from 0.6% to 9% for the different greenhouse gases.

Table 2

Fuel	humidity $W_p$ %	volatility, $V_{daf}$ %	ifur, $S_d$ %	ash content, $A_d$ %	carbohydrates, $C_{daf}$ %	hydrogen, $H_{daf}$ %	nitrogen, $N_{daf}$ %	oxygen, $O_{daf}$ %	combustion heat, $Q_p$ MJ / kg
no exposure	8.43	28	0.7	43	43.3	2.64	0.79	6.07	16.83
radiation	6.41	26	0.5	39	45	3.1	0.7	7.2	16.5

Results of calculation of the maximum single-emission (by the program “Era”) are shown in Table 3.

Table 3

Fuel	Maximum one-time emissions, g/s			
	Ash	sulfur dioxide SO <sub>2</sub>	nitrogen oxides NO	carbon monoxide M <sub>CO</sub>
no exposure	57.91	12.6	3	16
radiation	52.6	9	3.08	15

In view of the above, results, which obtained in this study may help to solve the problems associated with the implementation of Kazakhstan's commitment to reduce air pollution, the development of green economy.

Conducting pilot tests of the electron beam by a point is necessary for the widespread introduction of the proposed method directed to modification of fuel, improving the quality of the environment. Industrial electron accelerator ILU-8 capacity of 95 kilowatts works in the industrial park of Almaty, which has high performance and can be used technologically complex by electron beam processing of different materials.

References

1. V.Zykov, Chernyshev V. Introduction to environmental metrology and environmental valuation: Method Manual. –People's Friendship University, from 2003-24p.
2. Mazhrenova N.// KSU Series Environmental №1, 1996.,71-79pp.
3. Mazhrenova N. // J.Radiat.Phys. Chem. 1995, Vol. 46, №4-6, 1401-1404 pp.
4. Serikov E. Thermal energy systems and energy use in the industrial process heat production. Study benefit.- Almaty AIPET 2006p.
5. Ryzhkin V. Thermal power plants, -M:Energy,1987 – 328p.
6. Askarova A., Mazhrenova N. Environmental problems of the energy sector of Kazakhstan and unconventional ways of solving them Almaty: Kazakh University, 1997 - 202p.

## **ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНЫХ СТРУЙ И ИЗУЧЕНИЕ ДАЛЬНОБОЙНОСТИ КРУПНОМАСШТАБНЫХ ВИХРЕЙ**

**Г.Толеуов, М.С.Исатаев, А. Тугелбаева, Б. Разкул, Д. Бабашева**

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

Необходимость экспериментальных исследований возникает в связи с недостаточной изученностью начального и переходного участков свободных трехмерных струй и струй, ограниченных торцовыми стенками [1-6]. Имеющиеся опытные данные не позволяют раскрыть полную картину течений и вихревых структур, образующихся в таких струях, в широком диапазоне геометрических и режимных параметров и требуют более глубокого изучения.

Для проведения опыта использовалась экспериментальная установка, оснащенная термоанемометрической аппаратурой и приборами, позволяющими измерять все основные характеристики течения, а также наблюдать и фотографировать теньевую картину вихревого движения в исследуемой области.

В работе излагаются результаты экспериментального исследования продольных вихрей, существенно влияющих на структуру турбулентности, аэродинамику осредненного и пульсационного движения и процессу теплопереноса. Также, предпринята попытка, сформулировать на основе анализа полученных экспериментальных результатов принципы построения теории турбулентного теплопереноса, учитывающей динамику структурных элементов турбулентности.

Разработана методика визуального и количественного изучения тонкой структуры продольных вихрей, образующихся в начальном участке струи. На основе разработанной методики исследована бифуркация образования поперечных и продольных крупномасштабных вихрей.

Приводятся данные по изучению влияния кольцевых крупномасштабных вихрей на осредненные аэродинамические и тепловые характеристики струи.

Результаты, полученные по изучению структуры турбулентности и теплопереноса в сложных струйных течениях, дадут возможность для совершенствования теплообменных устройств, предназначенных для эффективного охлаждения и защиты обтекаемых поверхностей от воздействия высокотемпературных потоков, позволят совершенствовать технологические процессы и оборудование в химической технологии.

Одной из проблем ветроэлектростанций является обмерзание лопастей ветроустановок в зимнее время года. В связи с этим наши результаты экспериментальных исследований аэродинамики и теплообмена при струйном обтекании поверхностей лопастей пристенным струйным потоком могут быть использованы в защите ветроустановок от обмерзания в зимнее время года, и принести существенный экономический эффект.

В настоящее время установлено, что при высокой степени поджатия сопла на выходе из сопла практически всегда получается ламинарное течение. После выхода из сопла в свободной границе смещения потока течение неустойчиво и образуются когерентные дискретные вихри, в процессе дальнейшего развития которых устанавливается развитое турбулентное течение струи. До последнего времени считалось, что в результате взаимодействия друг с другом и благодаря силам трения первоначальные вихри распадаются на более мелкие. Число их непрерывно растет и в конечном итоге устанавливается развитое турбулентное течение с мелкомасштабными вихрями с частотами намного большими, чем частоты первоначально образовавшихся вихрей.

Однако результаты исследований последних лет показали, что это не совсем верно. Было установлено, что в струйных течениях первоначально возникшие вихри не могут распадаться на более мелкие, а попарно взаимодействуя друг с другом и сливаясь образуют боль-

шой конгломерат вихрей который может состоять из 10 и более первичных вихрей, сохраняющих свою индивидуальность в составе конгломерата до расстояний более 100 калибров по направлению течения. Экспериментально нами доказано, что максимальная частота турбулентных пульсаций не превышает частоту первичных крупномасштабных вихрей, образованных на начальном участке струйного течения. Экспериментальными исследованиями авторов последних лет впервые показано несколько вариантов развития вихревой структуры струйного течения, которые существенно влияют на аэродинамику и теплообмен течений. Учитывая изложенные факты, возникла задача о более широком изучении развития турбулентности в свободных струях и пограничном слое.

В связи с этим будут установлены основные закономерности развития крупномасштабных вихрей и их влияния на осредненное поле скорости и температуры струи, истекающей из сопла прямоугольного сечения, как с ограниченной торцовыми пластинами, так и без ограничивающих стенок в широком диапазоне изменения геометрических и режимных параметров.

*Работа выполнена в рамках научной темы «3096/ГФ4-Исследование проблем теплопереноса и тепломассообмена в сложных струйных течениях», входящей в программу «Грантовое финансирование научных исследований» МОН РК.*

#### Литература

1 С.И.Исатаев, С.Б.Тарасов, М.С.Исатаев. Изучение визуальной картины и развитие вихревой структуры плоской свободной струи, ограниченной торцовыми стенками. 5-я Международная научная конференция «Хаос и структуры в нелинейных системах. Теория и эксперимент». г.Астана, 15-17 июня 2006 г. – С.105-110.

2 С.И.Исатаев, Г.Толлеуов, М.С.Исатаев. Экспериментальное исследование начального и переходного участков трехмерных струй. 2-я Международная научная конференция «Проблемы современной механики». г.Алматы, 7-8 сентября 2006 г. – С.122.

3 С.И.Исатаев, Г.Толлеуов, М.С.Исатаев. Исследование средних динамических и тепловых характеристик турбулентной струи. 7-я Международная научная конференция «Хаос и структуры в нелинейных системах. Теория и эксперимент». –Караганда, 2010. – С.256-261

4 Исатаев М.С. Влияние крупномасштабных вихрей на профили скорости и температуры свободной струи, истекающей из прямоугольного сопла // Вестник Алматинского государственного университета им. Абая. Серия физико-математическая. –2003. - № 1(7). – С. 156-158.

5 S. Isataev, G. Toleuov, M. Isataev, Sh. Ospanova and Sh. Bolysbekova. Impact of Frictional Resistance of End Plates on Flat Jet Attenuation. Journal of Engineering and Applied Sciences, 10: 76-79. 2015.

6 С.И. Исатаев, Г. Толлеуов, Исатаев М.С., Ш.А. Болысбекова. Экспериментальное исследование трехмерных турбулентных струй, истекающих из сопла с прямоугольным выходным сечением // Инженерно-физический журнал. -Т. 89, № 2. –Минск, 2016. – С. 383-387.

## ТЕМПЕРАТУРА ПЛАВЛЕНИЯ И РЕКРИСТАЛЛИЗАЦИИ ЛЕГИРОВАННЫХ СТАЛЬНЫХ ПОКРЫТИЙ

С.А. Гученко<sup>1</sup>, А.Ш. Сыздыкова<sup>2</sup>, А.Р. Аулбаева<sup>2</sup>, А.Ш. Нускабекова<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Карагандинский государственный университет им. Е.А. Букетова, г. Караганда, Казахстан, e-mail: [guchen@mail.ru](mailto:guchen@mail.ru)

<sup>2</sup>Карагандинский государственный технический университет, г. Караганда, Казахстан

Температуры плавления и затвердевания стали зависят от ее состава. Как правило, при расчете  $T_L$  и  $T_S$  делают допущение об аддитивности влияния легирующих и примесей на значения этих величин. Следует подчеркнуть, что величина  $T_S$  не представляет практического интереса, так как в процессе кристаллизации происходит значимое перераспределение элементов между жидкой и твердой фазой, в результате которого жидкость обогащается ликвидами, прежде всего углеродом, серой и фосфором (чем определяется способность элементов к ликвиции).

Влияние изменения концентрации каждого химического элемента на снижение температуры плавления железа может быть также учтено описанием линии ликвидус с помощью полинома второго порядка или вписыванием ломаной линии в кривую значений температуры ликвидус. Одним из наиболее вероятных путей улучшения известных способов определения  $T_L$  может быть учет в расчетах взаимодействия между химическими элементами при их влиянии на снижение температуры ликвидус. Такие способы, основанные на законах термодинамики растворов, известны, однако их применение в настоящее время затруднительно не только из-за более сложных математических выражений, для использования которых необходимо привлечение ЭВМ, но также и из-за недостаточной методической проработки этих методов.

Не менее эффективным путем уточнения расчетных формул может быть их корректировка для условий конкретного сталеплавильного цеха при создании значительной базы практических данных, полученных при измерении температуры ликвидус стали, выплавляемой в этом цехе.

Используя результаты экспериментального определения поверхностного натяжения многоэлементных покрытий и результаты расчета этой величины по данным элементного анализа и по данным о поверхностном натяжении чистых металлов [1] можно показать, что усредненная величина поверхностного натяжения есть величина аддитивная. В этом случае температуру плавления покрытия можно оценить по формуле (табл. 1 и 2):

$$T_{пл} = 1,4 \cdot 10^3 \cdot \sigma \text{ (К)}.$$

Таблица 1 - Температура плавления многоэлементных покрытий, полученных в среде аргона

Покрытие	T, К	Покрытие	T, К
12X18H10T+Zr	1358	12X18H10T+Zn-Al	1537
12X18H10T+Zn-Cu-Al	1530	12X18H10T+Al	1602
12X18H10T+Fe-Al	1809	12X18H10T+Cu	2023

Таблица 2 - Температура плавления многоэлементных покрытий, полученных в среде азота

Покрытие	T, К	Покрытие	T, К
12X18H10T+Zr	1259	12X18H10T+Zn-Al	1098
12X18H10T+Zn-Cu-Al	1042	12X18H10T+Al	1121
12X18H10T+Fe-Al	1448	12X18H10T+Cu	1445

Как следует из таблиц 1 и 2, температура плавления покрытий, полученных в среде аргона ниже, чем температура плавления покрытий, полученных в среде азота.

Температура плавления сталей зависит от их химического состава, но лежит в пределах (1450-1520) К. Как видно из таблиц 1 и 2, покрытия 12X18H10T+Al, 12X18H10T+Fe-Al и 12X18H10T+Cu, полученные в среде аргона, по температуре плавления значительно превосходят все стали.

Температуру рекристаллизации оценивают по формуле  $T_p = K \cdot T_{пл}$ , и соответствующие результаты для исследованных покрытий представлены в табл. 3 и 4.

Таблица 3 - Температура рекристаллизации многоэлементных покрытий, полученных в среде аргона

Покрытие	T, К	Покрытие	T, К
12X18H10T+Zr	951	12X18H10T+Zn-Al	1076
12X18H10T+Zn-Cu-Al	1071	12X18H10T+Al	1121
12X18H10T+Fe-Al	1266	12X18H10T+Cu	1416

Таблица 4 - Температура рекристаллизации многоэлементных покрытий, полученных в среде азота

Покрытие	T, К	Покрытие	T, К
12X18H10T+Zr	881	12X18H10T+Zn-Al	1098
12X18H10T+Zn-Cu-Al	729	12X18H10T+Al	769
12X18H10T+Fe-Al	1014	12X18H10T+Cu	1012

Температура начала рекристаллизации стали 45, на которую наносились исследованные покрытия, составляет 1023 К. Как видно из таблиц 3 и 4 покрытия 12X18H10T+Al, 12X18H10T+Fe-Al и 12X18H10T+Cu, полученные в среде аргона, имеют более высокие температуры рекристаллизации, чем сталь 45. Это означает, что последние могут быть использованы как жаропрочные покрытия на детали из стали 45 и другие.

#### Литература

1. Yurov V.M. Superficial tension of pure metals //Eurasian Physical Technical journal, 2011. - Vol. 8. - № 1(15). - P. 10-14.

## ПРИБОР ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ОКСИДА ЖЕЛЕЗА В УГОЛЬНОМ ВЕЩЕСТВЕ

Я.Ж. Байсагов<sup>1</sup>, В.С. Портнов<sup>2</sup>, В.М. Юров<sup>1</sup>, И.С. Голубев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Карагандинский государственный университет им. Е.А. Букетова, г. Караганда, Казахстан, e-mail: [yanis256@gmail.com](mailto:yanis256@gmail.com)

<sup>2</sup>Карагандинский государственный технический университет, г. Караганда, Казахстан

Предпосылкой для разработки прибора для определения оксида железа в угольном веществе методом магнитной восприимчивости (далее - ПИКОЖ-1) послужила работа [1].

Для измерения экстремально малых значений магнитной восприимчивости с высокой точностью необходимо учесть множество факторов, влияющих на точность измерения. Образец, магнитную восприимчивость которого нужно измерит, помещают в катушку индуктивности, при этом индуктивность обмотки изменяется пропорционально магнитной восприимчивости образца.

Для измерения малых изменений индуктивности применен мостовой метод. Для его реализации в приборе используются две одинаковые катушки индуктивности, в одну из которых помещается образец. На эти катушки индуктивности намотаны одинаковые вторичные катушки, которые предназначены для съема напряжения катушек индуктивности. Вторичные обмотки соединены последовательно и противофазно, это приводит к тому, что напряжения на них взаимно компенсируется. Эквивалентная схема измерительного узла приведена на рисунке 1.

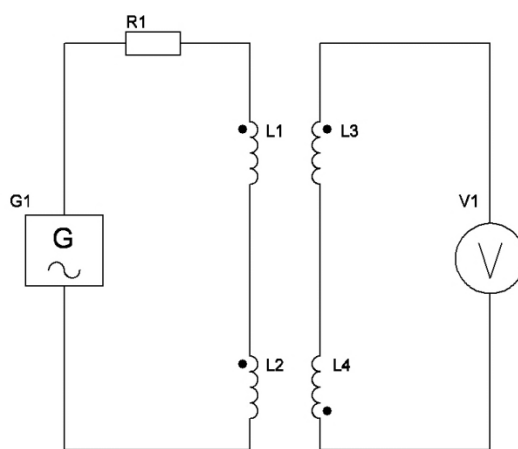


Рисунок 1 - Эквивалентная схема измерительного узла

В данной схеме генератор G1 возбуждает переменный электрический ток синусоидальной формы в контуре G1,R1,L1,L2. В данной схеме резистор R1 отображает суммарное активное сопротивление провода обмоток L1 и L2. По второму закону Кирхгофа:

$$U_{G1} = IR1 + Ij\omega L1 + Ij\omega L2,$$

где  $\omega$  - угловая частота переменного тока, I – значение тока в цепи первичных обмоток. Напряжения на вторичных обмотках:

$$U_{L3} = Ij\omega L_1 k$$

$$U_{L4} = Ij\omega L_2 k$$

где  $k$  – коэффициент трансформации.

В результате полезный сигнал рассогласования будет:

$$\Delta U = Ij\omega L_1 k - Ij\omega L_2 k = Ij\omega k(L_1 - L_2)$$

Из данной формулы следует, что напряжение рассогласования зависит от разности индуктивностей измерительной и образцовой катушек, но не зависит от величины активного сопротивления обмотки, что позволяет избежать проблем, связанных с зависимостью сопротивления провода катушки от температуры.

В связи с тем, что относительная величина изменения индуктивности катушек при внесении образца чрезвычайно мала, измерение полезного сигнала рассогласования представляется сложной задачей. Дополнительные сложности вносит невозможность полной компенсации напряжений вторичных обмоток, что связано с тем что эти напряжения рассогласованы как по амплитуде, так и по фазе, что связано, по-видимому, с влиянием межвитковой и межобмоточной емкости. Для решения данной задачи было решено отказаться от точной компенсации напряжений и применения нуль-индикатора, вместо этого производится оцифровка сигнала рассогласования при помощи высокоточного аналого-цифрового преобразователя. Блок схема узла обработки сигнала рассогласования показана на рисунке 2.

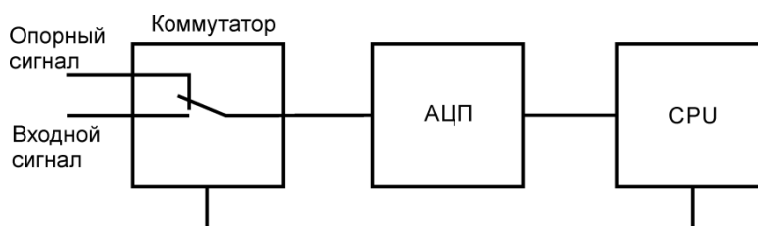


Рисунок 2 - . Блок схема узла обработки сигнала рассогласования

Входной сигнал рассогласования и опорный сигналы подаются на вход АЦП через коммутатор. Оцифрованные выборки входного сигнала в цифровом виде поступают на центральный процессор (CPU) для их обработки.

Алгоритм цифровой обработки на первом этапе умножает входной и опорный сигналы на комплексную синусоиду той же частоты, в результате чего получает вектора комплексных амплитуд входного и опорного сигналов. После этого производится нормализация вектора входного сигнала по вектору опорного сигнала. В результате этого получают значения амплитуды и фазы сигнала рассогласования. В дальнейшем операции с сигналами проводятся в векторной форме: сначала из вектора сигнала рассогласования вычитается вектор, полученный при тарировании прибора (отсутствии образца), а затем вычисляется проекция вектора сигнала рассогласования на калибровочный вектор. Полученное скалярное значение пропорционально магнитной восприимчивости исследуемого образца.

#### Литература

1. Портнов В.С., Юров В.М. Связь магнитной восприимчивости магнетитовых руд с термодинамическими параметрами и содержанием железа // Известия ВУЗов, Горный журнал, 2004.-№ 6.-С.122-126.

## АЗОТ МАТРИЦАСЫНДАҒЫ КРИОМАТРИЦАЛЫҚ ОҚШАУЛАНҒАН ЭТАНОЛ МОЛЕКУЛАЛАРЫН ИҚ-СПЕКТРОМЕТРЛІК ЗЕРТТЕУ

А.У. Алдияров, Ұ.Ж. Жексен

Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Алматы, Қазақстан.  
[Abdurakhman.Aldiyarov@kaznu.kz](mailto:Abdurakhman.Aldiyarov@kaznu.kz)

Қатты дене физикасының негізгі мәселелерінің бірі нано-объектілердің негізін құру және құрылу механизмін дайындау болып табылады. Криоматрицалық оқшаулау әдісі нано-объектілердің қасиеттерін және құрылу процесстерін зерттеудегі ең тиімді әдіс болып табылады. Бұл әдістің негізі – матрицалық газдың зерттелініп отырған заттың буымен немесе газымен өзара конденсациялануында.  $T=4$  К-ге дейін суытылған төсетектің төменгі температурасы компоненттердің белсенділігін шектейді, соның нәтижесінде берілген температурада көрші элементтермен немесе матрицамен байланыспайтын, белсенді элементтер енгізілген матрицадан құралған жұқа үлдір пайда болады. Мәселе осы эксперимент үшін көзделген температурада криохимиялық белсенділік туындауын қамтамасыз ететін матрица мен зат арасындағы қатынасты анықтауда. Бұл ретте өзгерістер экспериментте көзделген температуралық диапазоннан жоғары температураларда басталғаны маңызды. Криоматрицалық оқшаулау әдісі бір компонентті және көп компонентті жүйелердегі кластер құрылу процессін зерттеу кезінде әсіресе тиімді болып шықты. Шарттарға сәйкес инертті матрицалар мен өте төменгі температуралар байланыссыз квазиеркін күйдегі молекулалар мен атомдардың қасиеттері жайлы ақпарат береді. Бірге тұндырылған металл атомдары мен матрицадан температураны жоғарылату барысында агрегация нәтижесінде кластерлер мен нанобөлшектер пайда болады.

*Бұл жұмыс Қазақстан Республикасы Білім және Ғылым Министрлігі ғылыми зерттеулерді грантты қаржыландыру бағдарламасының қолдауымен орындалды, грант ЭП5-2015.*

### Әдебиеттер

1. A. Aldiyarov, M. Argutkina, A. Drobyshev, M. Kaikanov, and V. Kurnosov, *Fiz. Nizk. Temp.* 35, 333 (2009) [*Low Temp. Phys.* 35, 251 (2009)].
2. W. Kauzmann, *Chem. Rev.* 43 (1948) 219.
3. Алдияров А.У. Исследование влияния структурно-фазовых превращений на колебательные спектры криовакуумных конденсатов воды и ее изотопической смеси.
4. Криокристаллы / Под ред. Б.И. Веркина и А.Ф. Прихотько Киев: Наукова Думка, 1983 – 528 с.



## **ВНЕДРЕНИЕ СИСТЕМ ЭКОЛОГИЧЕСКОГО МЕНЕДЖМЕНТА ПО МЕЖДУНАРОДНОМУ СТАНДАРТУ ISO 14001:2004**

**О.А.Лаврищев, М.К.Саргужина**

*Казахский Национальный университет имени аль-Фараби, Алматы, Казахстан*

Система экологического менеджмента – часть общей системы менеджмента, включающая организационную структуру, планирование деятельности, распределение ответственности, практическую работу, а также процедуры, процессы и ресурсы для разработки, внедрения, оценки достигнутых результатов реализации и совершенствования экологической политики, целей и задач.

Основные принципы экологического менеджмента:

- Принцип опоры на экологическое сознание и экономическое мотивирование;
- Принцип предупредительности и своевременности решения проблем экологического развития;
- Принцип ответственности за экологические последствия всех управленческих решений;
- Принцип интеграции управления экологическими процессами в общую систему управления предприятием;
- Принцип последовательности (непрерывности, поэтапности) решения проблем экологического развития.

Согласно международному стандарту ISO 14001:2004 СЭМ включает в себя следующие этапы внедрения и функционирования:

1. Анализ существующей системы управления на соответствие требования ISO 14001.
2. Предварительная экологическая оценка предприятия.
3. Обучение внутренних аудиторов СЭМ.
4. Разработка документации.
5. Внедрение системы.
6. Проведение внутренних аудитов и стажировка внутренних аудиторов.
7. Проведение анализа со стороны руководства.
8. Сопровождение при сертификационном аудите.
9. Постоянное улучшение СЭМ.

Основной целью внедрения системы экологического менеджмента на предприятия является предупреждение отрицательного влияния предприятия на окружающую его экологическую среду, а также повышение экологической и экономической эффективности деятельности предприятий.

На первом этапе организация должна выработать экологическую политику. Экологическая политика – это специальный документ о намерениях и принципах организации, который должен служить основой для экологически значимых действий организации и определения экологических целей и задач. Экологическая политика должна соответствовать масштабу, природе и экологическим воздействиям, создаваемым деятельностью, продуктами и услугами компании. Экологическая политика, среди прочих, должна содержать заявления о стремлении к соответствию нормативам, а также к постоянному улучшению системы экологического менеджмента и к предотвращению загрязнений.

Стандарт ISO 14001:2004 применим к любой организации, которая хочет внедрить, поддерживать и улучшать систему экологического менеджмента, удостовериться в своем соответствии сформулированной ею экологической политике, продемонстрировать соответствие этому международному стандарту посредством поиска подтверждения

соответствия от сторон, заинтересованных в деятельности организации, таких как потребители и внешних организаций.

Преимущества использования ИСО 14001:2004:

- Снижение затрат на утилизацию отходов
- Экономия в потреблении энергии и материалов
- Снижение затрат на распределение
- Улучшение имиджа среди инспекторов, потребителей и общественности

Предприятие должно проводить измерение, контроль и оценку своей экологической эффективности, которые являются гарантией выполнения установленной программы экологического менеджмента.

Литература

- 1) Стандарт ISO 14001 «Системы экологического менеджмента. Требования и руководство по применению».
- 2) Стандарт ISO 14004 «Системы экологического менеджмента. Руководящие указания по принципам, системам и методам обеспечения функционирования».
- 3) Масленникова И.С., Кузнецов Л.М., Пшенин В.Н. «Экологический менеджмент». Учебное пособие. СПб.: СПбГИЭУ, 2005.
- 4) Дерягина С. Е., Астафьева О. В., Струкова М. Н., Струкова Л. В. Экологический менеджмент на предприятии. Екатеринбург: ИПЭ УрО РАН - УГТУ УПИ, 2007.

**4-СЕКЦИЯ**  
**Бейсызық физика және**  
**электроника. Астрофизика**

**SECTION 4**  
**Nonlinear Physics and Electronics.**  
**Astrophysics**

---

---

## МОДЕЛЬ ИСКУССТВЕННОЙ НЕЙРОННОЙ СЕТИ С ИЕРАРХИЧЕСКИ ТРЕХ-СЛОЙНОЙ СТРУКТУРОЙ

З.Ж. Жанабаев, Т.Ю. Гревцева, Д.М. Жексебай, Е.Т. Кожугулов\*

КазНУ им. аль-Фараби, НИИЭТФ, ННЛОТ, Алматы, Казахстан  
[kazgu.kz@gmail.com](mailto:kazgu.kz@gmail.com)

В данной работе предложена модель искусственной нейронной сети с иерархически трехслойной структурой, используемой в задачах классификаций. Предложенная модель отличается структурой и использованием новой активационной функции в виде нелинейного (спайкового) преобразователя. Классификация режимов колебаний отображений Хенона, Фейгенбаума показала более высокую разрешающую способность предлагаемой нейронной сети.

Искусственные нейронные сети являются одним из перспективных направлений исследований по информационным технологиям [1-4]. Основной проблемой является то, что используемая нейронная сеть должна обладать основными свойствами ансамбля биологических нейронов. Однако использование точной модели биологического нейрона (даже модели функционирования ионных каналов одного нейрона) предполагает анализ системы более ста дифференциальных уравнений с количеством параметров такого же порядка [5-7]. Поэтому необходимы пути установления универсальных, наиболее общих и простых закономерностей динамики нейронов.

Для системы  $N$  нейронов предложенные ранее нами [1,8] уравнения были использованы в итерационном виде

$$V_{i+1}^{(k)} = V_0^{(k)} \left( \left| 1 - F^{(k)}(t) / \sum_{k=1}^N V_i^{(k)} \right| \right)^{-\gamma_k}, \quad (1)$$

$$V_{i+1}^{(k)} = V_0^{(k)} \left( \left| 1 - \sum_{k=1}^N V_i^{(k)} / F^{(k)}(t) \right| \right)^{-\gamma_k}, \quad (2)$$

$$F(t) = A(1 + B \sin(\Omega t)), \quad \gamma_k = D_k - d_k \quad (3)$$

где  $k$  – порядковый номер нейрона,  $V_i$  – потенциал действия нейронов,  $V_0$  – их пороговые значения,  $F(t)$  – модулированное значение стимула одного нейрона,  $\gamma_k$  – разность фрактальной и топологической размерностей множества значений  $V_i$ . Уравнение (1) учитывает возможность собственных подпороговых колебаний нейрона при  $F(t) = 0$ , а уравнение (2) – только наличие стимула  $F(t) \neq 0$ . Роль  $F(t)$  могут играть потенциалы действия соседних нейронов. Уравнения (1), (2) описывают экспериментально наблюдаемое разнообразие спайков, хаотичных вибраций, фазовую синхронизацию после всплеска.

Иерархические структуры ансамблей нейронов можно описать следующими уравнениями

$$V_n = f \left( \dots f \left( \frac{V_0}{n}, V_n \right) \dots \right), \quad (4)$$

$$V_{n,F} = f \left( \dots f \left( \frac{V_{0,F}}{n}, V_{n,F} \right) \dots \right), \quad n = 1, 2, \dots, \quad (5)$$

где число скобок  $n$  задает структуру порядка сложных кластеров.

На основе вышеописанной динамики системы нейронов можно построить искусственную нейронную сеть с иерархическими уровнями, состоящей из блока входных значений  $F^k(t) = \{X_1, X_2, \dots, X_n\}$ , из блока функций активации (нелинейного преобразователя)  $\{V_1, V_2, \dots, V_n\}$ . Элементы сети взаимосвязаны и учитывают изменения состояния соседних элементов. Функция нелинейного преобразователя описывается формулой (1), где  $F^{(k)}(t)$  – входные значения сигналов. Далее для каждого преобразованного сигнала вычисляется информационная энтропия  $S$  и обобщенная метрическая характеристика  $K$ , в блоках вычисления “ $S$ ” и “ $K$ ”. Зависимость  $S(K)$  классифицирует сигнал на пять основных области  $S(K)$ , которые установлены нами [9]. Эти области метрико-топологической диаграммы с достаточной точностью количественно идентифицируют стохастические, самоподобные, самоаффинные, квазирегулярные, самоорганизованные (хаотические) сигналы. В случае необходимости данную модель можно адаптировать под модели рекуррентных нейронных сетей, что дает возможность управления системой через обратную связь.

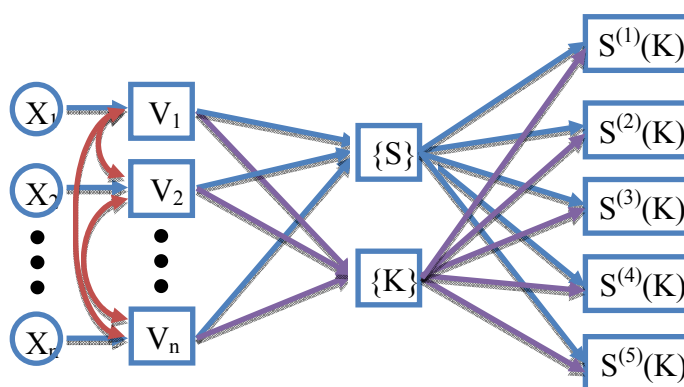


Рисунок 1. Модель искусственной нейронной сети с иерархическим трехслойным уровнем

Исследовано различие действия функции нелинейного преобразователя (1) от действия общеизвестных активационных функции нейронов, таких, как сигмоидальная функция (сигмоид)  $F(X) = 1/(1 + e^{-X})$  и радиально базисная функция  $F(X) = e^{-X^2}$ . В виде исходных сигналов взяты общеизвестные отображения: Хенона ( $x_{i+1} = y_i + 1 - ax_i^2, y_{i+1} = bx_i$ ) и Фейгенбаума ( $x_{i+1} = gx_i(1 + x_i)$ ).

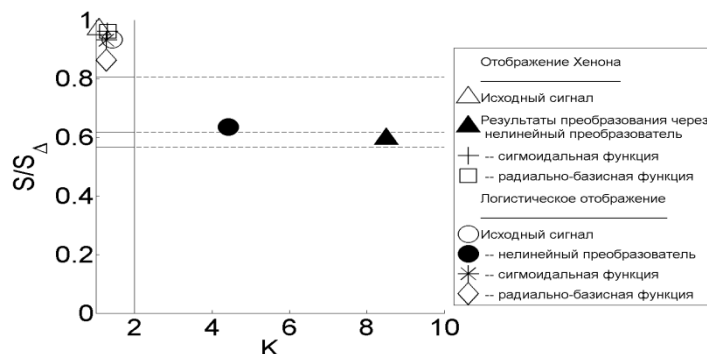


Рисунок 2. Метрико-топологическая диаграмма, полученная различными функциями активации нейрона

Из полученного результата (рис. 2) видно, что исходные сигналы после обработки функцией нелинейного преобразователя становятся более различимыми, т.к. метрическая характеристика  $K$  меняется заметно.

Используем предложенную модель искусственной нейронной сети с иерархическим трехслойным уровнем для задачи классификации однотипного сигнала. Слово “иерархическое” означает, что для всех слоев можно учитывать различные иерархические поколения по формулам (4-5). Для этой задачи в виде входных сигналов  $\{X_1, X_2, \dots, X_n\}$  возьмем равные отрезки ( $N=10^3$ ) от реализаций логистического отображения с разными управляющими параметрами  $r$ , состоящей из  $N=10^4$  отсчетов. Далее входные сигналы были преобразованы через вычислительный блок функции нелинейного преобразователя  $\{V_1, V_2, \dots, V_n\}$  и выполнены операции в блоках “S” и “K”, согласно рисунку 1. Полученные результаты классифицированы по пяти областям согласно их нелинейным свойствам, физический смысл которых описан в работе [9].

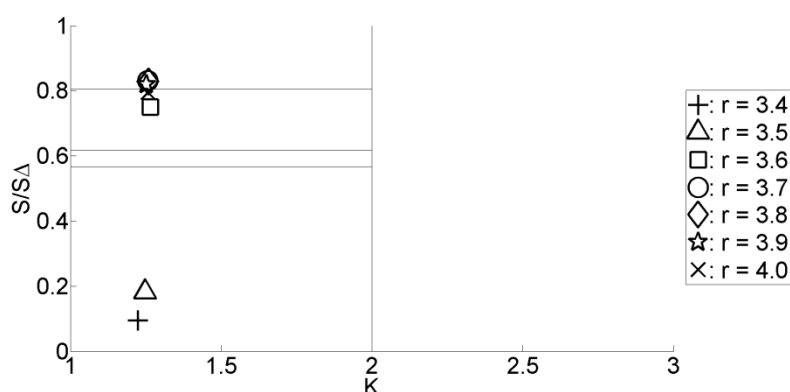


Рисунок 3. Классификация сигналов логистического отображения согласно их нелинейным свойствам по модели искусственной нейронной сети с иерархическим трехслойным уровнем ( $r = [3.4 : 0.1 : 4]$ ,  $\gamma = 0.567$ ,  $N = 10^3$ )

На рисунке 3 показана классификация сигналов логистического отображения в зависимости от сложности формы сигналов согласно параметру  $r$ . Как известно, с ростом параметра  $r$  степень хаотичности сигнала растет.

#### Литература

- 1 Z.Zh. Zhanabaev, Y.T. Kozhagulov // Journal of Neuroscience and Neuroengineering, vol. 2(3), pp. 267-271, 2013.
- 2 E.M. Izhikevich, “Dynamical systems in neuroscience: the geometry of excitability and bursting”, The MIT Press, Cambridge, Massachusetts, 2010.
- 3 A. Gupta, L. N. Long. “Character recognition using spiking neural networks”, IEEE International Joint Conference on Neural Networks, pp. 53-58, doi:[10.1109/IJCNN.2007.4370930](https://doi.org/10.1109/IJCNN.2007.4370930), ISSN: 1098-7576, 2007
- 4 S. Carrillo, J. Harkin, L. McDaid, S. Pande, S. Cawley, B. McGinley, F. Morgan // Neural networks, vol. 33, pp. 42-57, 2012.
- 5 E De Schutter: Why are computational neuroscience and systems biology so separate? PLoS computational biology, Vol. 4:e1000078 (2008)
- 6 E De Schutter, JD Angstadt // Journal of neurophysiology 69:1225-35 (1993)
- 7 R.M. Eichler West, E. De Schutter, G.L. //Evolutionary Algorithms 111:33-64 (1999)
- 8 Z.Zh. Zhanabaev, Y.T. Kozhagulov Nonlinear Fractal Models of Neuronal Dynamics // International Conference Nonlinear Dynamics of Electronic System. Bari, Italy. 10-12 July, 2013.
- 9 Z.Zh. Zhanabaev, Y.T. Kozhagulov, S.A. Khokhlov // International Journal of Mathematics and Physics 4, №2, pp. 29-37 (2013).

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОТНОШЕНИЯ СИГНАЛ/ШУМ СИСТЕМ СВЯЗИ ИНФОРМАЦИОННО-ЭНТРОПИЙНЫМ АНАЛИЗОМ

З.Ж. Жанабаев, С.Н. Ахтанов

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

Важным параметром для контроля качества канала связи и систем передачи информации является отношение сигнал/шум (SNR) принимаемого сигнала [1]. В настоящее время SNR определяют при известных значениях уровня шума систем связи. Поэтому актуальной задачей является разработка прибора, который вычисляет SNR при неизвестном уровне шума. Эта проблема относится и к защите информации, крайне необходимому устройству, которые определяют степень маскировки скрываемого сигнала.

Целью настоящей работы является определение SNR в среде LabVIEW для различных сигналов при неизвестных уровнях сигнала и шума (смесь гармонического и шумового сигналов).

Для создания нового метода определения SNR мы применили теоретические основы физики открытых систем. Мы установили новый алгоритм определения SNR через универсальное определение информации как разность безусловной и условной энтропии [2].

Данный метод предполагает возможность оценки SNR сигналов конечной длительности, не зависит от типа сигнала, нормирован отношением информации к энтропии сигнала, учитывает неоднородность, топологическую особенность сигнала и определяет значение SNR в режиме реального времени.

Полная энтропия определяется по формуле:

$$S(x, y) = - \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^M P_{ij} \ln(P_{ij}), \quad (1)$$

где  $y(t)$  - производная от сигнала  $x$ .

SNR определим как отношение информации (характеристика мощности сигнала) к энтропии (характеристика мощности шума):

$$SNR = \frac{I(x, y)}{S(x, y)}, \quad (2)$$

По классическому методу SNR определяется как

$$SNR = 10 \lg \left( \frac{\sigma_S^2}{\sigma_N^2} \right), \quad (3)$$

где  $\sigma_S^2$  – дисперсия сигнала,  $\sigma_N^2$  – дисперсия шума. На практике обычно не задается заранее уровень шума. Уровень шума определяется при соблюдении специальных условий.

Отключив сигнал можно измерить уровень шума. Однако при изучении природных явлений, технологических процессов, реальных физических явлений нельзя исключить уровень шума. По нашей методике можно определить SNR при неизвестном уровне шума.

Для аппаратной реализации нового метода определения SNR вначале был написан программный код формулы (2) в среде MatLab. Этот программный код был использован с помощью MatLabScript в среде LabVIEW. Таким образом, мы получили прибор, который может определить SNR сигналов (рисунок 1).

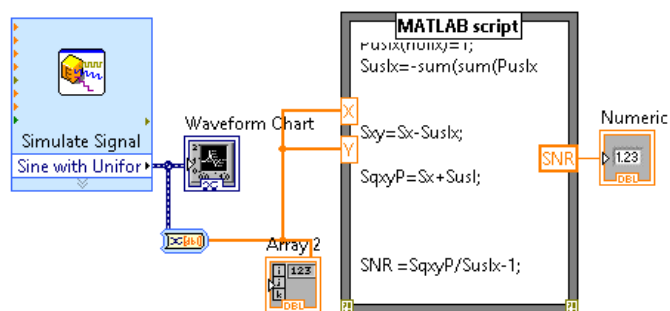
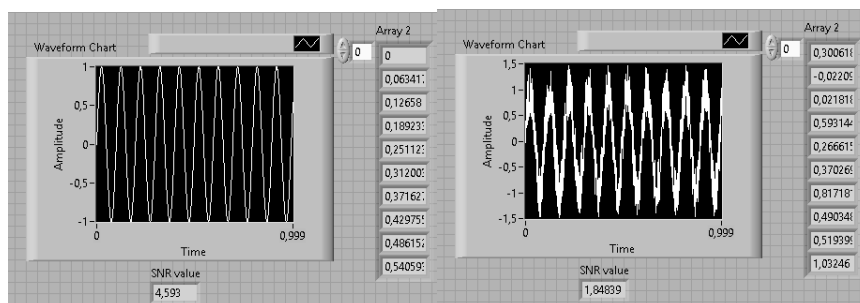


Рисунок 1- Блок схема определения SNR

Для тестирования этого прибора использовали вначале синусоидальный сигнал, затем зашумленный синусоидальный сигнал (рисунок 2). Как видно, из рисунка 2 значение “SNR value” синусоидального сигнала выше (4.593), чем у зашумленного сигнала (1.848).



а) синусоидальный сигнал

б) зашумленный синусоидальный сигнал

Рисунок 2-Результаты определения SNR синусоидального сигнала и зашумленного синусоидального сигнала в среде LabVIEW

В результате был получен прибор для определения SNR на основе нового информационно-энтропийного анализа, независимого от вида, амплитуды, частоты, сигнала при неизвестном уровне шума.

Разработанный нами алгоритм оценки ОСШ может быть использован в системе защиты информации, смарт-системах, беспроводных сенсорных сетях и т.д. При этом рынок реализации может быть достаточно обширным: вся техника, требующая беспроводного подключения, все приемо-передающие устройства, радиостанции и телевизионные станции, которые занимаются вещанием информации, принимающие устройства разной технологии, предприятия связи.

*Исследования проводились за счет гранта 0755/ГФ4 по теме «Аппаратурная реализация нового метода количественной оценки отношения сигнал-шум и определения степени маскировки сигнала в телекоммуникационных системах».*

#### Литература

1. Fei Qin, Xuewu Dai, John E. Mitchell, Effective-SNR estimation for wireless sensor network using Kalman filter// Ad Hoc Networks.- 2013.-Vol. 11, I. 3.- P. 944-958.
2. Stone J.V., Information theory: a tutorial introduction.- Sebtel Press, 2015. - 260 p.
3. M. Vondrasek and P. Pollak, Methods for speech SNR estimation: Evaluation tool and analysis of VAD dependency// Radio Engineering, vol. 14, NO. 1, pp. 6–11, Jan. 2005.



## НОРМИРОВАННАЯ ИНФОРМАЦИОННАЯ ЭНТРОПИЯ ЗВЕЗД РАННИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ

З.Ж.Жанабаев, А.С.Бейсебаева, \* С.А.Хохлов

Казахский национальный Университет им. аль-Фараби, Казахстан, г. Алматы

\*[serik-kz88@mail.ru](mailto:serik-kz88@mail.ru)

При исследовании горячих звезд с околосредней материей существует ряд проблем, которые до сих пор остаются актуальными. Среди них можно выделить проблему классификации. Ее важность объясняется тем, что критерии выделения большинства типов звезд остаются чисто качественными. Многие же объекты с различающимися физическими характеристиками показывают похожие наблюдаемые особенности, что приводит иногда к неопределенности в их классификации [1-3]. Сложное непредсказуемое поведение физической системы может быть обусловлено случайными изменениями ее параметров, случайными внешними воздействиями, появлением разнообразных неустойчивостей. Главную роль здесь могут сыграть базовые понятия хаоса и структуры, а также различие энтропии, количественно характеризующее эти понятия в системах разной природы. В настоящее время практически не существуют количественные расчеты энтропии для астрофизических объектов, и в редких только случаях для хорошо изученных объектов, как звезды [4-7] рассчитывается энтропия Больцмана. Однако, очевидно, что учет неравновесности системы чрезвычайно важно для понимания физики окружающего нас мира. Поэтому целью данной работы было описать количественно спектры горячих звезд с различной эффективной температурой на основе информационно-энтропийного анализа.

Для исследования были выбраны звезды ранних (горячих) и поздних (холодных) спектральных классов, со скоростями не превышающими 100 км/с. Спектры этих звезд были получены на телескопе 1.93 м Observatoire de Haute-Provence с разрешением  $R \sim 42,000$ . Были проведены расчеты энтропий Шеннона по формуле:

$$S(x) = \sum_i P_i(x) I_i(x) = - \sum_i P_i(x) \ln P_i(x), \quad (1)$$

где  $i$  – номер ячеек разбиения множества значений  $x$ ,  $I(x)$  является информацией некоторой физической величины  $x$ ,  $P(x)$  – вероятность реализации величины  $x$ .

Нормированная информационная энтропия  $S(x)$  спектров определены в зависимости от эффективной температуры звезд, определенной в работе [8]. Для импульсов различной формы энтропия равнобедренного треугольника  $S_{\Delta}$  является максимальной, т.к. в этом случае распределение  $x_i(t_j)$  будет равномерной (линейной). Поэтому в качестве нормы энтропии принято  $S_{\Delta}$ .

Из рисунка 1 видно, что спектры этих звезд имеют значения энтропии, лежащие в области самоподобия ( $S/S_{\Delta} = 0.806$ ) и самоаффинности энтропии ( $S/S_{\Delta} = 0.567$ ). Эти критерии были установлены в работе [9]. Таким же способом определена энтропия холодных звезд, т.е. другого класса звезд, которая может принимать значения вне интервала масштабной инвариантности  $0.567 \leq S/S_{\Delta} \leq 0.806$ . Это означает, что хаос горячих звезд более сложно структурирован, чем холодных звезд.

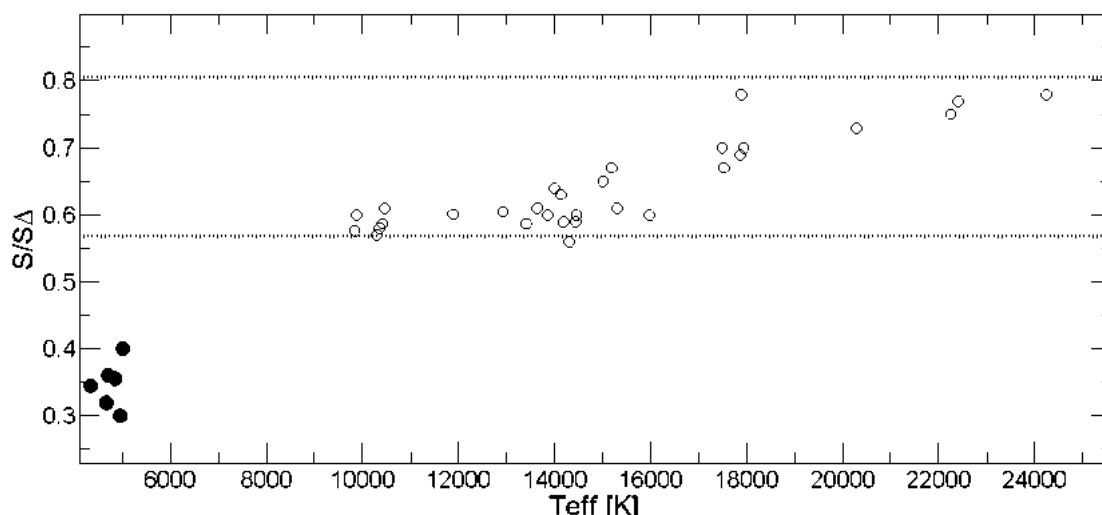


Рисунок – 1. Зависимость нормированной энтропии от эффективной температуры звезд

Зависимость информационной энтропии от температуры показывает вполне логичную картину. Для холодных звезд энтропия ниже, преобладает детерминистическая картина процессов, происходящих в них. С ростом температуры (случай горячих звезд) энтропия возрастает, однако, остается в интервале масштабной инвариантности, нет стохастичности.

Таким образом, результаты настоящей работы показывают, что информационно-энтропийный анализ дает возможность количественно классифицировать звезды ранних спектральных классов.

#### Литература

1. Miroshnichenko A.S., Levato H., Bjorkman K.S., & Grosso M., 2001, *Astron. Astrophys.*, 371,600-613
2. Wheelwright H.E., Weigelt G., Caratti A., & Garcia Lopez R., 2013, *Astron. Astrophys.*, 558A,116
3. Verhoeff A. P., Waters L.B.F.M., Van Den Ancker M.E., et. al., 2012, *Astron. Astrophys.*, 538A,101
4. Basu B., Lynden-Bell D.A., 1990, *Astron. Soc.*,31,359-369
5. Frampton P.H., Hsu S.D.H., Kephart T.W., Reeb D., 2009, *Class. Quant. Grav.*,26
6. Martyushev L.M., & Zubaraev S.N., 2015 *Entropy*, 17,658-668
7. Martyushev L.M., & Zubaraev S.N., 2015 *Entropy*, 17,3645-3655
8. Zorec J., & Royer F., 2012, *Astron. Astrophys.*, 573,A120
9. Zhanabaev Z. Zh., 1996, *Rep. Nat. Acad. Of Science RK.*, 5,14-19

## СКЕЙЛИНГОВЫЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ МОРФОЛОГИИ НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

З.Ж. Жанабаев, Т.Ю. Гревцева, Е.Т. Кожагулов, А.Т. Агишев, Р.Б. Асилбаева

ННЛОТ, НИИЭТФ, КазННТУ им. К. Сатпаева, Алматы, Казахстан

Полупроводниковые пленки, содержащие квантово-размерные структуры, являются перспективным материалом современной электроники. Известно, что наноструктурированные полупроводники с различными типами наноструктур обладают разными физическими свойствами, поэтому изучение различных типов нанокластеров является актуальной научной задачей. В настоящей работе описана методика количественной классификации полупроводниковых наноструктур на основе фрактальных представлений о распределении в них носителей заряда и примесей.

Распределение электронов, дырок и примесей в наноструктурированной полупроводниковой пленке является масштабно-инвариантным, самоподобным и может быть описано на основе отображения фрактальной эволюции меры [1]:

$$X_{k,i+1} = \left( \frac{1}{C_k} + \sum_{k=1}^3 \mu_{k,i} \right) \left| \frac{X_{k,i}}{X_{k,0}} \right|^{\frac{1}{\gamma_k}}, \quad \mu_{k,i+1} = -\frac{1}{\gamma_k} \left( \frac{1}{C_k} + \sum_{k=1}^3 \mu_{k,i} \right) \left| \frac{X_{k,i}}{X_{k,0}} \right|^{\frac{1}{\gamma_k}-1}, \quad (1)$$

где  $k = (1, 2, 3) \equiv (n, p, a)$ , обозначения  $n, p, a$  соответствуют распределению электронов, дырок и примесей соответственно;  $C_k \geq 1$  – постоянные, имеющие смысл аналога базы нормированного сигнала, или постоянных соотношения неопределенностей для хаотических процессов;  $\gamma_k = D_k - d_k$  – показатель скейлинга, т.е. разность между фрактальной и топологической размерностями пространства, в котором распределены электроны, дырки и примеси;  $X_{k,0}$  – равновесная (не фрактальная) концентрация электронов, дырок и примесей;  $\mu_{k,i}$  – знаковая функция- мультипликатор, используемый в теории динамического хаоса. Значения переменной  $i = 1, 2, 3, \dots$  соответствуют номерам пространственного шага. Для получения трехмерного изображения поверхности пленки по одномерной последовательности, следующей из уравнений (1), мы использовали метод реконструкции динамического хаоса [2].

Результаты моделирования на основе уравнения (1) квантовых точек, квантовых нитей и квантовых ям представлены на рисунке 1. Полученные модели качественно соответствуют экспериментально полученным микрофотографиям наноструктур, в частности, результатам, представленным в работах [3-7].

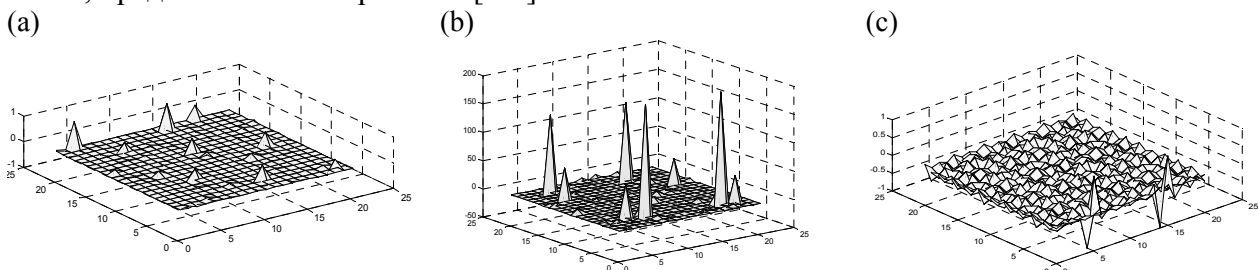


Рисунок 1. Модели морфологии поверхностей наноструктурированных пленок

$$C_n = C_p = C_a = 1.001, \quad n_0 = p_0 = 0.25, a_0 = 0.53,$$

a):  $\gamma_n = 3.806, \gamma_p = 3.618, \gamma_a = 3.194$ , b):  $\gamma_n = \gamma_a = 2.433, \gamma_p = 2.567$ , c):  $\gamma_n = 1.195, \gamma_p = \gamma_a = 3.999$ .

Для расчета фрактальной размерности зависимости концентрации электронов проводимости от пространственного шага  $n(i)$ , полученной решением отображения (1), воспользуемся следующим алгоритмом [2]. Рассчитаем корреляционную функцию по формуле

$$C(r) = \frac{1}{N^2} \sum_{\substack{i,j=1 \\ i \neq j}}^N \Theta(r - |X_i - X_j|), \quad (2)$$

где  $\Theta$  – функция Хевисайда. Рассматриваемые точки отстоят от  $X_i$  на расстояние, не превышающее некоторой величины  $r$ . При сравнительно малых  $r$  функция  $C(r)$  изменяется как  $C(r) = r^D$ , таким образом, искомая фрактальная размерность может быть определена из соотношения

$$D = \lim_{r \rightarrow 0} \frac{\ln C(r)}{\ln r}. \quad (3)$$

На основе формул (2) и (3) мы можем рассчитать фрактальную размерность этой реализации. Значения показателя скейлинга  $\gamma_d = D - 1$  для фрактальной кривой с  $d = 1$ , полученные численным анализом формул (3) и (4) при  $\gamma_n = \gamma_p = \gamma_a = \gamma$ , представлены на рисунке 2.

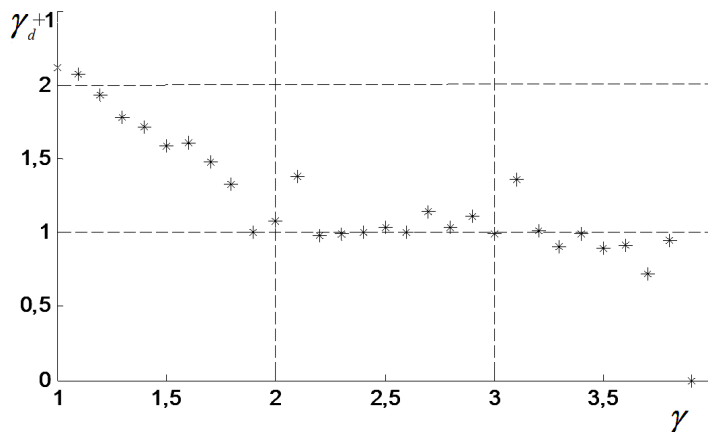


Рисунок 2. Зависимость показателя скейлинга реализации  $n(i)$  от параметра  $\gamma$ .

$$C_n = C_p = C_a = 1.001, n_0 = p_0 = 0.25, a_0 = 0.53.$$

При  $\gamma > 2$  наблюдаемые значения  $\gamma_d$  при  $d = 1$  слабо меняются. Это можно объяснить тем, что мы анализировали  $\gamma_d$  для кривой ( $d = 1$ ), для  $d = 2, 3$  поведение  $\gamma_d$  может быть другим. Всплески вблизи целых значений  $d$ , видимо, можно объяснить общеизвестным явлением Гиббса в вычислительной технике, которое проявляется вблизи разрывов. Максимальные значения  $D$  соответствуют квантово-размерным структурам в виде квантовых ям, а минимальные – квантовым точкам. Значения  $\gamma_d < 0$  свидетельствуют о том, что при больших значениях параметра  $\gamma$  скейлинговой закономерности нет.

*Работа выполнена при поддержке грантов 3209/ГФ4 и 0263/ПЦФ.*

#### Литература

1. Z.Zh. Zhanabaev, T.Yu. Grevtseva. Physical fractal phenomena in nanostructured semiconductors // Reviews in Theoretical Science. – 2014. – Vol. 2, No 3. – P. 211-259.
2. G. Nicolis, I. Prigogine. Exploring Complexity. An Introduction. – New York: W.H. Freeman and Company, 1990. – p. 342.
3. K.A. Gonchar, L.A. Osminkina, R.A. Galkin, M.B. Gongalsky, V.S. Marshov, V.Yu. Timoshenko, M.N. Kulmas, V.V. Solovyev, A.A. Kudryavtsev, V.A. Sivakov. Growth, structure

and optical properties of silicon nanowires formed by metal-assisted chemical etching // Journal of Nanoelectronics and Optoelectronics. – 2012. – Vol. 7. – P. 602-606.

4. El-Sh.M. Duraia, G.W. Beall. Synthesis and growth mechanism of amorphous silica nano wires using humic acid // International journal of engineering and innovative technology. – 2014. – Vol. 4, Is. 1. – P. 40-44.

5. H.J. Joyce, J. Wing-Leung, Ch.-K. Yong, C.J. Docherty, S. Paiman, Q. Gao, H.H. Tan, Ch. Jagadish, J. Lloyd-Hughes, L.M. Herz, M.B. Johnston. Ultralow surface recombination velocity in InP nanowires probed by terahertz spectroscopy // Nano Letters. – 2012. – Vol.12, No 10. – P. 5325-5330.

6. U.M. Nayef, M,W, Muayed. Typical of morphological properties of porous silicon // International journal of basic & applied sciences. – 2013. – Vol. 13, No 2. – P. 15-17.

7. K.-I. Chen, B.-R. Li, Y.-T. Chen. Silicon nanowire field-effect transistor-based biosensors for biomedical diagnosis and cellular recording investigation // Nano Today. – 2011. –Vol. 6. – P. 131-154.

## ИССЛЕДОВАНИЯ ПОТЕРИ МАССЫ И ПЫЛЕОБРАЗОВАНИЯ У ГОРЯЧИХ ЗВЕЗД ТИПА FSCMAMWC 728

**А.К.Куратова<sup>1,2</sup>, К.С.Куратов<sup>1,2,3</sup>, А.С.Мирошниченко<sup>2</sup>, А.Т.Майлыбаев<sup>1,2,3</sup>, А.Ж. Наурзбаева<sup>1</sup>, Н.Ш.Алимгазина<sup>1,2</sup>, А.Б.Манапбаева<sup>1</sup>, А.С.Бейсебаева<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>Казахский Национальный Университет имени аль-Фараби, Алматы, Казахстан

<sup>2</sup>Национальный центр космических исследований и технологий, Алматы, Казахстан

<sup>3</sup>Астрофизический институт имени В.Г. Фесенкова, Алматы, Казахстан

В настоящее время образование околозвездной пыли хорошо изучено только около холодных звезд. Объяснить образование пыли около горячих звезд значительно труднее из-за их высоких температур. Для образования пыли вблизи таких звезд необходимо наличие звёздного ветра большой плотности. Такие условия могут выполняться только у очень массивных звезд (сверхгиганты с массами более 25 масс Солнца). Предсказываемые же теорией темпы потери массы менее массивными звездами не обеспечивают плотностей вещества достаточных для образования пыли. Тем не менее, пыль существует вблизи нескольких сотен известных карликовых звёзд спектральных классов В-С. Существуют также звезды-карлики с феноменом В[е] и более холодные гиганты классов А-С, которые не связаны с областями звездообразования, но пыль в оболочках содержат [1-5].

Среди звезд с феноменом В[е], недавно была выделена большая группа объектов с экстремально сильными эмиссионными спектрами, которые не являются ни молодыми, ни сильно проэволюционировавшими. Они были названы объектами типа FSCMa. Эта группа звезд обладает также сильными инфракрасными избытками, предполагающими большое количество недавно созданной пыли[6-7].

Таким образом, эти объекты могут вносить заметный вклад в бюджет Галактической пыли. До сих пор же считалось, что основное количество (до 90%) пыли в Галактике производят холодные гиганты классов М и S на стадии асимптотической ветви гигантов, а более горячие карлики и гиганты даже не рассматривались в этом качестве.

Несмотря на эти достижения, остаются еще плохо известные и совсем неизученные явления в эволюции звезд, особенно с массами от 2 до 20 масс Солнца. Эти звезды на Главной последовательности (ГП) имеют спектральные классы от В до С (температуры поверхности от 6 000 до 30 000 К). Свойства многих таких звезд полностью не объясняются теорией эво-

люции, в частности, то, что они имеют эмиссионные линии в спектрах и несферические оболочки. Недавно полученные данные свидетельствуют, что большинство этих звезд рождается двойными, что и предполагается для объяснения существования их околозвездной среды. Однако, количество известных таких звезд, особенно с околозвездной пылью, недостаточно для уверенного выяснения эволюционного статуса и механизмов образования пылевых оболочек.

В данной работе представлены результаты долгосрочного спектрофотометрического мониторинга эмиссионной линии звезды MWC728, которая была классифицирована как объект типа FS CMA. Мы обнаружили, что это бинарная система, в которой основной компонент – звезда типа B5 Ve ( $T_{\text{eff}} = 14000 \pm 1000$  K) и второй компонент – звезда типа G8 III ( $T_{\text{eff}} \sim 5000$  K). Мы обнаружили регулярные изменения положений линии поглощения вторичного компонента с полуамплитудой  $\sim 20$  км с<sup>-1</sup> и периодом 27,5 дней. Эти результаты предполагают функцию масс  $2,3 \times M_{\odot}/100$  и наклонность орбитальной плоскости к плоскости небесной сферы  $\sim 13-15^{\circ}$ . Сравнение интенсивностей спектров в линии поглощения, в оптическом и ближнем ИК континууме позволяют полагать, что горячая звезда вносит вклад  $\sim 60\%$  в поток излучения бинарной системы в V полосе, газовый диск вокруг основного компонента  $\sim 30\%$ , и холодная звезда  $\sim 10\%$ . Горячая звезда показывает широкие линии поглощения, что позволяет спрогнозировать скорость вращения  $\sim 110$  км/с. В сочетании с низким углом наклона газа пылевого диска, это говорит о том, что она вращается вблизи предела разрушения. Также были обнаружены сильные вариации профилей эмиссионных линий Бальмеровской серии и HeI в масштабах от нескольких дней до нескольких лет. Это указывает на наличие переменности звездного ветра от горячего компонента в дополнение к газовому диску вокруг горячей звезды. Параметры бинарной системы, с учетом межзвездного поглощения, дают расстояние до системы  $\sim 1$  кпк, и что радиус холодной звезды ( $\sim 8 R_{\odot}$ ) меньше, чем предел Роша, и что отношение масс компонентов составляет  $q \sim 0,5$ . В целом, наблюдаемая спектрофотометрическая переменность и наличие сильного ИК-избытка находятся в согласии с моделью тесной двойной системы и которая испытывает неконсервативный массоперенос.

#### Литература

1. Marston A.P., McCollum B. Extended shells around B[e] stars. Implications for B[e] star evolution // *A&A.* – 2008. – V.477. – P.193-202.
2. Haubois X., Carciofi A. C., Rivinius Th., Okazaki A.T., Bjorkman J. E. Dynamical Evolution of Viscous Disks around Be Stars. I. Photometry // *ApJ.* – 2012. – V.756. – P.156-171.
3. Allen D.A., Swings J.-P. The spectra of peculiar Be stars with infrared excesses // *A&A.* – 1976. – V.47. – P.293-302.
4. Lamers H.J.G.L.M., Zickgraf F.-J., de Winter D., Houziaux L. & Zorec J. An improved classification of B[e]-type stars // *A&A.* – 1998. – V.340. – P.117-128.
5. Carciofi A.C. & Bjorkman J.E. Non-LTE Monte Carlo Radiative Transfer. I. The Thermal Properties of Keplerian Disks around Classical Be Stars // *ApJ.* – 2006. – V.639. – P.1081-1094.
6. Polster J., Korčáková D., Votruba V., Škoda P., Šlechta M., Kučerová B., Kubát J. Time-dependent spectral-feature variations of stars displaying the B[e] phenomenon. I. V2028 Cygni // *A&A.* – 2012. – V.542. – P.57-62.
7. Borges Fernandes M., Kraus M., Chesneau O., Domiciano de Souza A., de Araújo F. X., Stee P., Meilland A. The galactic unclassified B[e] star HD 50138. I. A possible new shell phase // *A&A.* – 2009. – V.508. – P.309-320.

## ВРЕМЯ-ПРОЛЕТНАЯ СИСТЕМА ИЗМЕРЕНИЯ ЭНЕРГИИ НА ЦИКЛОТРОНЕ ДЦ-60

<sup>1,2</sup>И.А. Иванов, <sup>1,2</sup>М.В. Здоровец, <sup>1,2</sup>М.В. Колобердин, <sup>1</sup>В.В. Александренко, <sup>1</sup>С.Г. Козин, <sup>1,2</sup>Е.К. Самбаев, <sup>1,2</sup>А.Е. Курахмедов, <sup>2</sup>А.К. Морзабаев

<sup>1</sup> Астанинский филиал Института ядерной физики, Астана, Казахстан

<sup>2</sup> Евразийский национальный университет им. Л.Н. Гумилева, Астана, Казахстан

При проведении ядерно-физических экспериментов особое требование предъявляется к энергии пучка ускоренных ионов, так как все ядерно-физические взаимодействия напрямую зависят от энергии налетающих частиц.

Более семи лет на ускорителе тяжелых ионов ДЦ-60 [1] расчет энергии ускоренного пучка ионов производился по следующей экспериментальной формуле (МэВ/нуклон):

$$E = \frac{c^2 m_u}{e 10^6} \left( \sqrt{\left( \frac{B_{ext} R_{ext} z e}{c A m_u} \right)^2 + 1} - 1 \right)$$

где  $c$  – скорость света в м/сек,  $e$  – заряд электрона в Кл,  $m_u$  – масса нуклона в кг,  $A$  – атомная масса иона,  $z$  – заряд иона,  $B_{ext}$  – магнитное поле на выводе из циклотрона измеряемое в Тл,  $R_{ext}$  – радиус вывода пучка в м.

Как видно из формулы в расчет энергии также входит параметр радиуса вывода пучка ионов  $R_{ext}$ , который на практике реализуется с вариацией от 0,690 до 0,708 м в зависимости от режима настройки циклотрона и также зависит от геометрической настройки системы вывода пучка ионов – дефлектора. Следовательно, рассчитанная энергия частиц может отличаться от фактической. Для измерения энергии пучков ускоренных ионов была разработана и спроектирована система измерения методом времени-пролета.

Для измерения энергии ионов применяют различные системы, такие как полупроводниковые детекторы, пикап-электроды и др. [2,3]. Указанные способы измерения энергии на циклотроне ДЦ-60 трудно реализовать, ввиду большой линейной энергии передачи для тяжелых ионов в области получаемых энергий на ускорителе.

Свободным от этого недостатка является метод времени пролета с использованием сцинтилляционных детекторов. Суть метода состоит в том, что один и тот же микробанч последовательно регистрируется двумя сцинтилляционными детекторами, установленными по ходу пучка на известном расстоянии. Микробанчи являются естественной временной структурой пучка ионов, ускоренных на циклическом ускорителе. Наличие микробанчей связано с интервалом фазового захвата ионов в процесс ускорения с помощью ВЧ поля. На циклотроне ДЦ-60 фазовый угол захвата составляет примерно  $30^\circ \div 35^\circ$ . Например, при ускорении ионов углерода частота ВЧ генератора составляет 16.6 МГц. Следовательно, длительность одного микробанча составляет порядка 4 нс.

Сцинтилляционные детекторы используются существенно меньше по размеру, чем сечение сканируемого пучка. Данные детекторы устанавливались на периферии исследуемого пучка так, чтобы не затенять друг друга. Детекторы применялись фирмы «НАМАМАТСУ»: фотосенсорный модуль серии Н6780 и модуль интегрального дискриминатора - формирователя с регулируемым фиксированным порогом серии С9744. Сигналы с детекторов направлялись к двухканальному время цифровому преобразователю (ВЦП), на базе SmartTDC-01 [4]. Сигнал с первого детектора, стоящих впереди по ходу пучка, задает команду «старт» преобразования, а сигнал второго - «стоп». Связь ВЦП с компьютером, установленным в зале ускорителя, осуществляется по кабелю Ethernet. На рисунке 1 представлена схема системы измерения энергии методом времени-пролета.

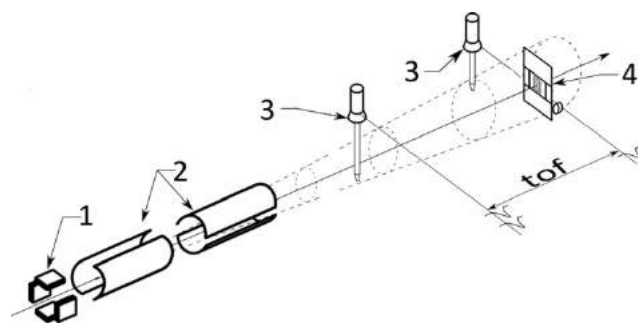


Рисунок 1 – Схема времяпролетной системы измерения энергии. 1 – корректирующие магниты, 2 – магниты сканирования, 3- сцинтилляционные детекторы с ФЭУ, 4 – мишенодержатель.

Настройка оборудования позволяет свести абсолютную систематическую ошибку измерения времени, связанную с флуктуацией задержки выходного сигнала формирователя в зависимости от амплитуд входных сигналов, до значения не более, чем 0.5 нс. Базовое расстояние между детекторами на данной установке составило 4110 мм. Сигнальные кабели с детекторов имеют строго одинаковую длину, чтобы временная задержка сигнала в обоих каналах измерения была одинакова. При помощи программной среды LabView была осуществлена связь сцинтилляционных детекторов с время-цифровым преобразователем SmartTDC-01 и компьютером.

На циклотроне ДЦ-60 были ускорены ряд ионов до различной энергии. В таблице 1 показаны результаты измерений энергии ионов методом времени пролета и ее сравнение с рассчитанной энергией ионов по приведенной формуле. Ошибка в измерении энергии оценивается величиной не хуже, чем  $\pm 3\%$ . Она связана с наличием как статистической, так и систематической ошибки в процессе измерения времени пролета. Время измерения энергии занимает 1-2 минуты.

Таблица 1 – Рассчитанная и измеренная энергия ускоренных ионов

№ п/п	Ион	Рассчитанная энергия, МэВ/нукл	Измеренная энергия, МэВ/нукл
1	$^{13}\text{C}^{2+}$	0.80	0.81
2	$^{13}\text{C}^{2+}$	1.00	0.97
3	$^{13}\text{C}^{3+}$	1.75	1.74
4	$^{40}\text{Ar}^{4+}$	0.80	0.79
5	$^{40}\text{Ar}^{5+}$	1.00	1.02
6	$^{40}\text{Ar}^{6+}$	1.75	1.74
7	$^{84}\text{Kr}^{12+}$	0.80	0.82
8	$^{84}\text{Kr}^{12+}$	1.00	1.01
9	$^{84}\text{Kr}^{15+}$	1.75	1.75

Из таблицы видно, что измеренная энергия ускоренных ионов незначительно варьируется от рассчитанной энергии. Разработанная система измерения энергии, основанная на методе времени пролета позволяет с высокой достоверностью измерять энергию пучка ускоренных ионов на циклотроне ДЦ-60.

#### Литература

1. I. Ivanov, et al. // Accelerator complex based on DC-60 cyclotron. Material of XXIV Russian-particle accelerator conference 2014 (Obninsk, Russia, 6-10 Oct. 2014). – P. 287- 289.
2. Wolf B. Handbook of ion sources. Boca Raton, FL: CRC Press, 1995.



3. Gulbekian G.G., Gikal B.N. et al. // Proc. 6th European Workshop on Beam Diagnostics and Instrumentation for Particle Accelerators (DIPAC), 5-7 May 2003. Mainz. P. 155.

4. Zager V., Krylov A. // Proc. XXIII International Symposium on Nuclear Electronics and Computing (NEC'2011), 12-19 September 2011. Dubna. P. 292

## ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ ГЕНЕРАТОР ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА НА ОСНОВЕ ЭФФЕКТА ВЫНУЖДЕННОГО РАМАНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ

А.Б. Аканаев, Б.А. Аканаев

КазНУ им. Аль-Фараби, Алматы, Казахстан

Условно диапазон электромагнитных волн занимающий спектр излучения между СВЧ и инфракрасным  $\sim 3 \cdot 10^{11} - 2 \cdot 10^{13} \sim 0.3 - 20$  ТГц или  $(10 - 600 \text{ см}^{-1})$  или  $1 \text{ мм} - 15 \mu\text{м}$  относится к терагерцовому диапазону. Огромный интерес к указанному спектру излучения связан с практическими применениями как в исследовании физики динамических процессов в твердых телах, так и перспективы использования данного диапазона излучения в спектроскопии длинных молекул, биополимеров и наноструктуры типа фуллеренов и нанотрубок [1-3], терагерцовой томографии [4].

Однако сейчас во всех указанных областях применения используются только фиксированные частоты терагерцового излучения. Нами предлагается использовать метод параметрически перестраиваемого излучения терагерцового диапазона методом ВРР, предложенным в работе [5] (Рис.1.), где активной средой служат сжатые газы и в частности, сжатый водород. Развитие указанного метода получили в работах [6] и др.

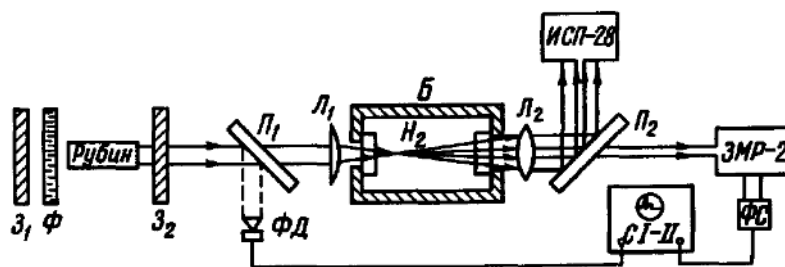


Рис.1

### Литература

1. Yun-Shik Lee. Principles of Terahertz Science and Technology. Springer, 2009.
2. R. Kohler et al. Terahertz semiconductor-heterostructure laser. Nature. (2002), vol. 417, p. 156-159.
3. Grischkowsky, et al. // J. Opt. Soc. Am. B. Vol. 7. No. 10, 1990.
4. S. Wang and X-C Zhang // J. Phys. D: Appl. Phys. 37 (2004).
5. B.A. Akanaev and Y. Petselt // JETP Lett. 3, 211 (1966).
6. J. Ducuing, R. Frey and F. Pradere, Tunable Lasers and Application, A. Mooradian, T. Jaeger and P. Stokseth, eds. (Springer-Verlag, Berlin, 1976), p. 81.

## АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ДВУХМАТРИЧНЫЙ ФОТОМЕТР

К.С.Куратов<sup>1,2,3</sup>, А.М.Сейтимбетов<sup>2</sup>, А.К.Куратова<sup>1,2</sup>, А.Т.Майлыбаев<sup>1,2,3</sup>,  
Н.Ш.Алимгазинова<sup>1,2</sup>, А.Б.Манапбаева<sup>1</sup>, Н.Т.Изтлеуов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Казахский Национальный Университет имени аль-Фараби, Алматы, Казахстан

<sup>2</sup>Национальный центр космических исследований и технологий, Алматы, Казахстан

<sup>3</sup>Астрофизический институт имени В.Г. Фесенкова, Алматы, Казахстан

В астрофизике есть круг важных задач, которые невозможно или трудно решить имеющимися фотометрами. Например, при астросейсмологических наблюдениях слабых объектов, поиске экзопланет и ряде других задач, где изменения (колебания) блеска исследуемой звезды малы и флуктуации в земной атмосфере не позволяют производить измерения или сильно их искажают. Чтобы выявить такие изменения блеска проводят длительные ряды наблюдений с применением сложного математического анализа (например, Фурье-анализа). Однако многие такие задачи не могут быть решены при использовании одноматричных фотометров и попросту не решаются. В одноматричных фотометрах эти колебания блеска «тонут» в шумах атмосферных флуктуаций.

При проведении астрономических наблюдений желательно проводить измерения исследуемой звезды и звезды-стандарта одновременно. Практически всегда звезда-стандарт находится на некотором расстоянии от исследуемой звезды, и даже при использовании ПЗС с максимальными размерами (на сегодняшний день размеры 50\*50 мм), не попадают одновременно на приемник излучения (матрицу). Поэтому приходится проводить наблюдения отдельно (по очереди: исследуемая звезда – звезда стандарт в каждом фильтре). Раздельное измерение, во-первых, ухудшает точность измерений за счет всевозможных флуктуаций происходящих в атмосфере Земли со временем, а во вторых увеличивает затраты наблюдательного времени на фотометрию каждого исследуемого объекта по отдельности. Этот недостаток может быть устранен только при одновременном измерении исследуемой звезды и звезды-стандарта, где влияния атмосферных флуктуаций, оказываемых на измерения, одинаковы.

Для проведения одновременных наблюдений исследуемой звезды и звезды-стандарта нами был разработан двухматричный фотометр [1,2], который установлен на однометровом телескопе Тань-Шаньской астрономической обсерватории (ТШАО). Телескоп имеет систему Ричи-Критьена, которая позволяет создавать большое неискаженное поле в фокусе телескопа, что дает дополнительные преимущества для работы двухматричного UBVRI фотометра.

Структура аппаратной части двухматричного фотометра включает в себя следующие составные части:

1. Центральным звеном управления служит микроконтроллерная платформа типа ARDUINO UNO, который для удобства обращения просто называют микроконтроллером (МК). Модуль Arduino Uno - это устройство на основе микроконтроллера ATmega328, который обеспечивает связь приемопередатчика с USB-портом компьютера, и при подключении к ПК позволяет Arduino определяться как виртуальный COM-порт. Прошивка микросхемы 16U2 использует стандартные драйвера USB-COM, поэтому установка внешних драйверов не требуется. На платформе Windows необходим только соответствующий .inf-файл.

2. Электромеханический узел (ЭМУ) состоит из микровинта длиной 25см, которой перемещает оптический блок, состоящий из диагонального зеркала, турели с фильтрами и матрицы CCD-2. Перемещение осуществляется шаговым двигателем (ШД), который вращая микровинт, перемещает оптический блок со второй матрицей с точностью установки до 0.05

мкм. Управление ШД осуществляется драйвером A3967 EasyDriver V4.4. Управление драйвером осуществляется от Arduino контроллера с помощью специальных программ.

3. Так как все электронные узлы телескопа связаны распределенной сетью и находятся на значительном расстоянии, то все узлы связаны конверторами RS-485[4]. RS-485 выбран нами, так как он может вести до 32 приемников со скоростью связи по спецификации до 10 Мбод/сек на расстояние до 1200 м.

4. В системе управления двухматричным фотометром (СУДФ) для осуществления правильного позиционирования и осуществления контроля за передвижением оптического блока со второй матрицей применен датчик угла поворота микровинта (энкодер).

В качестве датчика угла поворота применен абсолютный магнитный энкодер BaumerElectricCH-8501, особенностью которого является сохранение данных угла поворота при падении или исчезновении напряжения, или при перезагрузке компьютера.

Если в обесточенном состоянии вал энкодера был провернут на определенный угол или какое-то количество оборотов, то при появлении напряжения энкодер сразу выдаст новое, фактическое угловое положение вала и фактический номер оборота. Благодаря этому, не требуется после каждого включения системы производить движение механических частей машины на стартовую позицию, что является неоспоримым преимуществом абсолютных энкодеров.

5. Схема защиты включает в себя механизм концевых выключателей по обеим границам разрешенного перемещения оптического блока по микровинту, который предотвращает механические поломки и дает сигнал МК о достижении границ перемещения.

6. Схема ручного управления позволяет осуществлять кнопочный сброс в начальное положение, задает команды на перемещение и выбор направления движения в тестовом режиме.

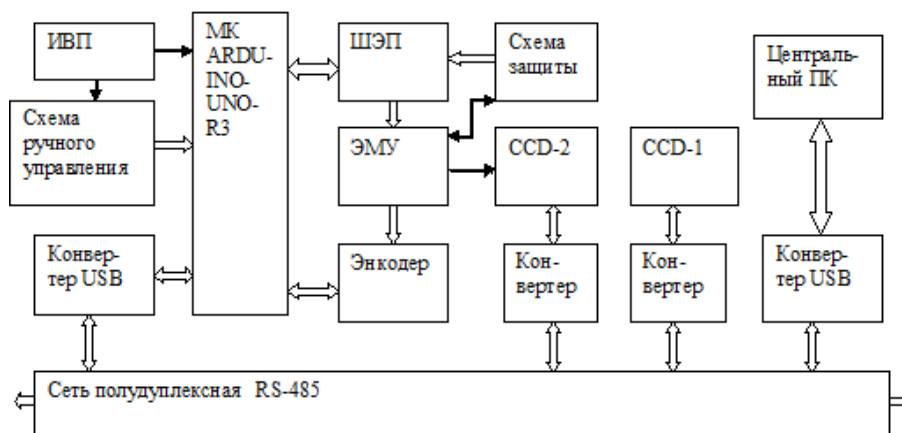


Рисунок 1 - Структура системы управления двухматричным фотометром

#### Литература

1. Лютый В. М., Абдуллаев Б. И., Алекперов И. А., Гюльмалиев Н. И., Микаилов Х. М., Рустамов Б. Н. I. Согласования ПЗС-фотометра с оптикой Цейсс-600 // Azerbaijani astronomical journal. – 2009. – № 3-4. – С. 36-41.

2. Патент на изобретение № 2015/1443.1 «Астрономический двухматричный фотометр». Авторы: Ж.Ш. Жантаев, К.С. Куратов, Н.Ш. Алимгазинова, А.К. Куратова, А.Б. Манапбаева.

## ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭНЕРГИИ В СПЕКТРЕ МОЛОДОЙ ЗВЕЗДЫ АЕ/ВЕ ХЕРБИГА IRAS 22150+6109

К.С. Куратов<sup>1,2,3</sup>, О.В. Захожай<sup>4</sup>, А.К. Куратова<sup>1,2</sup>, А.Б. Манапбаева<sup>1</sup>,  
Н.Ш. Алимгазинова<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Казахский Национальный Университет имени аль-Фараби, Алматы, Казахстан

<sup>2</sup>Национальный центр космических исследований и технологий, Алматы, Казахстан

<sup>3</sup>Астрофизический институт имени В.Г. Фесенкова, Алматы, Казахстан

<sup>4</sup>Главная астрономическая обсерватория АН Украины, Киев, Украина

Одним из самых выдающихся открытий конца XX столетия было наблюдательное подтверждение существования экзопланет [1] и коричневых карликов [2]. Десятилетием ранее были получены первые подтверждения существования околозвездных дисков, в которых зарождаются планетные системы [3, 4].

За последние 30 лет инструментальная база, а так же теоретические модели, описывающие физическое состояние и эволюцию планетных систем, развились существенно [5]. Вступил в строй крупнейший телескоп, работающий в миллиметровом (ММ-) диапазоне волн ALMA, и уже получены первые изображения протопланетных дисков HL Tau [6] и TWHya [7] с высоким пространственным разрешением. Такие результаты позволяют изучать пространственную структуру протопланетных дисков, их радиальные градиенты изменения температуры и плотности, информация о которых позволяет строить более реалистические их модели. С другой стороны, адекватность полученных моделей реальным объектам, влияет на точность определения полученных геометрических характеристик окружающих дисков звезд (наклон к наблюдателю, значения внутренних и внешних радиусов и др.) [8-11]. Существенным является и обнаружение внутри протопланетных дисков кольцевых структур с низкой оптической толщей, которые могут быть связаны с местами формирования протопланет. С одной стороны, такие области могут вносить вклад в распределение энергии (непрерывных) спектров (РЭС) околозвездных дисков, с другой, – нести информацию о строении формирующихся планетных систем (числе образующихся планет, а, возможно, и их масс; местоположения «темных» колец, могут служить указанием на тип будущих планет).

В данной работе приводятся фотометрические данные наблюдений молодой звезды Ae/Be Хербига IRAS 22150+6109, полученные нами на 1-м телескопе ТШАО АФИФ (инфракрасные данные взяты из каталога IRAS) и сравнение наблюдаемых распределений энергии в спектре с теоретическими расчетами путем варьирования следующих параметров:  $T_{эфф}$  звезды, температура сублимации пыли, внутренний радиус сублимации пыли, внешний радиуса сублимации пыли, температура пыли на  $R_{in}$  и температура пыли на  $R_{out}$ .

На рисунке 1 представлен один из графиков сравнения наблюдаемого распределения энергии в спектре IRAS22150+6109 с модельным расчетом со следующими параметрами:

$T_{эфф}$  звезды =  $20000 \pm 1000$ К;

Температура сублимации пыли:  $T_{sub} = 1500$ К;

Внутренний радиус сублимации пыли:  $R_{in} = 132 \pm 24$ AU;

Внешний радиуса сублимации пыли:  $R_{out} = 10^3$ AU;

Температура пыли на  $R_{in} = 104$ К;

Температура пыли на  $R_{out} = 26$ К.

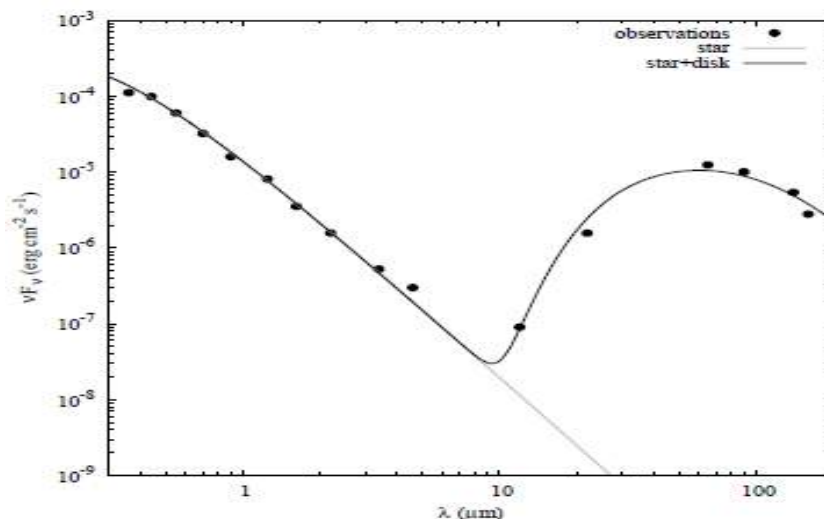


Рисунок 1 - Наблюдаемые и теоретические распределение энергии в спектре IRAS22150+6109

#### Литература

1. Mayor M., Queloz D. A Jupiter-mass companion to a solar-type star // Nature – 1995 – Vol. 378 – № 6555 – P. 355-359.
2. Rebolo R., Zapatero Osorio M. R., Martín E. L. Discovery of a brown dwarf in the Pleiades star cluster // Nature – 1995 – Vol. 377 – № 6545 – P. 129-131.
3. Aumann H.H., Beichman C.A., Gillett F.C., et al. Discovery of a shell around Alpha Lyrae // The Astrophysical Journal – 1984. – Vol. 278. – L23-L27.
4. Smith B.A. Terrell R.J. A Circumstellar Disk around beta Pictoris // Science – 1984. – Vol. 226. – P. 1421-1424.
5. Zakhzhay V. A., Zakhzhay O. V. Disks around the nearest stars and substars // Kinematics and Physics of Celestial Bodies – 2010. – Vol. 26, Iss. 1. – P. 1-17.
6. ALMA Partnership, Brogan C.L., Pérez L.M., Hunter T.R., Dent W.R.F. et al. The 2014 ALMA Long Baseline Campaign: First Results from High Angular Resolution Observations toward the HL Tau Region // The Astrophysical Journal Letters – 2015 – Vol. 808 – № 1 – P. L3-L12.
7. Andrews S.M., Wilner D.J., Zhu Zh., Birnstiel T., Carpenter J.M. et al. Ringed Substructure and a Gap at 1 AU in the Nearest Protoplanetary Disk // Astrophysical Journal Letters -- accepted.
8. Zakhzhay O.V. Spectral energy distribution simulations for substars with gapless disks // Radio Physics and Radio Astronomy – 2011 – 2, №2 – P. 125-132.
9. Zakhzhay O.V. Spectral energy distribution simulations for substars with disks having inner holes // Radio Physics and Radio Astronomy – 2011 – 2, №3 – P. 211-220.
10. Zakhzhay V. A., Zakhzhay O. V. and Vidmachenko A. P. Peculiarities of simulation of thin flat discs with central objects in accordance with their spatial location // Kinematics and Physics of Celestial Bodies – 2011. – 27, №3 – P.140-153.
11. Zakhzhay O. V., del Burgo C. and Zakhzhay V. A. Geometry of highly inclined protoplanetary disks // Advances in Astronomy and Space Physics – 2015. – Vol. 5. – P. 33-38.

## ФРАКТАЛЬНАЯ ТОПОЛОГИЯ ГАЛАКТИЧЕСКИХ СКОПЛЕНИЙ

З.Ж. Жанабаев, С.А. Хохлов, А.Т. Агишев\*

Казахский национальный университет имени аль-Фараби, Алматы, Казахстана.

\* [aldiyar.agishev@kaznu.kz](mailto:aldiyar.agishev@kaznu.kz)

Галактики распределены в пространстве вокруг нас неоднородно. Это следствие группирование галактик с образованием пустот и уплотнений, вызванных гравитационным тяготением и расширением [1,2]. Такие структуры фрактальны и могут быть описаны нелинейными фрактальными уравнениями [3].

Пример такого скопления показан на рис. 1.

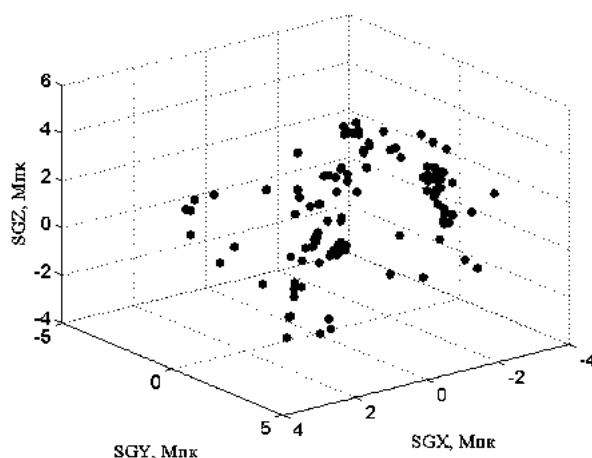


Рис. 1 – Расположение 105 близлежащих галактик на расстоянии менее 4 Мпк от наблюдателя, в галактических координатах, по данным телескопа Хаббл [4].

Наше ближайшее окружение образует так называемую Местную группу с крупными галактиками М31 (Андромеда), MilkyWay (Млечный путь) и 24 карликовыми галактиками. На расстоянии 6 Мпк от наблюдателя находятся еще 79 меньших по размеру галактик составляющие группы М81/М82, IC342/Maffei 1 и ближайшее соседство.

Корреляционная размерность распределения при рассмотрении из различных точек пространства, в частности относительно Местной группы, групп М81/М82 и IC342/Maffei 1 выглядит так (см. рис.2).

Зная экспериментальное распределение галактик по расстоянию  $R$  можно качественно описать наблюдение нелинейным фрактальным отображением [3]:

$$X_{i+1}^+(R_*) = R \left( \left| 1 - \frac{X_i^+}{R_*} \right| \right)^{-\gamma} \quad (1)$$

где  $\gamma = D - d$  – разность фрактальной и топологической размерностей множества галактик,  $R$  – расстояние в заданном направлении, в Мпк,  $X$  – фрактальное расстояние в масштабе  $R$ ,  $X(\gamma = 0) = R$ ,  $R_*$  – характерное расстояние. Наряду с функцией  $X^+(R_*)$ , можно пользоваться и функцией  $X^-(1/R_*)$ , что позволяет учесть взаимодействие галактик.

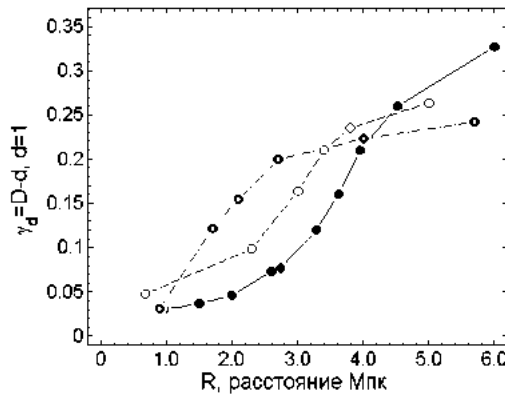


Рис. 2 – Зависимость параметра  $\gamma_d = D - d$  от расстояния до наблюдателя  $R$ , где  $D$  – корреляционная размерность,  $d$  – топологическая размерность множества координат галактик. Принято условие, что наблюдатель находится: ● – в Местной группе, ● – в группе галактик M81/M82, ○ – IC342/Maffei 1.

Зная экспериментальное распределение галактик по расстоянию  $R$  можно качественно описать наблюдение нелинейным фрактальным отображением [3]:

$$X_{i+1}^+(R_*) = R \left( 1 - \frac{X_i^+}{R_*} \right)^{-\gamma} \tag{1}$$

где  $\gamma = D - d$  – разность фрактальной и топологической размерностей множества галактик,  $R$  – расстояние в заданном направлении, в Мпк,  $X$  – фрактальное расстояние в масштабе  $R$ ,  $X(\gamma = 0) = R$ ,  $R_*$  – характерное расстояние. Наряду с функцией  $X^+(R_*)$ , можно пользоваться и функцией  $X^-(1/R_*)$ , что позволяет учесть взаимодействие галактик.

Для групп галактик характерное расстояние  $R_*$  – так называемый радиус нулевой гравитации, которое отсчитывается от центра масс группы. При  $R = R_*$  силы тяготения и расширения равны.  $R$  – расстояние от центра масс до отдельных объектов группы. Однако для выбора параметра  $\gamma = D - d < 3.99$  в теории необходимо знать не только наблюдаемое значение, но и значение  $\gamma_d$ , найденное из реализаций отображения (1). Для этого нужно определить корреляционную размерность кривой, реализуемой отображением (1) как функцию от задаваемого значения  $\gamma$ . Результат расчетов показан на рисунке 3.

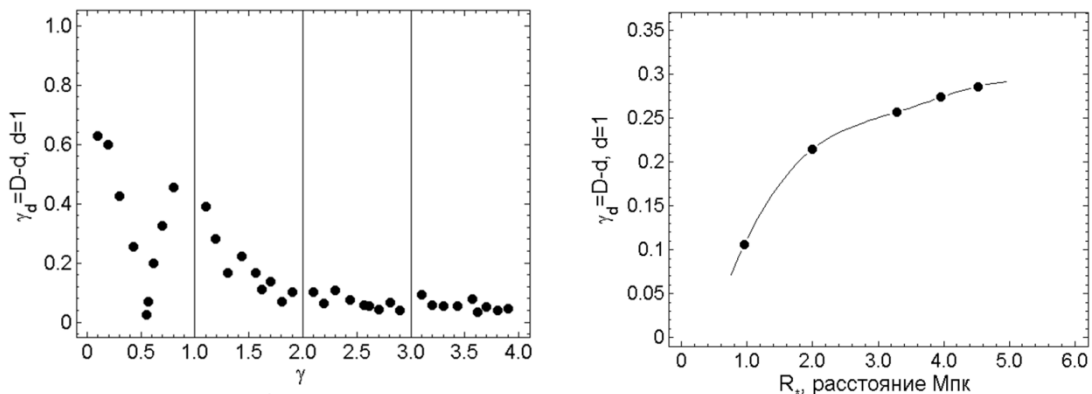


Рис. 3 а) – зависимость  $\gamma_d$  от задаваемого в уравнении (1) значений  $\gamma$ , б) – зависимость  $\gamma_d$  от расстояния до наблюдателя по результатам моделирования по (1) при значении  $\gamma = 0,567$ .

Из полученных результатов можно выбрать значения  $\gamma$  для моделирования. Для этого необходимо знать экспериментальное распределение и отождествляя его с  $\gamma_d$  выбрать из рисунка 3(а) соответствующее значение  $\gamma$ .

Получены зависимости показателей скейлинга для различных групп галактик от расстояния. Установлена связь между теоретическим значением  $\gamma$  и его значением для одномерной реализации  $\gamma_d$ . Качественное согласие рисунков 2 и 3(б) подтверждает возможность описания топологии галактик через исходное отображение (1).

#### Литература

1. I.D. Karachentsev, O.G. Kashibadze, *Astrophysics*, Vol. 49(1) 2006
2. А.Д. Чернин Тёмная энергия в ближней Вселенной: данные телескопа «Хаббл», нелинейная теория, численные эксперименты // *Uspekhi Fizicheskikh Nauk* 183 (7), pp. 741-747, 2013.
3. З.Ж. Жанабаев, С.А. Хохлов, Нелинейная геометрическая модель структуры ансамбля антигравитирующих галактик // *Вестник КазНУ, Сер.физическая* (2015).
4. I. D. Karachentsev, O. G. Kashibadze, D. I. Makarov, and R. B. Tully, The Hubble flow around the Local Group // *MNRAS* (2009)Vol. 393, 1265-1274.



## КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ШУМА НА ДИНАМИКУ КЛАСТЕРА, СОСТОЯЩЕГО ИЗ ВЗАИМОСВЯЗАННЫХ НЕЙРОНОВ ФИТЦХЬЮ-НАГУМО.

Б.Ж. Медетов, А.Ж. Наурызбаева, Н.Ш. Алимгазинова, Н. Албанбай

НИИЭТФ КазНУ им.аль-Фараби, Алматы. Казахстан

В работе [1] были представлены результаты теоретического исследования устойчивости аттракторов кластера, состоящего из взаимосвязанных нейронов ФитцХью-Нагумо. А в работе [2] с помощью численных исследований подтверждена верность выводов, сформулированных в теоретической части. В дальнейшем данные исследования продолжались на натуральных экспериментах, сконструированных в виде аналоговой электронной схемы, которая полностью соответствует математической модели рассматриваемого кластера нейронов ФитцХью-Нагумо. Эти исследования показали, что экспериментальные результаты в определенной степени имеют расхождения от предполагаемых теоретических выводов. В частности было найдено, что режимы генерации сигналов кластером в эксперименте и в теории в области одних и тех же параметров системы не соответствуют друг другу [3]. Более того в эксперименте также было установлено, что частоты генерируемых сигналов довольно сильно зависят от параметров экспериментальной схемы [4]. Дальнейшие исследования причин возникновения этих расхождений показали, что они вызваны наличием естественного шума в эксперименте [5]. Тем не менее, оставался открытым вопрос, как регулировать уровень шума в эксперименте, чтобы установить степень влияния шума на динамику кластера нейронов ФитцХью-Нагумо. В эксперименте этого осуществить фактически невозможно. В связи с этим, нами было проведено компьютерное моделирование влияния шума на динамику кластера, состоящего из нейронов ФитцХью-Нагумо. Для этих целей в среде Multisim 12 была собрана соответствующая электронная схема, где в качестве источника генерации шума использовалась компонента Thermal Noise. На рисунке 1 представлена схема, с помощью которой изучались осциллограмма и спектр шумового сигнала, генерируемого компонентой Thermal Noise. Эти шумовые сигналы по своим спектральным свойствам очень близки к шумам, которые обычно возникают в натуральных электронных элементах.

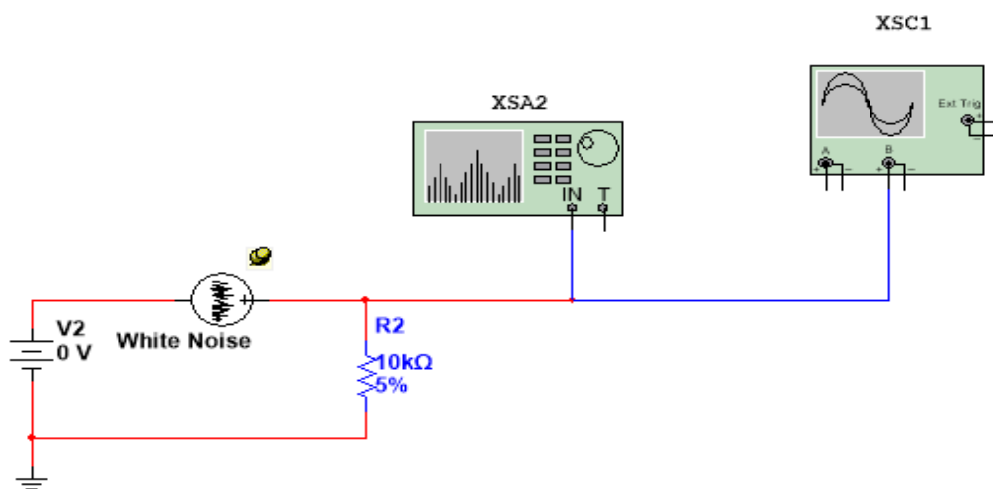


Рисунок 1 – Аналоговый генератор шума

Для того чтобы исследовать и проанализировать влияние шума, в среде Multisim 12 была собрана электронная схема, изображенная на рисунке 2.

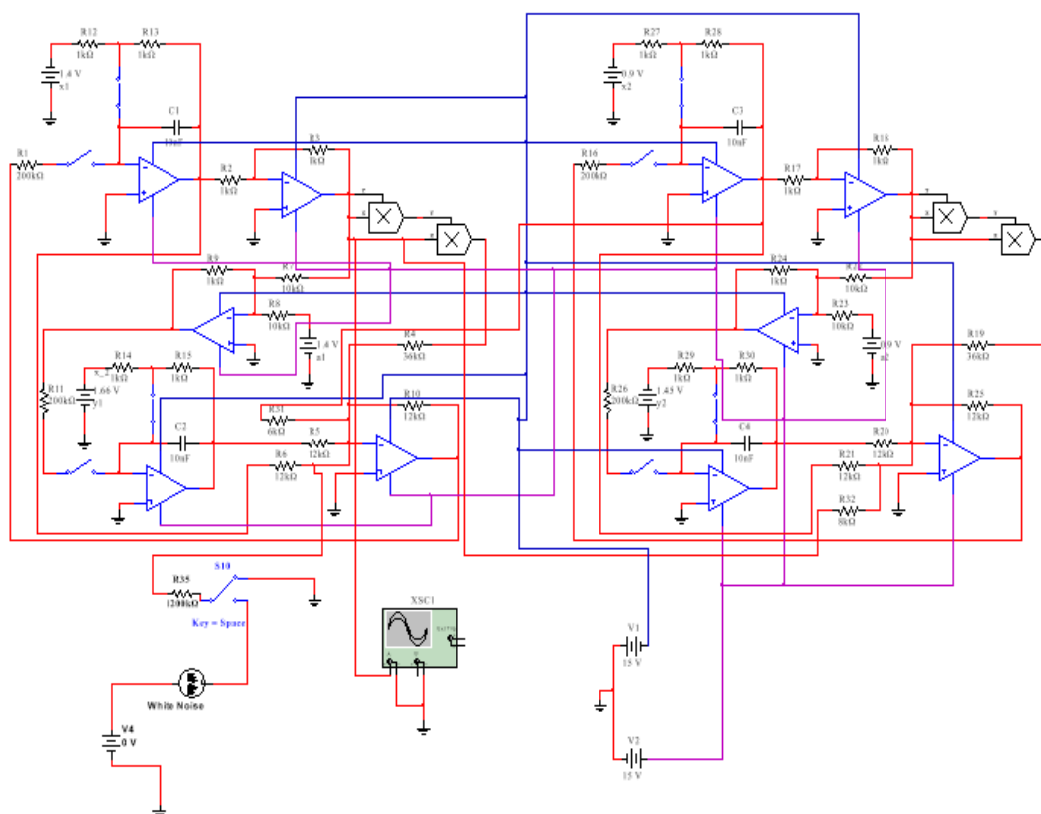


Рисунок 2 – Схема подключения генератора шума к модели кластера связанных нейронов ФитцХью-Нагумо

Результаты схемотехнического моделирования показали, что модель электронной схемы, представленной на рисунке 2, полностью подтверждает выводы численных исследований о влиянии шума на режимы генерации сигналов кластером, состоящего извзаимосвязанных нейронов ФитцХью-Нагумо.

#### Литература

- 1 Жанабаев З.Ж., Закс М., Медетов Б.Ж. Генерация сигналов кластером связанных двух автоколебательных систем на границе потери устойчивости равновесия. Теория // Журнал проблем эволюции открытых систем. – Алматы, 2012. –Т.1, вып.14. –С. 31-35.
- 2 Наурзбаева А.Ж., Медетов Б.Ж., Ыскак А.Е. Численное исследование двухчастотного режима генерации сигналов кластером автоколебательных систем //Известия НАН РК, серия физическая. –Алматы, 2013. -№2(288) -С. 134-137.
- 3 Медетов Б.Ж., Наурзбаева А.Ж., Албанбай Н., Манапбаева А.Б. Экспериментальное измерение сигналов кластера связанных автоколебательных систем // Журнал ПЭОС. – Алматы, 2013. –Т.1, вып. 15. -С. 17-23.
- 4 Медетов Б.Ж., Албанбай Н., Налибаев Е.Д., Асанов Г.С. Зависимость количества и частоты спайков во «взрывах», а также частоты «взрывов» от RC-параметра аналогового интегратора. //Вестник КазНУ, серия физическая. – Алматы, 2014. -№1(48), -С. 61-67.
- 5 Medetov B., Weiss G., Zhanabaev Zh., Zaks M. Numerically induced bursting in a set of coupled neuronal oscillators //Communications in Nonlinear Science and Numerical Simulation. – 2015. -№20. -P.1090-1098.

## ПОРИСТОСТЬ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ НАНОКЛАСТЕРНЫХ ПЛЕНОК

З.Ж. Жанабаев, Т.Ю. Гревцева, А.Е. Жанабаева, И.С. Тлеубаева

ННЛОТ, НИИЭТФ, Алматы, Казахстан

Изучение физических свойств пористых полупроводниковых наноструктур является одной из актуальных задач нанoeлектроники, т.к. пористые материалы, в том числе пористый кремний, обладают уникальными электрическими и оптическими свойствами, что обуславливает их широкое применение в приборах оптоэлектроники, фотоники, для создания высокочувствительных газовых сенсоров, мемристоров и т.д. [1-3]. В работе [4] показано, что существует оптимальное значение пористости слоя солнечного элемента  $\eta = 2/3$ , при котором его эффективность возрастает на 30%. Настоящая работа посвящена изучению и моделированию пористости нанокластерных полупроводниковых пленок.

Пористость экспериментально определяется взвешиванием кристаллического образца и образца в пористом состоянии. Для теории важно знать связь пористости с фрактальной размерностью  $D$ , или показателем скейлинга  $\gamma = D - d$ , где  $d$  – топологическая размерность.

Пористость определяют в виде [5]

$$\eta = (\delta_1/\delta_2)^{3-D}, \quad (1)$$

где  $\delta_1$  и  $\delta_2$  – наименьший и наибольший масштабы измерения структур соответственно. Однако в [5] указано, что формула (1) не универсальна, неясным остается вывод этой формулы.

Ниже мы приведем вывод формулы для  $\eta$  трехмерной фрактальной среды.

Пористость нанообъекта (полупроводника) мы определяем как относительную разность геометрической фрактальной меры  $M_D$  и геометрической регулярной меры  $M_d$ :

$$\eta = ((M_D - M_d)/M_D)^3 = (1 - M_d/M_D)^3, \quad M_d \leq M_D. \quad (2)$$

Понятие меры предполагает аддитивность и измеримость рассматриваемой характеристики объекта.

Для простоты мы можем рассматривать только по одному экземпляру наноструктур с характеристикой  $\gamma_i$  ( $i = x, y, z$ ), так как по определению (2) пористость  $\eta$  не зависит от количества наноструктур.

По смыслу введенных мер имеем:

$$M_d = a_1 + a_2 + a_3 = \sum_{i=1}^3 a_i, \quad M_D = \sum_{i=1}^3 M_{D,i}, \quad (3)$$

$$M_{D,i} = a_i (\delta_i/M_d)^{-\gamma_i}, \quad \gamma_i = D_i - d_i, \quad i = (x, y, z). \quad (4)$$

Здесь  $a_1, a_2, a_3$  – максимальные масштабы измерения по осям координат  $x, y, z$ . Подставляя (3) и (4) в формулу (2), имеем

$$\eta = \left( 1 - \frac{\sum_{i=1}^3 a_i}{\sum_{i=1}^3 a_i \left( \frac{\delta_i}{\sum_{i=1}^3 a_j} \right)^{-\gamma_i}} \right)^3 = \left( 1 - M_d / \sum_{i=1}^3 a_i \left( \frac{\delta_i}{M_d} \right)^{-\gamma_i} \right)^3. \quad (5)$$

Формулу (5) мы запишем в виде:

$$\eta = \left( 1 - M_d / \left( \alpha_x \left( \frac{\delta_x}{M_d} \right)^{-\gamma_x} + \alpha_y \left( \frac{\delta_y}{M_d} \right)^{-\gamma_y} + \alpha_z \left( \frac{\delta_z}{M_d} \right)^{-\gamma_z} \right) \right)^3, \quad (6)$$

где  $\alpha_x, \alpha_y, \alpha_z$  – максимальные масштабы структур по  $x, y, z$ ;  $\delta_x, \delta_y, \delta_z$  – минимальные масштабы измерения по  $x, y, z$ ;  $\gamma_x, \gamma_y, \gamma_z$  – разность между фрактальной и топологической размерностями. Можно принять  $M_d = 1$ , так как мы ищем масштабно-инвариантную закономерность. Тогда нужно принять  $\delta_x, \delta_y, \delta_z \ll 1$ .

На рисунке 1(а) приведена зависимость пористости объекта от показателя скейлинга, полученная численным анализом формулы (6). На рисунке 1 приведены экспериментальные данные по фрактальной размерности пор [5]. Результаты численного анализа качественно согласуются с соответствующими экспериментальными данными [5], полученными измерениями вторичной электронной эмиссии в песчаниках. Отметим, что пористость наноматериалов экспериментально недостаточно изучена, необходимы специальные методы повышения точности измерения.

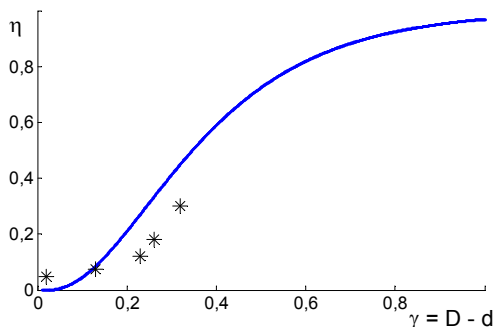


Рисунок 1. Зависимость пористости объекта от его фрактальной размерности.

$$M_d = 1, \alpha_x = \alpha_y = \alpha_z = 0.33, \delta_x = \delta_y = \delta_z = 0.01, d = 2, \gamma = D - d.$$

Работа выполнена при поддержке грантов 3209/ГФ4 и 0263/ПЦФ.

#### Литература:

1. Zhanabaev Z.Zh., Grevtseva T.Yu. Physical Fractal Phenomena in Nanostructured Semiconductors // Reviews in Theoretical Science. – 2014. – Vol. 2, No 3. – P.211-259.
2. Zhanabaev Z.Zh., Grevtseva T.Yu., Imanbayeva A.K., Zhanabayeva A. // Chaotic Modeling and Simulation. – 2015. – No 2. - P. 169-180.
3. Zhanabaev Z.Zh., Grevtseva T.Yu., Ibraimov M.K. Morphology and Electrical Properties of Silicon Films with Vertical Nanowires // Journal of Computational and Theoretical Nanoscience. – 2016. – Vol. 13, No 1. – P. 1-4.
4. Жанабаев З.Ж., Диханбаев К.К. // Мат. IV Междунар. науч. конф. «Современные проблемы физики конденсированного состояния, нанотехнологий и наноматериалов». – Алматы, 2016 (в печати).
5. Федер Е. Фракталы. – Москва: Мир, 1991. - 254 с.

## ИНФОРМАЦИОННО-ЭНТРОПИЙНЫЙ АНАЛИЗ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ГАЛАКТИК

А.Ж. Наурызбаева, Д. Рахымжанқызы, Г.С. Касымханова

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

Несмотря на большой прогресс, достигнутый в последнее время как в описании свойств структурности во Вселенной, так и в вопросе о ее формировании, в этой области есть еще много нерешенных проблем, среди которых, в частности, вопрос о нижней границе масштабов, на которых Вселенная становится однородной. В настоящей работе для исследования этого вопроса проводился информационно – энтропийный анализ структуры Вселенной на разных масштабах.

Исследования проводились нами на основе данных об экваториальных координатах и красных смещениях галактик, полученных в результате осуществления проектов SloanDigitalSkySurvey и 2dFGalaxyRedshiftSurvey (Two-degree-FieldGalaxyRedshiftSurvey) представленных на сайтах [www.2dfgrs.net](http://www.2dfgrs.net) и [www.sdss.org](http://www.sdss.org).

Для различных масштабов по формуле  $S = -\sum_i p_i(\delta) \ln p_i(\delta)$ , где  $\delta$  – масштаб измерения величины сигнала (размер ячейки),  $p_i$  – вероятность попадания значения сигнала в интервал  $\delta$  с номером  $i$ , рассчитывалась энтропия Шеннона пространственного распределения галактик, которая затем нормировалась на энтропию равномерного распределения точек в той же области и с тем же количеством галактик, как и в исследуемой выборке из каталога (такое распределение должно обладать максимальным из всех возможных для данной выборки значением энтропии).

На рисунке 1 представлена зависимость нормированной энтропии Шеннона распределения галактик в пространстве от рассматриваемого масштаба по данным SDSS, а на рисунке 2 – та же зависимость для пространственного распределения галактик в проекции на плоскость. Пунктирными линиями указаны границы области самоорганизации для значений энтропии [1].

Интервал исследованных масштабов ограничивался с нижней стороны тем, чтобы в ячейку соответствующего размера попадало достаточное для набора статистики количество точек, а с верхней стороны тем, чтобы выборка галактик была достаточно полной, т.е. чтобы в ячейке не было областей, не охватываемых в полной мере каталогом. Ошибка в определении энтропии составляет от 0,04 для малых масштабов до 0,02 для больших.

Из рисунка 1 видно, что, начиная с наименьшего исследованного масштаба 15-20 Мпк, нормированная энтропия увеличивается от значений  $\sim 0,65$  до значений  $\sim 0,9$  на масштабах  $\sim 110$  Мпк, начиная с масштабов  $\sim 50$  Мпк рост энтропии замедляется, почти насыщаясь на  $\sim 110$  Мпк, хотя и продолжается до максимальных рассмотренных масштабов, не достигая, впрочем, значений энтропии равномерного распределения даже на масштабах  $\sim 150$  Мпк, подтверждая, таким образом, результаты, полученные нами при исследовании корреляционной размерности. При этом в интервалах до  $\sim 50$  Мпк энтропия попадает в область самоорганизации. Это говорит о том, что на этих масштабах наблюдается сложная иерархия структур, начиная же с 'больших масштабов распределение начинает приближаться к равномерному, хотя и не становится таким.

Представленная на рисунке 2 закономерность качественно согласуется с вышеописанной, однако значения энтропии выше, чем для трехмерного распределения на тех же масштабах, и насыщение наступает при меньших,  $\sim 50$  Мпк размерах ячейки. Это должно объясняться тем, что при проецировании галактик из пространства на плоскость, структуры, накладываясь друг на друга, сглаживаются, что и приводит к более равномерному распределению.

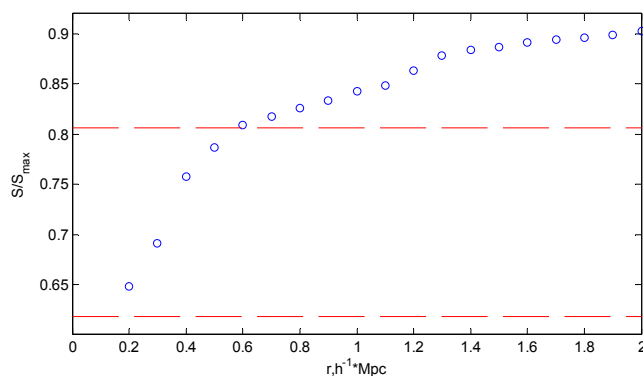


Рисунок 1 - Зависимость нормированной энтропии Шеннона пространственного распределения галактик от рассматриваемого масштаба по данным каталога SDSS

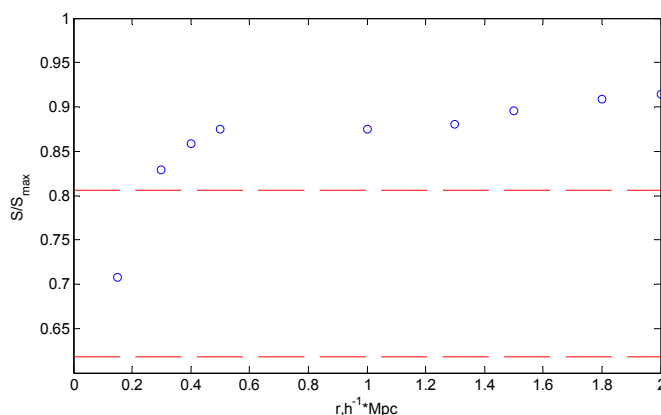


Рисунок 2 - Зависимость нормированной энтропии Шеннона пространственного распределения галактик в проекции на плоскость от рассматриваемого масштаба по данным каталога SDSS

Эти результаты в целом согласуются с результатами, полученными другими авторами на основе исследования корреляционной размерности пространственного распределения галактик, например, [2] (примеров исследования информационной энтропии этого распределения в мировой научной литературе нами встречено не было). Однако большинство исследователей получают меньшие значения верхней границы масштабов структурности. Наши исследования указывают на то, что она может наблюдаться, по крайней мере, вплоть до масштабов  $\sim 150$  Мпк.

#### Литература

1. Жанабаев З.Ж., Мухамедин С.М., Иманбаева А.К, «Информационные критерии степени самоорганизации в турбулентности» // Известия вузов. Физика. –Томск, 2001. – № 7. – С. 72-7.
2. Ловягин Н.Ю.// Статистические свойства пространственного распределения Галактик. Астрофизический бюллетень, 2009, том 64, №3, С 223–235

## ХАРАКТЕРИСТИКИ И ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКОЙ СВЯЗИ

Ш.А. Туляганова

*Ташкентский университет информационных технологий, Ташкент, Узбекистан*

В настоящее время волоконно-оптические линии связи широко используются для создания широкополосных сетей доступа. Современные технологии широкополосных сетей доступа обеспечивают предоставление пользователю широкого набора услуг.

Волоконно-оптическая связь это - электрический сигнал преобразуется в световой, который передается по оптическому волокну на удаленный приемник, где он опять преобразуется – в первоначальный электрический сигнал. У волоконно-оптической связи имеется много преимуществ перед другими способами связи. Сигнал может посылаться без усиления на более длинные расстояния; не возникает никаких проблем с помехами от электрических полей; пропускная способность – намного выше, чем у сетей с парными или коаксиальными кабелями; само волокно намного легче и меньше по размеру, чем медная жила.

Основным ограничением для передачи информации по волоконно-оптической линии связи является затухание оптического сигнала по мере его распространения по волокну. Информация, содержащаяся в световом сигнале, посланном по волокну, должна быть получена и преобразована в свою исходную форму. По мере распространения по волокну оптический сигнал затухает из-за релеевского рассеяния. Некоторая часть световой энергии поглощается, а часть этой энергии уходит из волокна наружу на дефектах, возникающих в стекле при чрезмерных изгибах волокна. Если световой энергии потеряно (т.е. ушло на затухание) очень много, то сигнал может оказаться слишком слабым, чтобы приемник на дальнем конце мог различить в этом сигнале отдельные импульсы. Если сигнал у приемника слишком слабый, тогда нам, для того чтобы компенсировать чрезмерное затухание, придется увеличить выходную мощность передатчика, повысить чувствительность приемника или уменьшить расстояние между передатчиком и приемником. Крайне важно знать, сколько именно световой энергии теряется в каком-либо отрезке волокна прежде, чем использовать его в сети связи. Если полное затухание слишком велико, то необходимо принимать определенные меры по исправлению положения. Определение потерь в оптическом волокне:

Лучший способ измерить полное затухание в оптическом волокне – это подать световой сигнал определенного уровня в один конец волокна, а затем измерить уровень этого сигнала, когда он выйдет на другом конце. Разница между этими двумя уровнями – измеренная в децибелах (дБ) – будет представлять собой полное затухание. Для наиболее точного измерения такого рода надо использовать калиброванный источник света и оптический ваттметр. Но при измерении с помощью источника света и оптического ваттметра нельзя определить, является ли затухание сильным по всей длине волокна или же оно локализовано в каком-либо одном "слабом" месте; неизвестно, в какой части волокна возникает эта проблема. С другой стороны, при работе с оптическим рефлектометром получается график "уровень сигнала в зависимости от расстояния", крайне полезный при определении места возникновения в волокне каких-либо неполадок.

Другие виды тестирования волокна:

Самым важным видом тестирования для большинства видов волокна является точное измерение характеристик затухания. Но для работающих с большой скоростью или очень длинных волоконно-оптических сетей могут понадобиться и другие виды тестирования. При измерении дисперсии определяется, какое влияние на информационную емкость волокна может оказать наличие разных скоростей распространения света в волокне (т.е. тот факт, что некоторые компоненты светового излучения, несущие информацию, могут распространяться

быстрее, чем другие). В многомодовом волокне это называется измерением ширины полосы пропускания.

Оптический рефлектометр:

Оптический рефлектометр (Optical Time Domain Reflectometer, OTDR) – это электронно-оптический измерительный прибор, используемый для определения характеристик оптических волокон. Он определяет местонахождение дефектов и повреждений, измеряет уровень потерь сигнала в любой точке оптического волокна. Все, что нужно для работы с оптическим рефлектометром, – это доступ к одному концу волокна.

Оптические рефлектометры широко применяются на всех этапах создания и эксплуатации волоконно-оптической сети – от сооружения до технического обслуживания, определения мест повреждений и их исправления. Оптический рефлектометр применяется для того, чтобы измерять полные потери в волокне для приемки сети и ее ввода в строй, для проверки волокна на барабанах и подтверждения его технических характеристик. Измерять потери как в механических, так и в сварных соединениях (оптоволоконных стыках) во время монтажа, строительства и ремонтных работ. Измерять отражение, или оптические потери на отражение на оптических разъемах и механических соединениях (оптоволоконных стыках) для CATV (сетей кабельного телевидения), SDH (СЦИ) и других аналоговых или высокоскоростных линий цифровой связи, в которых отражение должно поддерживаться на низком уровне. Определять место обрывов и дефектов волокон. Проверять, оптимальна ли оптическая соосность волокон при операциях по их сращиванию. Обнаруживать постепенное или внезапное ухудшение качества волокна путем сравнения его характеристики. Для измерения характеристик оптического волокна оптический рефлектометр использует явления релеевского рассеяния и френелевского отражения. Посылая в волокно световой импульс и измеряя время его распространения и интенсивность его отражения от точек, находящихся внутри волокна, рефлектометр выводит на экран дисплея рефлектограмму "уровень отраженного сигнала в зависимости от расстояния".

Рефлектограмму можно проанализировать на месте, немедленно распечатать для создания документации о сети или сохранить на диске компьютера для более позднего анализа и сопоставлений. По такой рефлектограмме опытный оператор может точно определить конец волокна, местонахождение оптоволоконных стыков и потери в них, а также полные потери в волокне. В большинстве последних моделей рефлектометров предусмотрена возможность автоматического анализа полученных рефлектограмм, что упрощает обучение операторов.

Релеевское рассеяние: при послышке светового импульса по волокну часть импульса натывается на имеющиеся в стекле микроскопические частицы (которые называются "примесью") и рассеивается во всех направлениях. Это явление называется релеевским рассеянием. Часть световой энергии – около 0,0001% – рассеивается назад, в направлении, противоположном направлению распространения импульса; это называется обратным рассеянием. Поскольку в процессе изготовления волокна примеси распределяются равномерно по всему волокну, это явление рассеяния возникает по всей его длине. Релеевское рассеяние – это основная причина потерь, имеющих место в волокне. На более длинных световых волнах рассеяние меньше, чем на более коротких. Так например, свет на 1550 нм теряет из-за релеевского рассеяния от 0,2 до 0,3 дБ на километр (дБ/км), в то время как на 850 нм – от 4,0 до 6,0 дБ/км. Имеющие более высокую плотность примеси также увеличивают рассеяние и, следовательно, повышают уровень удельного затухания. Оптический рефлектометр может измерять уровни обратного рассеяния с большой точностью, используя эту способность для выявления незначительных изменений характеристик волокна в любой его точке.



## ЧИСЛЕННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СТОХАСТИЧЕСКОГО РЕЗОНАНСА ДИНАМИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ С НАСЫЩЕНИЕМ

А.К. Иманбаева, Ж.Б. Токмырзаева

НИИЭТФ, Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан  
[akmaral@physics.kz](mailto:akmaral@physics.kz)

Стохастический резонанс (SR) – довольно общее явление, в котором увеличение количества входных шумов может оптимизировать передачу сигнала в системе. В режиме SR характеристики информационного сигнала (усиление, отношение сигнал/шум, степень когерентности и упорядоченности) на выходе системы существенно улучшаются при некотором оптимальном уровне шума. SR реализуется только в нелинейных системах, для которых спомощью вариации интенсивности шума возможно управление одним из характерных времен. Первоначально стохастический резонанс, был связан с отношением выходного сигнала к шуму (SNR), являющегося немонотонной функцией интенсивности фонового шума в изолированной нелинейной системе, поступающего от подпорогового периодического ввода. Тогда большинство предыдущих исследований были сосредоточены на отдельных системах элемента SR [1-3]. Затем различные авторы показали некоторые значимые различные механизмы SR параллельно или в сочетании с массивами нелинейных систем, что позволяет значительно расширить понятие SR более широких условиях [4-5]. Эти нелинейные системы, проявляющие SR эффекты, могут быть классифицированы как статические и динамические. Это распространяется явление SR к порогу нелинейностей принимая форму насыщающих датчиков. В этом новом случае, SR работает с большими сигналами, которые получают поддержку от шума для того, чтобы уйти от насыщающей области реакции будучи сдвинуты обратно в линейную область системы. В работе [6] исследована динамическая система с нелинейным насыщением. Такие системы, как класс потенциальных стохастических резонаторов или процессора сигналов, являются динамическими аналогами статически нелинейных с насыщенностью. В данном докладе мы обсуждаем результаты по исследованию SR при добавлении шума к входному сигналу, т.е. мы рассматриваем условия, при котором возможно явление SR при расширении динамическими нелинейностями.

Рассмотрим динамическую систему с нелинейным расширением [6]:

$$\tau_a \frac{dx(t)}{dt} = -x(t) + \left[ 1 - \frac{x^2(t)}{X_b^2} \right] [s(t) + \xi(t)], \quad (1)$$

где действительные параметры  $\tau_a$  и  $X_b$  принимают единицы времени и амплитуды, соответственно.  $s(t) = A_0 + A \sin(2\pi t/T_s)$  – детерминированный синусоидальный сигнал с периодом  $T_s$ .  $\xi(t)$  – белый шум, не зависит от  $s(t)$ , с автокорреляционной  $\langle \xi(t)\xi(0) \rangle = 2D\delta(t)$  и интенсивностью шума  $D$ . (1) показывает динамику насыщения когда  $|x(t)| \ll X_b$ .

Так как  $s(t)$  является периодическим, реакция системы  $x(t)$  представляет собой случайный циклически стационарный сигнал. Таким образом, мы оцениваем эффективность системы с помощью выходного отношения SNR, определяемого как мощность, содержащийся в выходном сигнале спектральной линии на основной частоте  $1/T_s$ , разделенный на мощности, содержащиеся в фоновом шумевполосе частоте  $\Delta B$  вокруг  $1/T_s$ , т.е.

$$R_{out} = \frac{\left| \langle E[x(t)] \exp(-\frac{i2\pi t}{T_s}) \rangle \right|^2}{\langle var[x(t)] \rangle H(\frac{1}{T_s}) \Delta B}. \quad (2)$$

Здесь  $E[x(t)]$  – отклик от сигнала  $x(t)$  и оператор  $\langle \dots \rangle = \frac{1}{T_s} \int_0^{T_s} \dots dt$  – усреднение по времени.

В фиксированное время  $t$  и нестационарная дисперсия от  $x(t)$  – это  $var[x(t)] = E[x^2(t)] - E^2[x(t)]$ , стационарная автокорреляционная функция от  $x(t)$  – это  $C_{xx}(\tau) = \langle var[x(t)] \rangle h(\tau)$ , корреляционный коэффициент  $h(\tau)$  – преобразование Фурье. Аналогично, смесь  $s(t) + \xi(t)$  – это SNR в виде:

$$R_{in} = \frac{A^2/4}{2D\Delta B} = \frac{A^2/4}{\sigma^2 \Delta t \Delta B}$$

и усиление SNR есть  $R_{out}/R_{in}$ .

На рисунке показано поведение выходного отношения сигнал/шум как функция входного шума интенсивности  $D$ . Эффект SR появляется на смещенных синусоидах  $s(t)$ . Эта форма SR согласуется с результатом статической системы с насыщением, показанной в работе [4,6].

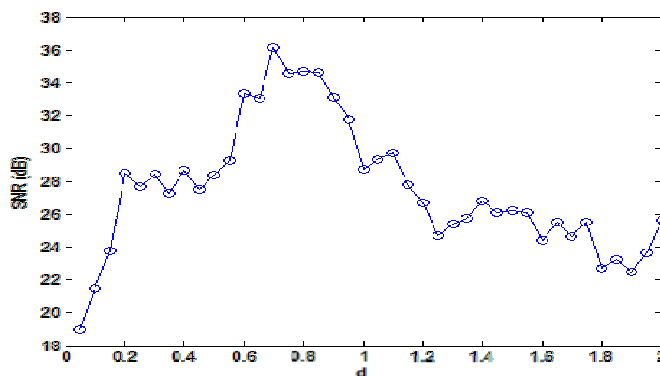


Рисунок – Отношение сигнал-шум и интенсивность шума

Поведение выходного SNR по сравнению с интенсивностью шума разнообразно. Эти случаи представляют особый интерес для обсуждения.

#### Литература

1. L. Gammaioni, P. H`anggi, P. Jung, F. Marchesoni, Stochastic resonance // Rev. Modern Phys. 70 (1998) 233–287.
2. G. Schmid, P. H`anggi, Controlling nonlinear stochastic resonance by harmonic mixing // Physica A 351 (2005) 95–105.
3. N.G. Stocks, Information transmission in parallel threshold arrays: Suprathreshold stochastic resonance // Phys. Rev. E 63 (2001) 041114.
4. F. Chapeau-Blondeau, D. Rousseau, Noise-aided SNR amplification by parallel arrays of sensors with saturation // Phys. Lett. A 351 (2006) 231–237.
5. J.M. Casado, J. Gomez-Ordenez, M. Morillo, Stochastic resonance of collective variables in finite sets of interacting identical subsystems // Phys. Rev. E 73 (2006) 011109.
6. Francois Chapeau-Blondeau, Fabing Duanb, Derek Abbottc Signal-to-noise ratio of a dynamical saturating system: Switching // Physica A 387 (2008) 2394–2402.

## ОПТИЧЕСКИЙ МИКРОСКОП С ТРЕМЯ СТУПЕНЯМИ УВЕЛИЧЕНИЯ

А.Л. Шакиров, В.В. Дьячков

Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан  
[iskander-bek56@mail.ru](mailto:iskander-bek56@mail.ru)

Традиционной схеме оптического микроскопа присущи перевернутость изображения, невозможность плавного изменения степени увеличения и сложность конструкции. Важнейшей характеристикой потребительских свойств микроскопов является соотношение его рабочего расстояния (расстояние от плоскости препарата до оправы фронтальной линзы объектива), и увеличения. Поскольку эти два параметра находятся в обратно пропорциональной зависимости, весьма актуальной является задача увеличения рабочего расстояния микроскопа. Близость объектива к препарату затрудняет проведение манипуляций с препаратом при помощи различных зондов, а также может привести к повреждению препарата при грубой фокусировке микроскопа. В данной работе предлагается модель микроскопа с тремя степенями увеличения, в которой устранены недостатки, присущие традиционной модели микроскопа.

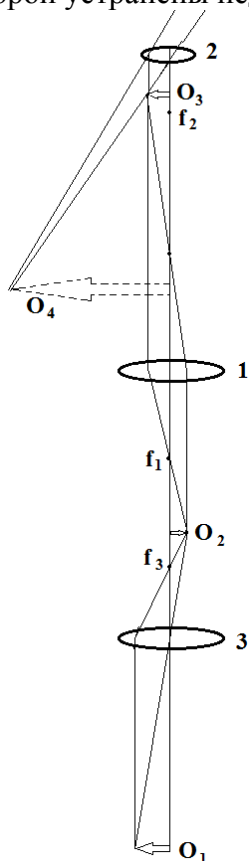


Рисунок 1 - Оптическая схема трехступенчатого микроскопа

1 - основной объектив; 2 - окуляр; 3 - дополнительный объектив;  $f_1$  - фокус основного объектива;  $f_2$  - фокус окуляра;  $f_3$  - фокус дополнительного объектива;  $O_1$  - объект;  $O_2$  - изображение объекта, даваемое дополнительным объективом;  $O_3$  - изображение объекта, даваемое основным объективом;  $O_4$  - мнимое изображение объекта, даваемое окуляром.

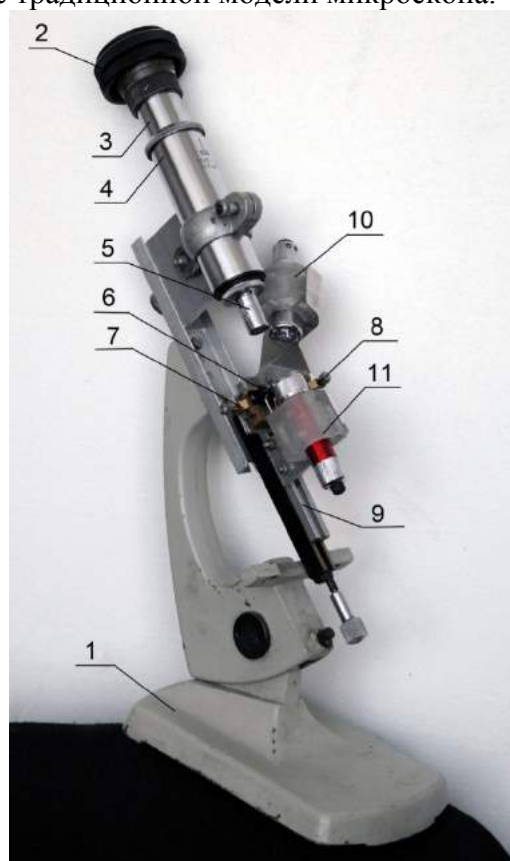


Рисунок 2 - Фотография рабочего макета

1 - станина; 2 - окуляр с наглазником; 3 - внутренний тубус с основным объективом; 4 - внешний тубус; 5 - дополнительный объектив; 6 - предметный столик; 7 - подвижка влево - вправо; 8 - подвижке вверх - вниз; 9 - подвижка вперед - назад; 10 - осветитель на отражение; 11 - осветитель на просвет.

Задача работы - разработка модели оптического микроскопа с повышенными возможностями по сравнению с традиционной моделью.

Была разработана теоретическая модель микроскопа, включающая построение оптической схемы, хода лучей в ней и расчет ее линейного увеличения. Нетрудно видеть, что часть схемы (рис. 1) выше  $O_2$  представляет собой схему классического микроскопа. Здесь рассматривается уже не сам объект, а его изображение, создаваемое дополнительным объективом. Дополнительный объектив выполнен с возможностью плавного контролируемого возвратно-поступательного перемещения относительно основного объектива, а также относительно окуляра и препарата по оптической оси. При приближении дополнительного объектива к основному рабочее расстояние микроскопа удаляется вплоть до бесконечности.

При реализации предложенной схемы появляются возможности формирования прямого изображения, плавного изменения рабочего отрезка вплоть до бесконечности и соответствующего изменения увеличения. В результате увеличиваются сфера применения и удобство использования, уменьшаются габариты и упрощается конструкция микроскопа.

Увеличение рабочего отрезка от конечной величины до бесконечности позволяет использовать микроскоп в качестве зрительной трубы или телескопа, позволяет в образовавшемся пространстве размещать всякого рода научные манипуляторы, зонды и другие приспособления, включающие, например, радиоактивный источник или осветительные приспособления. Возможность плавного изменения степени увеличения в широких пределах позволяет избавиться от системы смены объективов револьверного типа. Возможность формирования прямого изображения позволяет избавиться от сложных оборачивающих систем, ухудшающих качество изображения и увеличивающих габариты микроскопа.

Были сконструирован действующий макета микроскопа, фотография которого приведена на рисунке 2, и отработана методика работы на нем. Получен ряд качественных фотоизображений научных препаратов. Были продемонстрированы возможности рассматривания прямого изображения, плавного изменения степени увеличения и дистанцирования от объекта исследования. В конструкции микроскопа могут быть использованы другие известные устройства: поворотные призмы, винтовые подачи, светофильтры, диафрагмы, фотографические приставки с выводом изображения на монитор, бинокулярные приставки, лазерные осветители, сервисные устройства, ультразвуковые моторы и пр.

Микроскоп может найти самое широкое применение в научных исследованиях, в офтальмологии и микрохирургии.

#### Литература

1. A.L. Shakirov, Model zritel'noy trubys sostavnym obektivom // Vestnik KazNU, seriyafizicheskaya, №2(49), 2014, 77-82.
2. A.L. Shakirov Model opticheskogo mikroskopostavnym obektivom // Vestnik KazNU, seriyafizicheskaya, №3(54), 2015, 80-87.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК АНИЗОТРОПНОЙ ФРАКТАЛЬНОЙ АНТЕННЫ

Б.А. Каробаев, Т. Намазбаев, З.Ж. Жанабаев, А.К. Иманбаева, А.А. Темирбаев

НИИЭТФ КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан

Благодаря своему свойству самоподобия фрактальные структуры многодиапазонны и широкополосны, поэтому их весьма эффективно использовать в антенных решениях [1]. Наряду с универсальностью и отличным усилением, фрактальные антенны также достаточно миниатюрны, чтобы быть встроенными в практически любое беспроводное устройство [2]. Для их реализации в «железе» необходимо учитывать различные функциональные характеристики, в числе которых эффективность излучения, широкополосность, диапазонность и оптимальная для специфики условий эксплуатации форма диаграммы направленности (ДНА).

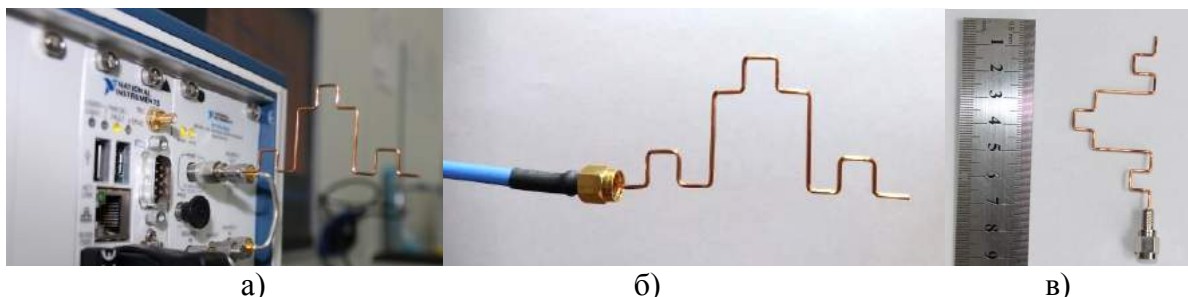
Фрактальные объекты самоподобны на различных масштабах. Главное отличие фрактальных геометрических форм их дробная размерность, что внешне проявляется в рекурсивном повторении в возрастающем либо уменьшаемом масштабах первоначальных структур. Дробная размерность  $n$ -мерного множества, называемая фрактальной, вычисляется по следующей форме:

$$D = -\lim_{\varepsilon \rightarrow \infty} \frac{\ln(N_\varepsilon)}{\ln(\varepsilon)},$$

где  $N_\varepsilon$  – минимальное число  $n$ -мерных ячеек  $\varepsilon$ , необходимых для покрытия множества. Фрактальная размерность может принимать не целое числовое значение.

Целью настоящего доклада является экспериментальное исследование антенны на основе анизотропного фрактала Жанабаева [3]. Анизотропия – неодинаковость физических свойств среды внутри среды в различных направлениях, касательно антенных конструкций, это неодинаковость диаграммы направленности, коэффициента обратных потерь и др.

Для этой цели был поставлен специальный эксперимент, который показывает приемопередающую способность фрактальной антенны в резонансных частотах выбранной полосы частот. В качестве передатчика использован СВЧ модулятор NIPXI-5601 выходным сопротивлением 50 Ом, который генерирует QPSK модулированный сигнал и к нему подключалась передающая анизотропная фрактальная антенна без фидера (рис. 1.а). Частота несущего колебания варьировалась от 100 МГц до 2,5 ГГц с шагом 100 МГц. В качестве принимающей антенны служила идентичная антенна, которая подключалась к демодулятору через фидер сопротивлением 50 Ом (рис. 1.б). Опытный образец фрактальной антенны (рис. 1.в) был сконструирован из медной проволоки.



а – передающая часть, б – приемная часть, в – внешний вид антенны.

Рис. 1. – Экспериментальная установка и проволочная анизотропная фрактальная антенна второй итерации

Для правильного построения антенны был произведен расчет её длины. Мы учитывали то, что для малых антенн (например, Wi-Fi) рекомендуемая длина отрезка медной проволоки (от начальной до конечной точки) составляет 6,5 см.

С помощью моделирования нами было показано, что по частотным характеристикам антенна с данными характеристиками имеет две ярко выраженных резонансных частот в районе  $f_1 \approx 600$  МГц и  $f_2 \approx 1800$  МГц

При передаче модулированного сигнала вне резонансно-частотных диапазонах диаграммы созвездия показывают неупорядоченные расположения фазовых точек в комплексной плоскости (рис.2). Это означает, что в этих диапазонах прием и передача радиосигналов не осуществляется из-за слабого напряженности поля, вследствие которого воздействие шумов и помех велика. Вокруг резонансных частот наблюдаются слабо искаженные, упорядоченное расположение точек в фазовой плоскости, которые показывают качественную передачу информации (рис. 3).

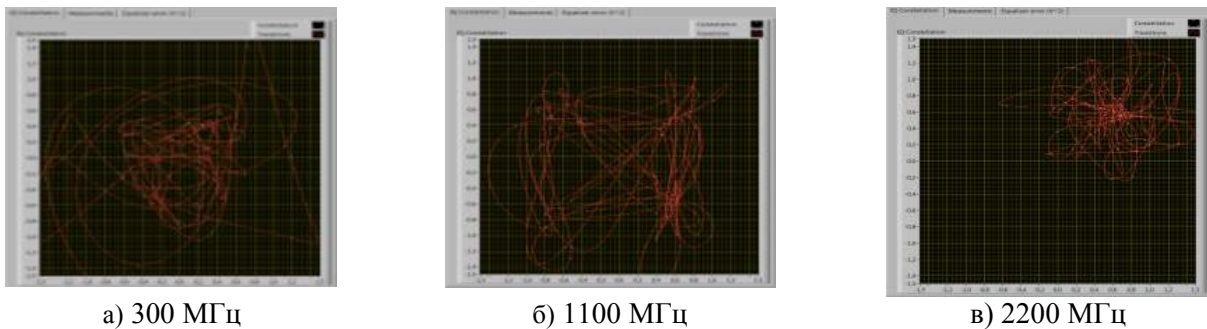


Рис.2. – Фазовые созвездия вне резонансных частотах

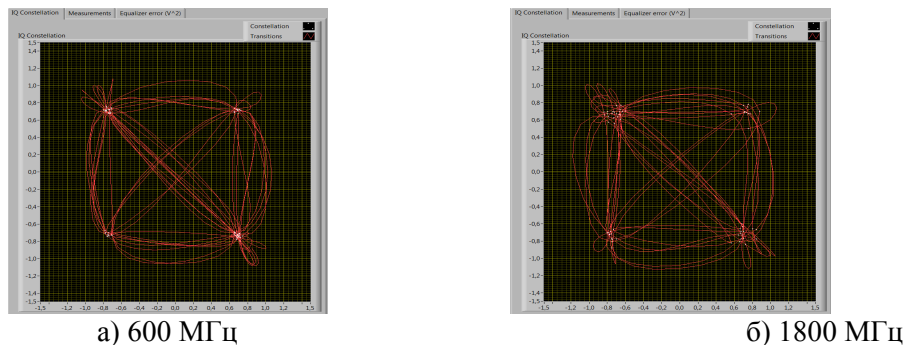


Рис.3. – Фазовые созвездия в резонансных частотах

Результаты эксперимента доказывают многдиапазонные свойства антенн с анизотропной фрактальной формой. Частотные характеристики данной антенны конкурентоспособны по передачи информации на нескольких частотах, что является одной из важных требований для современных приёмно-передающих устройств.

Работа выполнена при поддержке КН МОН РК в рамках гранта 33837/ГФ4 (2016).

1. Колесов В.В., Крупенин С.В., Потапов А.А. // Докл. 8-й Межд. конф. «Цифровая обработка сигналов и ее применение», Москва, 2006. – М.: РНТО РЭС им.А.С.Попова, 2006. – Т.1. 217-219.

2. Tank M.V., Amipara M.D. // International Journal of Engineering Research & Technology (IJERT). –2014. - Vol. 3. 430-433.

3. Жанабаев З.Ж. // Известия СО АН СССР, серия техн.-наук. – 1988. – Вып.4, № 15. 57-60.

## **5-СЕКЦИЯ**

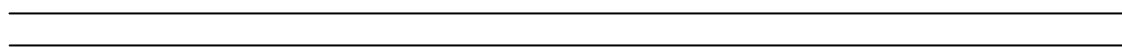
**Конденсацияланған күй физикасы.**

**Нанотехнология**

## **SECTION 5**

**Condensed Matter Physics.**

**Nanotechnology**



## СИНТЕЗ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК PECVDМЕТОДОМ

Д.Г. Батрышев<sup>1,3</sup>, Т.С. Рамазанов<sup>2</sup>, М.К. Досболаев<sup>2</sup>, М.Т. Габдуллин<sup>3</sup>,  
Е. Ерланулы<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>Лаборатория инженерного профиля, КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан

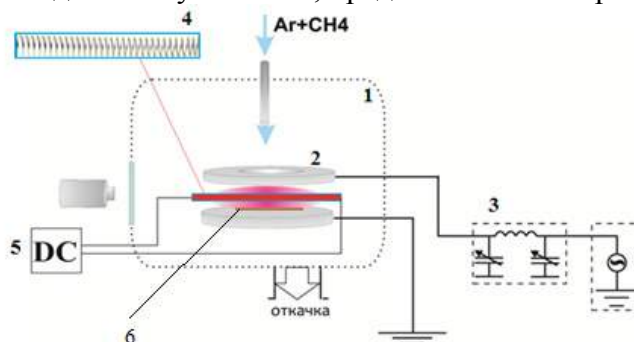
<sup>2</sup>Научно-исследовательский институт экспериментальной и теоретической физики, КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан

<sup>3</sup>Национальная нанотехнологическая лаборатория открытого типа, КазНУ им. аль-Фараби

На сегодняшний день углеродные нанотрубки (УНТ) представляют большой интерес, как для фундаментальных научных исследований, так и для прикладных, это обусловлено тем, что УНТ имеют уникальные физическо-химические свойства. Более того, практическое применение УНТ настолько разнообразно, что ее применяют в строительстве (упрочнение легких материалов), энергетике (топливные элементы), электронике (дисплеи, транзисторы, суперконденсаторы и компьютеры на их основе и т.д.), медицине (лечение онкологических заболеваний) и т.д.[1-2].

В настоящее время существуют различные методы синтеза УНТ, среди которых наиболее широкое применение получили методы электродугового распыления (ЭДР) графита [3], лазерная абляция [4], метод химического осаждения углеродсодержащих паров на катализаторах (CVD) [5] и метод PECVD с применением усиленной плазмы [6].

В данной работе рассматривается синтез УНТ методом химического осаждения из газовой фазы усиленной плазмы высокочастотного емкостного разряда, который состоит из двух этапов. Первый этап – процесс формирования нанокластеров (островков) никеля на поверхности кремневой подложки, которые являются основой для роста УНТ по модели паржидкость-кристалл (ПЖК). Для реализации данного этапа, в рабочей камере, после установления высокого вакуума подается поток аргонового газа (Ar) до давления порядка 4 Тор, затем с помощью источника питания включают нагревательный элемент. После того как нагревательный элемент достигает температуру 750 °С, на верхний электрод с помощью высокочастотного (ВЧ) генератора с частотой 13,56 МГц подают ВЧ напряжение с мощностью 5-15 Вт, вследствие которого поджигается аргоновая плазма и выдерживается в течение 15 минут, вследствие которого на поверхности кремневой подложки появляются нанокластеры никеля. Эксперимент проводится на установке, представленной на рисунке 1.



1- рабочая камера, 2 – ВЧ электроды, 3 – ВЧ генератор, 4 – нагревательный элемент, 5 – источник питания нагревательного элемента, 6 – кремниевая подложка с каталитическим нанослоем.

Рисунок 1 – Принципиальная схема экспериментальной установки для синтеза УНТ PECVD методом



Второй этап эксперимента – синтез УНТ PECVD методом. После получения нанокластеров никеля для синтеза УНТ в рабочую камеру напускается дополнительный реакционный углеродосодержащий газ – метан ( $\text{CH}_4$ ) до давления 5 Тор. Далее синтез УНТ проводится на протяжении 15 минут. УНТ проводился на экспериментальной установке, представленной на рисунке 1.

В результате эксперимента на поверхности кремневой подложки образовались нанокластеры никеля и осадились углеродные наночастицы, об этом свидетельствуют исследования сканирующей электронной микроскопией (рисунок 2), тогда, как внутри кварцевой трубки с нагревателем образовалась сажевое осаждение. Результаты анализа полученной сажи Раманской спектроскопией и сканирующей электронной микроскопией свидетельствуют о том, что внутри сажи присутствуют УНТ (рисунок 3).

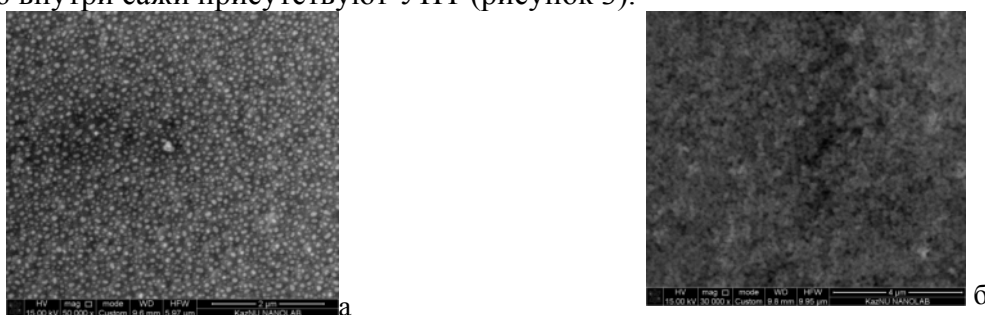


Рисунок 2 – СЭМ изображение полученных нанокластеров никеля и наночастиц углерода на поверхности кремневой подложки

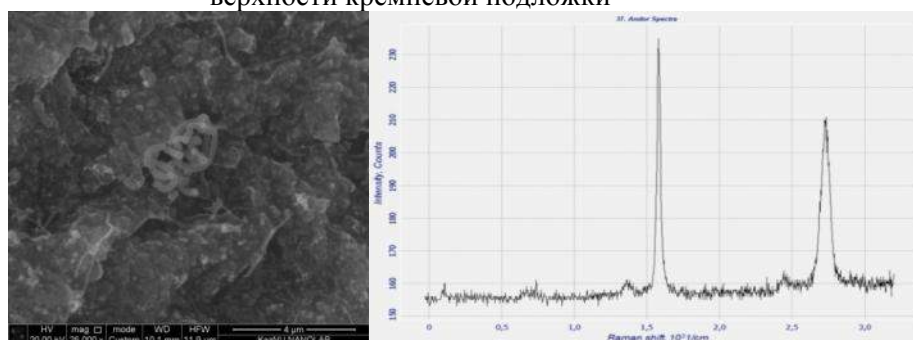


Рисунок 3 – СЭМ изображение и Раманский спектр полученных УНТ PECVD методом

Синтез УНТ внутри кварцевой трубки объясняется с тем, что материалом нагревателя является нихром ( $\text{Ni}+\text{Cr}$ ), и при нагревании из материала выделялась малая доля никеля, который служил катализатором роста УНТ. Таким образом, в данной работе были синтезированы УНТ PECVD методом.

*Данная работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Республики Казахстан в рамках гранта 3214/ГФ4.*

1. A.C. Dillon et al., Nature 386, 377 (1997).
2. Y. Akai and S. Saito // Jpn. J. Appl. Phys. 42, 640 (2003).
3. X.A. Абдуллин, М.Т. Габдуллин, Т.С. Рамазанов, Д.Г. Батрышев, Д.В. Исмаилов, Д.В. Щур // Вестник КазНУ, физическая, 2(53), С. 68-72, (2015)
4. A. Thess et al., Science 273, 483 (1996).
5. Abdullin Kh.A., Batryshev D.G., Chihray E.V., Gabdullin M.T., Ismailov D.V., Kim B.G., Togambaeva A.K., Canadian J. of Phys. Vol. 92, №. 7/8., P. 813-818, (2014)
6. G. Zhong, T. Iwasaki, K. Honda, Y. Furukawa, I. Ohdomari, and H. Kawarada, Jpn. J. Appl. Phys. 44, 1558 (2005).

## ИЗЛУЧЕНИЕ ПОЗИТРОНОВ В ВАКАНСИЯХ И ВАКАНСИОННЫХ КЛАСТЕРАХ

**А.И. Купчишин**

*Казахский национальный педагогический университет им. Абая, Алматы, Казахстан*

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

Из анализа простейшего уравнения Шредингера можно получить, что системе позитрон-вакансия (кластер) свойственны определенные значения энергии позитрона. При этом переход позитрона из одного состояния в другое будет осуществляться с дискретной потерей энергии на излучение. В дефектах позитрон излучает низкоэнергетические фотоны, длину волны которых можно определить из соотношения:

$$\lambda = \frac{hc}{E_\gamma}.$$

Задавая значения энергии  $E_\gamma$  в интервале 0,001 – 10 эВ и полагая  $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$  Дж/с, а  $c = 3 \cdot 10^8$  м/с, получим  $1 \leq \lambda \leq 10^4$  нм. Таким образом, спектр фотонов находится выше (по энергии) видимой области.

Рассмотрим движение позитронов в прямоугольной потенциальной яме глубиной  $U_0$  и шириной  $a$ . Очевидно, что при  $E > U_0$  спектр двукратно вырожденных уровней непрерывный, а при  $E < U_0$  спектр дискретный. Уравнение Шредингера в области  $0 < x < a$  запишется так:

$$\varphi'' + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U_0) \varphi = 0. \quad (1)$$

Решение, имеет следующий вид:

$$\varphi = A_2 \sin\left(\frac{\hbar x}{\hbar} + y\right), \quad (2)$$

$$K = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} (E - U_0)}.$$

Оно легко находится графически и приводит, по крайней мере, к одному дискретному уровню энергии  $E_1$ . Число уровней повышается с увеличением размеров ямы и ее глубины.

Была рассчитана вероятность  $\beta_i(E)$  для различных значений  $U_0$  и  $r_2 - r_1$  в зависимости от разности высоты потенциального барьера и энергии позитрона  $E$ . Этой вероятности свойственно следующее: с ростом энергии позитрона или с уменьшением высоты потенциального барьера вероятность выхода позитрона из ловушки возрастает. С увеличением ширины потенциального барьера величина  $\beta_i(E)$  снижается. Для других моделей захвата искомые вероятности ведут себя аналогично.

Как видно из расчетов, потенциалы взаимодействия позитронов с вакансиями, дивакансиями и вакансионными комплексами имеют величину, составляющую несколько электрон-вольт. В первом приближении взаимодействие позитрон-вакансия или комплекс можно представить в виде потенциальной ямы (или потенциальной ямы с барьером). Оценка для вакансии в молибдене при  $a \approx 0,32$  нм и  $U_0 = 1,2$  эВ дает  $E_1 = 0,72$  эВ, для вакансии ( $a \approx 0,64$  нм) имеются уже два уровня:  $E_1 = 0,37$  эВ;  $E_2 = 1,13$  эВ. Из (2) видно, что излучение позитронов наиболее вероятно в больших вакансионных комплексах, размеры  $R$  которых составляют несколько межуатомных расстояний. Для интервала энергий  $10^{-1} \div 10$  эВ имеем  $2 \text{ \AA} \leq R \leq 200 \text{ \AA}$ . Следовательно, с помощью позитронов (по их излучению) можно исследовать дефекты в указанном выше приближенном интервале энергий, размеров и концентрации. В реальных кристаллах взаимодействие позитронов будет, естественно, несколько отличаться от модельного, хотя физическая сущность процесса при этом не меняется.

## РАЗРАБОТКА НОВОГО МЕТОДА СИНТЕЗА ПЛЕНОК ОКСИДА МЕДИ (II)

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

*НИИ экспериментальной и теоретической физики КазНУ им. аль-Фараби,  
Алматы, Казахстан*

В настоящее время процессы синтеза и характеристики пленочных покрытий из оксида меди (II) или CuO интенсивно исследуются в плане практического использования этого многофункционального материала. Потенциальные области его применения в современной технике весьма разнообразны. Это инфракрасные фильтры, сенсоры газов, температуры и влажности, селективные покрытия солнечных коллекторов и активные слои солнечных элементов. Для получения пленок CuO используются различные физические и химические методы [1], каждый из которых имеет свои преимущества и недостатки.

Целью настоящего исследования является разработка простого и дешевого способа синтеза однородных по толщине пленок оксида меди (II), большой площади в широком интервале толщин (от десятков нанометров до десятков микрометров) при высоких скоростях роста. В данном исследовании нами предложен новый способ получения пленок оксида меди, в котором, в отличие от известных методов, синтез осуществляют термообработкой подложки, находящейся в непосредственном контакте с порошковым катализатором, активированным монохлоридом меди.

Синтез пленок CuO осуществляли термическим разложением монохлорида меди в атмосфере воздуха в температурном интервале 250-500°C с использованием твердотельного источника плоской геометрии. Использовались порошки с размером основной фракции 100, 200 и 300 меш. Активацию порошка осуществляли путем его обработки водно-спиртовым раствором CuCl<sub>2</sub>. В результате на частицах катализатора осаждался тонкий слой монохлорида меди.

Пленки оксида меди (II) осаждали на стеклянные подложки из натриевого стекла размером 20мм x20мм x0,17 мм (покровные стекла). На подложке формировали слой активированного порошка толщиной 1,0 мм и проводили термообработку. Для определения температурно-временных режимов синтеза пленок была выполнена серия экспериментов на порошках фракции 100 меш. В разных экспериментах температура синтеза и его продолжительность выбиралась в диапазоне 200-500°C и 10-2000°C, соответственно. Фазовый состав пленок контролировали методом рентгеновской дифракции.

Было установлено, что образование монофазных пленок оксида меди (II) наблюдается при температурах от 230 °C и выше вплоть до 450°C, когда рентгеновская дифракция фиксирует наличие следов новой фазы, идентифицируемой как оксида меди (I). Эксперименты показали рост толщины пленки с температурой синтеза, и нелинейный рост толщины пленки с увеличением времени синтеза, связанный с истощением источника. Также было установлено, что толщина пленок CuO зависит от толщины источника, оптимальное значение которой составляет 0,5-1,0 мм. Таким образом, можно управлять толщиной пленки оксида меди (II), меняя в заданных пределах температуру, время синтеза и толщину источника.

Кинетика формирования пленок CuO изучалась на образцах, синтезированных при 300°C за различные интервалы времени использованием порошка 300 меш. На рис. 1,а показаны экспериментальная зависимость толщины пленки CuO от времени синтеза ее квадратичная аппроксимация, которая хорошо описывается выражением:  $Y = -58 + 17,4X - 0,033X^2$ . Построенная на основе этих данных зависимость средней скорости роста пленки для различной продолжительности процесса приведена на рис. 1,б. Флуктуации скорости роста при временах синтеза менее 30 мин могут быть обусловлены колебаниями температуры образцов процессе выхода печи на режим при ПИД законе регулирования. Линейный спад скорости

роста в диапазоне времени от 60 до 180 минут вызван, по-видимому, постепенным истощением источника по  $\text{CuCl}$ , являющегося активным компонентом мишени.

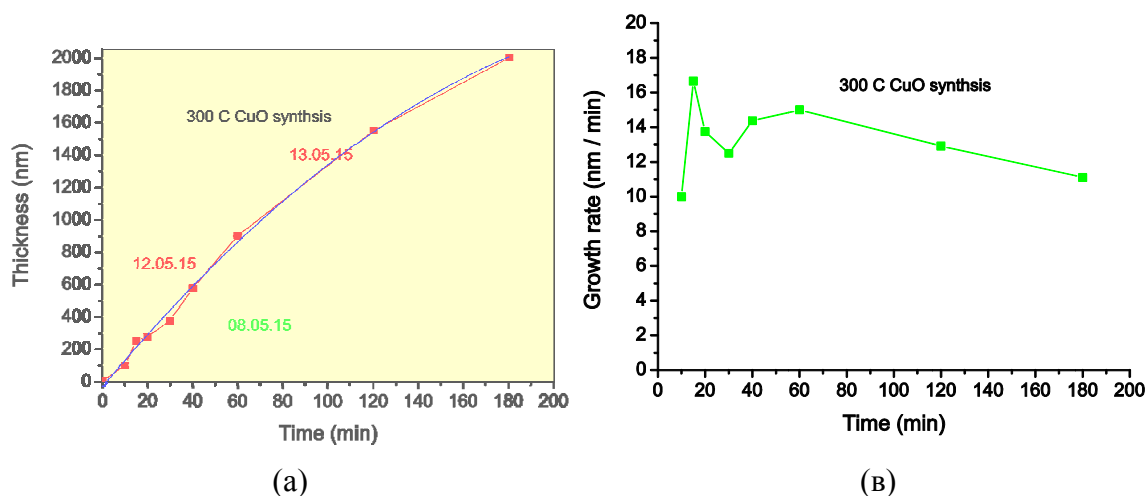


Рисунок 1 – Зависимость толщины (а) и скорости роста (б) от времени синтеза пленки

Последовательность химических превращений на поверхности подложки при  $T > 230^\circ\text{C}$ , приводящая к формированию пленки оксида меди (II) может быть представлена как:  $\text{CuCl} \rightarrow \text{Cu} + \text{Cl}_g$ ,  $2\text{Cu} + \frac{1}{2} \text{O}_2 \rightarrow \text{Cu}_2\text{O}$ ,  $\text{Cu}_2\text{O} + \frac{1}{2} \text{O}_2 \rightarrow \text{CuO}$ .

Важным результатом XRD анализа порошков до и после отжига является то, что в процессе выращивания пленки  $\text{CuO}$  происходит лишь частичный расход  $\text{CuCl}$ , т.е. один и тот же порошок может быть использован для синтеза нескольких пленок.

Стабильность активированного порошка во времени играет важную роль для получения воспроизводимых результатов при синтезе пленок  $\text{CuO}$ . Было изучено изменение реакционной активности порошков фракций 100, 200 и 300 меш за время хранения на воздухе вплоть до 60 суток, для чего периодически проводили синтез пленок  $\text{CuO}$  при  $300^\circ\text{C}$  за время 30 мин. Было установлено, что средняя толщина пленок для порошков 100 и 200 меш за все время испытаний остается постоянной и составляет 750 нм. Иначе обстоит дело при использовании порошка 300 меш. Толщина пленок, за время от 0 до 150 часов линейно растет от 80 нм до 750 нм и в дальнейшем не меняется за все время хранения находясь на уровне, характерном для порошков более крупных фракций. Это может быть вызвано коалесценцией частиц мелкой фракции в процессе хранения. Для всех порошков наблюдается тенденция к незначительному снижению толщины синтезированных пленок с ростом времени хранения, связанное с частичным переходом монохлорида меди в оксид меди (I), что подтверждают XRD измерения.

Из вышеизложенного можно заключить, что для повышения долговременной стабильности порошков их хранение необходимо осуществлять в инертной среде, а контроль толщины пленок может осуществляться заданием температуры и времени синтеза, а для порошков 300 меш и временем хранения.

*Работа выполнена по гранту 3225/ГФ4 МОН РК*

[1] Journal of Sensor Technology 2011, 1, 36-46 doi:10.4236/jst.2011.12006

## THE DEPENDENCE OF THE OPTICAL PROPERTIES OF ORGANOMETAL PEROVSKITES ON HALOGEN CONTENT

K.S. Sekerbayev, G.E. Botantayeva, E.T. Taurbayev

*al-Farabi Kazakh National University, IETP and Physical-Technical Department, Almaty, Kazakhstan*

Photovoltaic uptake has been growing rapidly to make use of the world's most abundant energy source, sunlight. Historically, conventional photovoltaics, namely crystalline silicon (c-Si), have been very expensive and this has led to a burgeoning field of research in solar technologies fabricated from fundamentally low-cost materials employing fundamentally low-cost fabrication methods. Organometal trihalide perovskite absorbers are an appealing alternative photovoltaic technology, as they seem to combine the most appealing aspects of both thin film and organics: They can be processed under 150° C, are fully solid-state and already exhibit high power-conversion efficiencies. Some key attributes of these perovskites include ease of fabrication, strong solar absorption and low non-radiative carrier recombination rates for such simply prepared materials, plus the ability to capitalize on over 20 years of development of related dye-sensitized and organic photovoltaic cells. A reasonably high carrier mobility is an important property for some cell architectures, as is the range of properties accessible by forming mixed compounds within a compatible materials system. One negative aspect of perovskites is the fact that lead has been a major constituent of all highly performing perovskite cells to date, raising toxicity issues during device fabrication, deployment and disposal. Also, they generally undergo degradation (sometimes quite rapid) on exposure to moisture and ultraviolet radiation.

Optical properties of organometal halide perovskites with different halogen content obtained by a two-step deposition from solution were investigated. The optical absorption data indicate an enhancement of the excitonic transition for the bromine-based perovskites in comparison with iodine-based ones. The band gap and exciton binding energy increase for the samples with larger ratio of the bromine content to the iodine one.

Obtained films exhibit a perovskite structure  $ABX_3$  where X is an anion, A and B are cations of different sizes (A being larger than B). For the organic-inorganic halide perovskites of present interest, the larger cation A is organic; it is generally methylammonium. For efficient cells, cation B has universally been Pb. The anion X is a halogen, generally iodine, although Br and Cl are also commonly used, usually in a mixed halide material. The halogen content was varied from iodine ( $CH_3NH_3PbI_3$ ), mixed halide ( $CH_3NH_3PbI_{2.75}Br_{0.25}$ ) to pure bromine ( $CH_3NH_3PbBr_3$ ). The first stage of the synthesis consisted of deposition of  $PbI_2$  for iodide and mixed perovskites and  $PbBr_2$  for bromide-based perovskite dissolved in N,N-Dimethylformamide (DMF) at a concentration of 400 mg/ml. The second deposited substance was  $CH_3NH_3I$  and a mixture of  $CH_3NH_3I$  and  $CH_3NH_3Br$ ,  $CH_3NH_3Br_3$ , for iodide, mixed and bromide perovskites respectively. The solvent in all three cases was isopropanol. The deposition processes were followed by spin-coating, the spin rate was electronically, and films drying. Finally the films were annealed for 90 min at 100° C. All the processes were conducted in a dry box in nitrogen atmosphere. For the preparation of thin films, the spin-coating technique is suitable for processing many organic-inorganic perovskites because the components are often substantially soluble in conventional organic solvents. Spin-coating can be considered a special case of solution crystal growth. It allows the formation of perovskites on a substrate, while the solvent is evaporating off. Using this method, high-quality, highly oriented layered perovskite thin films can often be obtained. However, control of film thickness, uniformity, and surface morphology is difficult using spin-coating. In addition, while simple organic ammonium salts are soluble in a range of organic solvents, including those that can dissolve the inorganic  $PbI_2$  salt, for more complex organic cations the choice of solvent becomes more limited. Furthermore, solvent

techniques are not always compatible with the  $\text{PbI}_2$  salt, due to problems with solubility, strong solvent coordination, or the stability of the metal valence state.

Optical transmission spectra of the prepared perovskite films were measured by using a spectrophotometer V-605 Research UV-Vis. The measurements were carried out in air at room temperature. The absorption coefficient was calculated from the experimental transmission spectrum by assuming the optically homogeneous medium with constant reflection.

The optical absorption constant for direct allowed transition approximated by the formula by taking into account the effects of the exciton:

$$\alpha_1 = A \int_0^{\infty} \frac{\gamma S(E') \sqrt{E'} dE'}{(E - E')^2 + \gamma^2}, \quad (1)$$

where  $E = (h\nu - E_{g1})/E_{ex}$  - scaled energy,  $h\nu$  - photon energy,  $S(E) = 2\pi/\{\sqrt{E}(1 - \exp(-2\pi/\sqrt{E}))\}$  - extension factor in consequence of excitonic effects,  $E_g$  - the value of the band gap,  $E_{ex}$  - exciton binding energy (exciton rydberg),  $\gamma$  - damping parameter for the exciton transition which depends in general on the temperature,  $A$  - constant.

Discrete spectrum of an exciton in this case is described by the function:

$$\alpha_{ex} = B \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\gamma/n^3}{(E - 1/n^2)^2 + \gamma^2}, \quad (2)$$

where  $n=1,2,3,\dots$  - number of the excited states of the exciton,  $B$  - constant proportional to the oscillator strength of the transition.

The optical absorption constant in direct dipole-forbidden transitions between states of the valence band and the conduction band was approximated by the formula:

$$\alpha_2 = C(h\nu - E'_g)^{\frac{3}{2}}, \quad (3)$$

where  $E'_g$  - the value of corresponding to the energy gap,  $C$  - constant that determines the strength of the transition of the oscillator and weakly depends on frequency.

The absorption coefficient spectra are fitted by a model, which considers two interband transitions. The first interband transition with lower band gap energy is a direct-allowed and the second one is a direct-forbidden. An analysis of the band gap values shows that the bromide-based perovskite has larger band gap and the complete replacement of iodine to bromine leads to an increase of the direct band gap from 1.65 eV to 2.4 eV.

The exciton peak in the absorption spectrum was found to be particularly notable for  $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbBr}_3$ . An approximation of the exciton peak allows us to estimate the exciton binding energy,  $E_{ex}$ , which is of the order of 10 and 20 meV for  $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$  and  $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbBr}_3$  respectively. The larger value of  $E_{ex}$  for the latter can be explained by an enhancement of the exciton interaction in the material with a smaller ionic radius.

On-going efficiency improvements are expected, as well as a rapidly growing understanding of their material properties and optimal cell designs. Perovskite solar cells based on thin films of organolead trihalide perovskites hold unprecedented promise for low-cost, high-efficiency photovoltaics of the future. The increase of the perovskite band gap with changing of the iodine and bromine ratio can be used to create tandem solar cells.

*This work is supported by grant 3079/ГФ4 of the Ministry of education and science of Kazakhstan.*

## ПЕРСПЕКТИВЫ ПРИМЕНЕНИЯ ФУЛЛЕРЕНОВ В МЕДИЦИНЕ

М.Т. Габдуллин<sup>1</sup>, Б.А.Каюпов<sup>3</sup>, Д.В. Исмаилов<sup>1</sup>, К.К. Хамитова<sup>2</sup>, Керимеков Д.С.<sup>4</sup>.

<sup>1</sup> *Национальная нанотехнологическая лаборатория открытого типа КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан*

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

<sup>3</sup> *НИИ Кардиологии и внутренних болезней, Алматы, Казахстан*

<sup>4</sup> *Лаборатория инженерного профиля, КазНУ им. аль-Фараби, г. Алматы, Казахстан*

В 1985 г. группой ученых из Сассекского университета (Великобритания) и Университета Райса (США) были открыты молекулы фуллеренов. Основой молекулы фуллерена является углерод, отличающийся способностью соединяться с большинством элементов и образовывать молекулы самого различного состава и строения [1,2].

Группой молодых ученых ННЛОТ КазНУ им. аль-Фараби была собрана и апробирована малотоннажная установка по производству фуллеренов модификаций C60 и C70 с максимальным значением выхода чистых фуллеренов 15%. На сегодняшний момент проводятся пуско-наладочные работы по оптимизации установки синтеза фуллеренов, отрабатываются режимы по получению фуллеренов для достижения их максимального выхода и их последующей очистки на составляющие. Параллельно в лаборатории ведется разработка и апробация установок по гидрогенизации водорода с помощью полученных углеродных структур, а также установок по испытанию трения с применением антифрикционных материалов на основе фуллеренов. Следующим выбранным нами направлением по изучению использования фуллеренов, является возможность применения их в медицине.

Проведенные рядом авторов исследования позволяют утверждать, что в связи с уникальными химическими и физическими свойствами производные фуллерена являются перспективным материалом для создания высокотехнологичных медицинских материалов и лекарственных препаратов. Установлено, что производные фуллерена C60 проявляют антиоксидантную, мембранотропную, иммуностропную, противовирусную, фотодинамическую активность, способны инактивировать ферменты. Экспериментально показано стимулирующее влияние фуллереносодержащих мазевых композиций на основе вазелина на процессы посттравматической регенерации кожных ран [3,4,5].

Большие успехи были достигнуты при исследовании влияния молекул фуллерена на ВИЧ. Исследования структуры активного центра протеазы ВИЧ (ПВИЧ) показали, что он имеет форму открытого с одного конца цилиндра, внутренняя поверхность которого выстлана почти исключительно остатками гидрофобных аминокислот. Внутренний диаметр пустой полости этого цилиндра оказался приблизительно равным диаметру молекулы бакибола (мячика). Выполненное тщательное компьютерное моделирование показало, что C60 превосходно укладывается в активном центре ПВИЧ и способен прочно связываться с ним за счёт гидрофобных взаимодействий. Благодаря эффективным вандерваальсовым контактам между C60 и поверхностью активного сайта, большая часть последней (около 298 квадратн. ангстр.) оказывается выведенной из контактов с внешней средой (растворителем) и тем самым практически заблокированной. Установленная таким образом пространственная и химическая комплементарность, делала поиски ингибиторов ПВИЧ среди производных бакибола предприятием, почти «обречённым» на успех [6].

Из-за высокой гидрофобности фуллерен обычно модифицируют, вводя в ядро разнообразные функциональные группы, что придает ему растворимость или диспергируемость в водных средах. Исследования по токсичности и фармакокинетике фуллеренов, содержащих гидрофильные подвески, показали, что эти вещества обладают очень низкой острой токсичностью, но в то же время они не метаболизируются *in vivo* [7, 8].

Долгое время клинические эффекты чистых фуллеренов связывали с их прямым влиянием на биологические мишени, экстраполируя на C60 данные свойств фуллеренов, несущих дополнительные химические соединения. В качестве мишеней для чистых фуллеренов, впрочем, как и для модифицированных, рассматривались энергетические системы нейронов, эндотелий сосудов мозга, ДНК, клеточные мембраны и т. д. [9,10]. Установлено, что фуллерены могут являться основой для создания с другими элементами очень многих соединений. Одна из наиболее интересных и заманчивых проблем в этом направлении - внедрение внутрь молекулы C60 атомов различных элементов [11]. В настоящее время известно, что более трети элементов периодической таблицы могут быть помещены внутрь молекулы C60. Уже имеются сообщения о внедрении атомов лантана, никеля, натрия, калия, рубидия, цезия. С этой точки зрения очень привлекательны атомы редкоземельных элементов, таких как тербий, гадолиний и диспрозий, обладающих ярко выраженными магнитными свойствами. Фуллерен, внутри которого расположен такой атом, должен обладать свойствами магнитного диполя, ориентацией которого можно управлять внешним магнитным полем.

Таким образом, хочется отметить, что фуллерен уникальное вещество и глубокое изучение его свойств может привести к новым прорывам в науке.

#### Литература

1. Андриевский Г.В., Клочков В.К., Деревянченко Л.И. Токсична ли молекула фуллерена C 60?, или к вопросу: «какой свет будет дан фуллереновым нанотехнологиям – красный или все-таки зеленый?». – Институт терапии АМН Украины, 2004. – С. 1-6.
2. Tikhomirov A.A., Andrievsky G.V. Chronic alcoholization-induced damage to astroglia and intensification of lipid peroxidation in the rat brain protector effect of hydrated form of fullerene C60 // *Neurophysiology*. – 2007. – Vol. 39, №2. –P. 119-125
3. Lai Y.L., Murugan P., Hwang K.C. Fullerene derivative attenuates ischemia-reperfusion-induced lung injury // *Life Sc.* – 2003. – Vol. 72, № 11. – P. 1271-1278.
4. Tighe A. Spurlin, Andrew A. Gewirth. Effect of C60 on supported lipid bilayers // *Nanoletters*. – 2007. – Vol. 7, № 2. – P. 531-535.
5. Андриевский Г.В. Универсальная биологическая активность гидратированного фуллерена и его наноструктур, как ключ к пониманию закономерностей действия сверхмалых доз. «Механизмы действия сверхмалых доз». Тез.докл. 4 международн. симп. 28-29 октября 2008. – М., 2008. – С. 6-7.
6. Пиотровский Л.Б. Фуллерены в биологии и медицине: проблемы и перспективы // *Фундаментальные направления молекулярной медицины*. — СПб.: Росток, 2005. — С. 195–268.
7. Соколов В.И. Химия фуллеренов — новых аллотропных модификаций углерода // *Известия академии наук. Сер.химия*. — 1999. — № 7. — С. 1211–1218
8. Piotrovsky L.B., Kiselev O.I. Fullerenes and viruses // *Fullerenes, nanotubes, and carbon nano-structures*. — 2004. — Vol. 12. — P. 397–403.
9. Соколов В. И., Станкевич И. В. (1993). Фуллерены — новые аллотропные формы углерода: структура, электронное строение и химические свойства. *Успехи химии* 62б, 455;
10. Buseck P.R., Tsipursky S.J., Hettich R. (1992). Fullerenes from the Geological Environment. *Science* 257, 215–217;
11. Tikhomirov A.A., Andrievsky G.V. Chronic alcoholization-induced damage to astroglia and intensification of lipid peroxidation in the rat brain protector effect of hydrated form of fullerene C60 // *Neurophysiology*. – 2007. – Vol. 39, №2. –P. 119-125.



## РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ ЧАСТИЦ ОБЛУЧЕНИЯ, ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ, МЕДИЦИНСКИХ МАТЕРИАЛОВ, АНАЛИЗ И ВЫБОР РЕЖИМОВ КОМПЛЕКСНОЙ ОБРАБОТКИ ПРОДУКЦИИ

А.И. Купчишин<sup>1,2</sup>, Б.А Тронин<sup>2</sup>, К. Ш. Шаханов<sup>1</sup>

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

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

Расчитаны основные параметры частиц облучения, электромагнитных полей, медицинских материалов, проведен анализ и выбраны режимы комплексной обработки продукции. На данном этапе, прежде чем производить необходимые экспериментальные исследования и соответствующие расчеты нужно изучить параметры частиц облучения (пространственные распределения электронов, рентгеновского и гамма излучения в зависимости от расстояния от выходного окна ускорителя высокоэнергетических электронов ЭЛУ-6, а также в плоскости перпендикулярной оси пучка). Нами разработано и изготовлено устройство для измерения распределений интенсивности электронов и тормозных гамма квантов в зависимости от величины смещения детектора на различных расстояниях от выходного окна линейного ускорителя высокоэнергетических электронов ЭЛУ-6 (Рисунок 1).



Рисунок 1 – Перемещающее устройство датчика тока

Устройство состоит из станины (в виде швеллера), на которой крепится корпус перемещающего устройства с направляющей в виде стержня (с круглым сечением и напайкой в виде линейки), по которому движется цилиндр Фарадея (детектор электронов) площадью внутренней части, равной  $5,1 \text{ см}^2$ . Детектор перемещается с помощью электродвигателя и специального механизма. Датчик тока (цилиндр Фарадея), закреплен к двигающемуся устройству на диэлектрической пластине. Значения электрического тока электронного пучка передаются по экранированному кабелю на измерительные приборы (микро и наноамперметры), находящиеся в блоке экспериментальных и технологических работ и дистанционного управления параметрами процессов в пультовом зале ускорителя. На физико-химические эксперименты большое влияние оказывает сопутствующее излучение от различных мишеней, в связи с чем все приборы и устройства заземляются и экранируются. Не учет этого фактора приводит к завышению измеряемых параметров в единицы и десятки раз.

## КАСКАДНО-ВЕРОЯТНОСТНЫЙ МЕТОД ОПИСАНИЯ ПРОЦЕССОВ ПРОХОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ ЧЕРЕЗ ВЕЩЕСТВО И ЕГО СВЯЗЬ С УРАВНЕНИЯМИ БОЛЬЦМАНА

А. И. Купчишин<sup>1,2</sup>, А.А. Купчишин<sup>2</sup>, Н.А. Воронова<sup>2</sup>, В.М. Лисицын<sup>3</sup>

<sup>1</sup> *Казахский Национальный университет им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан*

<sup>2</sup> *Казахский Национальный педагогический университет имени Абая, Алматы, Казахстан*

<sup>3</sup> *Томский политехнический институт, Томск 634050, Россия*

Предложен и разработан каскадно-вероятностный метод (в частности для потоков частиц плазмы), суть которого заключается в получении и дальнейшем применении каскадно-вероятностных функций (КВФ) для разных частиц. КВФ имеет смысл вероятности того, что частицы, образующиеся на некоторой глубине  $h'$  достигают определенной глубины  $h$  после  $i$ -го количество столкновений. Рассмотрено взаимодействие частиц с веществом, записано общее решение в рамках КВ метода и получено частное решение для случая, когда частица после соударения не изменяет своего направления движения, а скорость потока не зависит от времени.

На протяжении более 50 лет нами разрабатывается каскадно-вероятностный (КВ) метод, основой которого является получение каскадно-вероятностной функции, имеющей смысл вероятности того, что частица, генерированная на глубине  $x'$  под углами  $\theta'$  и  $y'$  с энергией  $E'$  достигнет глубины  $x$  после  $n$ -числа взаимодействий. Получены аналитические выражения для многих частиц и античастиц, установлено более 15 их вероятностных свойств, решено несколько десятков задач, связанных с прохождением частиц через материалы, удовлетворительно описывающие имеющиеся экспериментальные данные. В то же время до конца не выяснена связь между КВ-методом и уравнениями Больцмана и уравнениями Колмагорова-Чэпмена (цепями Маркова). В данной работе эти задачи решены.

Переходя от функции распределения к потоку частиц в сферической системе координат на основе анализа работ, запишем в рамках каскадно-вероятностного метода общее решение системы нестационарных уравнений типа Больцмана для  $m$ -й компоненты частиц (с учетом генерации и выбывания частиц из фазового объема):

$$N_m(x, y, z, \theta, \varphi, E, t) = \sum_{ink} \dots \int_{V_n t_n \Omega_n E_n} \dots \int N_{0e}(t=0, x', y', z', \theta', \varphi', E') \frac{1}{\lambda_0 \cos \theta_0} \bullet$$

$$\bullet \chi_0(x', y', z', \theta', \varphi', E', t') \frac{d\sigma}{\sigma_0 d\Omega dE_0} dV_0 J_n \dots \bullet$$

$$\bullet \frac{1}{\lambda_n \cos \theta_n} \chi_{0in}(x^n, y^n, z^n, \theta^n, \varphi^n, E^n, t^n) \frac{d\sigma}{\sigma_n d\Omega dE_n} dV_n J_n,$$
(1)

где  $N_m(x, y, z, \theta, \varphi, E, t)$  – интенсивность  $m$ -х частиц на глубине  $x, y, z$ , под зенитным  $\theta$  и азимутальным  $\varphi$  углом, с энергией  $E$ , в момент времени  $t$ ;  $\chi_i$  – вероятность частице пройти путь  $g_i$  под углами  $\theta_i, \varphi_i$  с энергией  $E_i$  без взаимодействия;  $\frac{d\sigma}{d\Omega_i dE_i}$  – дифференциальное сечение взаимодействия;  $dV_n(x_n, y_n, z_n)$  – элемент объема;  $J_n$  – якобиан перехода;  $i, n, k$  – число поколений взаимодействий и каналов реакций.

При этом интеграл от  $\chi_{0\div} \chi_n$  в пределе переходит в КВФ и далее в распределение Пуассона. Из (1) можно получить частные решения для потоков частиц и различные КВ функции.

## О СВЯЗИ РАДИАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ С ЦЕПЯМИ МАРКОВА ПРИ ПРОТОННОМ ОБЛУЧЕНИИ

А.А. Купчишин<sup>1</sup>, А.И. Купчишин<sup>1,2</sup>, В.М. Лисицын<sup>3</sup>, Е.В. Шмыгалев<sup>1</sup>, Т.А. Шмыгалева<sup>2</sup>

<sup>1</sup> *Казахский Национальный университет им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан*

<sup>2</sup> *Казахский Национальный педагогический университет имени Абая, Алматы, Казахстан*

<sup>3</sup> *Томский политехнический институт, Томск 634050, Россия*

В работе изучена связь радиационных процессов с цепями Маркова при протонном облучении, исследована каскадно-вероятностная функция (КВФ) с учетом потерь энергии для протонов, изучены ее свойства. Приведены рекуррентные соотношения для вероятностей перехода (КВФ), которые получаются из уравнений Колмогорова-Чэпмена. Представлены модели расчета спектров первично-выбитых атомов (ПВА) и концентрации радиационных дефектов. Показана связь процессов взаимодействия частиц с веществом с цепями Маркова.

Для описанных процессов предлагается следующая физическая модель. Заряженная частица по пути своего движения непрерывно теряет свою энергию на ионизацию и возбуждение (потери энергии для каждого сорта частиц в зависимости от энергии известны и описаны аналитическими выражениями, в частности, формулой Бете-Блоха). Соударения с атомами происходят дискретно. После столкновений первичные частицы сохраняют направление своего движения. При движении заряженных частиц через вещество их пробег зависит от энергии через сечение взаимодействия, которое рассчитывается для протонов, в частности по формуле Резерфорда.

В соответствии с этой физической моделью разработана математическая модель каскадно-вероятностных функций с учетом потерь энергии для протонов. Пусть на некоторой глубине  $h'$  под углом  $\gamma$  к выбранному направлению (относительно перпендикуляра к поверхности образца) образована частица (протон). Будем считать, что после соударения она не изменяет направление своего движения, интенсивность потока зависит от времени, а, следовательно, и от глубины проникновения. Используя известное уравнение Колмогорова-Чэпмена для Марковского процесса, получим

$$p_{in}(\tau, t) = \sum_v p_{iv}(\tau, s) p_{vn}(s, t), \quad (1)$$

где  $\tau < s < t$ , получим рекуррентное соотношение для переходных вероятностей:

$$\psi_{in}(h', h, E_0) = \sum_v \psi_{iv}(h', h'', E_0) \psi_{vn}(h'', h, E_0). \quad (2)$$

Но поскольку процесс непрерывен по глубине проникновения и частица всегда находится на какой-то глубине, то вместо суммы имеем интеграл, который берется от  $h'$  до  $h$ . Таким образом, получаем следующее соотношение:

$$\psi_n(h', h, E_0) = \int_{h'}^h \psi_{n-1}(h', h'', E_0) \psi_0(h'', h, E_0) \frac{1}{\lambda_0} \left( 1 + \frac{1}{a(E_0 - kh'')} \right) dh'', \quad (3)$$

где  $\psi_n(h', h, E_0)$  – вероятность испытать частице  $n$  соударений, достигнув глубины  $h$ , т.е. – это вероятность перехода за  $n$  шагов;  $\psi_{n-1}(h', h'', E_0)$  – вероятность испытать частице  $(n - 1)$  соударений и пройти путь от глубины  $h'$  до  $h''$ , т.е. – это вероятность перехода за  $(n - 1)$  шаг;  $\psi_0(h'', h, E_0)$  – вероятность того, что частица достигнет глубины  $h$ , не испытав при этом ни

одного соударения, т.е. – это вероятность перехода за 1 шаг;  $\frac{dh''}{\lambda(h)}$  – вероятность того, что частица испытает одно соударение на глубине  $h''$ ,  $\lambda_0$ ,  $a$ ,  $E_0$ ,  $k$  – параметры аппроксимации для выражения, модифицированных сечений, рассчитанных с использованием формулы Резерфорда. Аппроксимационное выражение имеет вид:

$$\sigma(h) = \frac{1}{\lambda(h)} = \frac{1}{\lambda_0} \left( 1 + \frac{1}{a(E_0 - kh)} \right). \quad (4)$$

## ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ ОБЛУЧЕНИЙ НА ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНОК ZnTe/GaAs

**М.Б. Шарибаев, А. Бижанов, А. Жалекешов**

*Каракалтакский Госуниверситет имени Бердаха, Нукус, Узбекистан*

Интерес к изучению эпитаксиальных тонких структур на основе A<sub>2</sub>B<sub>6</sub> материалов обусловлен возможностью реализации на их основе инжекционных источников когерентного [1] и некогерентного излучения, а также излучателей с электронной накачкой, перекрывающих практически весь видимый спектральный диапазон.

На Рис.1 приведены спектры отражения,  $R(\lambda)$ , исходного буферного ZnTe слоя без квантово-размерных слоев до (кривая 1) и после облучения электронами (кривая 2). Как видно из рисунка, на кривой отражения,  $R(\lambda)$ , наблюдаются особенности, связанные с экситонными резонансами тяжёлых и лёгких ( $I_{FX}^{lh}$  и  $I_{FX}^{hh}$ , отмечено стрелками) дырок. По положению и по расщеплению резонансов легких и тяжелых дырок в спектрах отражения была вычислена величина остаточных упругих деформаций. Остаточные упругие деформации  $\varepsilon$  ( $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy}$ ) были вычислены по формуле [1-2]:  $\Delta E = 2b \cdot \varepsilon \cdot (S_{11} - S_{12}) / (S_{11} + S_{12})$ , где  $\Delta E = FX^{lh} - FX^{hh}$  (мэВ); деформационный потенциал  $b = +1,30$  эВ; коэффициенты упругости  $S_{11} = 2,4 \cdot 10^{11}$  и  $S_{12} = -0,87 \cdot 10^{11}$  м<sup>2</sup>·Н<sup>-1</sup>. Величина деформаций растяжения составила  $\varepsilon = 6,5 \cdot 10^{-4}$ , 77 К. После облучения происходило незначительное смещение особенностей экситонного резонанса в сторону меньших длин волн и уменьшение величины  $\Delta E$  по отношению к исходному образцу. Величина деформаций для облучённого образца составила величину  $\varepsilon = 6,24 \cdot 10^{-4}$ , 77 К, т.е. произошла релаксация упругих деформации на величину  $(\varepsilon_0 - \varepsilon_f) / \varepsilon_0 \cdot 100\% = 4\%$  где  $\varepsilon_{0,f}$  – деформации в исходном (облучённом) образце, соответственно. Изменение величины упругих деформаций, вычисленное из спектров низкотемпературной PL того же образца, исходного и облученного электронами, по смещению положения полосы, связанного на тяжёлой дырке ( $I_{FX}^{hh}$ ) экситона ( $h\nu_0 = 2,3800$  эВ, 4,2 К) составило величину  $\Delta\varepsilon = 1,6 \cdot 10^{-5}$ , что достаточно хорошо согласуется с данными, полученными из спектров отражения при 4,2 К. слоя на подложке GaAs (кривая 1) и (№2-2) после облучения электронами (кривая 2). По спектрам экситонных линий были идентифицированы природа дефектов в эписле, так и на границе раздела. Было установлено существенно неоднородное распределение Ga в приповерхностной области. Оказалось, что у самой поверхности ЭС ZnTe концентрация галлия существенно возрастает т.е. происходит собрание галлия вблизи поверхности роста. Одновременно происходит увеличение концентрации V вблизи поверхности. Наблюдение этого эффекта в модифицированных электронами образцах облегчается еще и тем обстоятельством, что общая интенсивность PL от барьеров и буферного слоя существенно подавляется из-за возникновения

в ZnTe при облучении электронами различных собственных дефектов обычно представляющих собой центры безызлучательной рекомбинации носителей заряда или реакций собственных дефектов и примесей. Смещение величины оптического фонона (по сравнению с исходными образцами) свидетельствует об изменении деформаций сжатия в буферных ZnTe слоях на величину  $\sim 1 \cdot 10^{-5}$ , что является объектом более детального изучения т. к. не совпадает со значениями деформаций, вычисленными из низкотемпературных измерений PL отражения по знаку. При облучении квантовых ям рентгеновскими лучами было обнаружено несущественное смещение положения пика низкотемпературной PL в сторону меньших энергий (т. н. «красный сдвиг»). Этот сдвиг для дозы облучения  $\sim 10^4$  Рад составил  $\approx 0 \div 0.5$  мэВ. Хотя такой сдвиг положения максимума пика PL не может быть объяснен механизмом расплывания стенок ямы, его, можно связать с уменьшением напряжений барьерно слое.

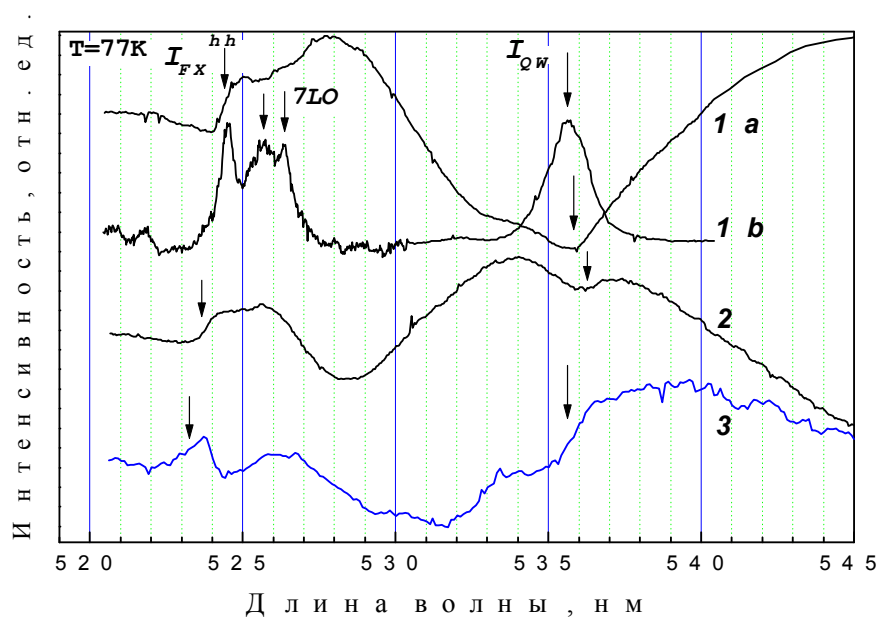


Рис. 1. Спектры отражения  $R(\lambda)$ , (№2-1) исходного ZnTe эпитаксиального слоя на подложке GaAs (кривая 1) и (№2-2) после облучения электронами (кривая 2)

Предполагается, что доноры Ga диффундируют их GaAs подложки в пленку ZnTe в процессе роста. В области гетерограницы ЭС- подложка отчетливо проявляется полоса ФЛ 810-860 нм. Видно полоса  $s=833,4$  нм, соответствующая переходу e-Zn. Следы остаточного акцептора Zn на фоне гораздо более интенсивных переходов связанных с остаточными примесями показывает, что происходит диффузия Zn в подложку GaAs. Переходной слой пленка-подложка формируется в процессе роста, а вовсе не вследствие классической гетеродиффузии компонент в пленке и подложке.

#### Литература

1. Шарибаев М., Жуманазаров А., Бижанов А. // XII Межд. конф. «Структурная релаксация в твердых телах». Винница., 12-13-апреля., 2015 г.
2. Шарибаев М., Бижанов А. III-Межд. конф., «Оптическим и фотоэлектрическим явлениям в полупроводниковых микро и наноструктурах». Фергана., 13-14 ноября., 2014.

## ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

К.А.Исмаилов<sup>1</sup>, А.К.Саймбетов<sup>2</sup>, Б.К.Исмаилов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Каракалпакский государственный университет им.Бердаха, Нукус, Узбекистан

<sup>2</sup>Казахский национальный университет им. Аль-Фараби, Алматы, Казахстан  
[ismailov\\_k@list.ru](mailto:ismailov_k@list.ru)

Сегодня невозможно представить себе дальнейшего развития науки и техники без полупроводниковой электроники (ПЭ). Так как электроника практически вошла во все сферы человеческой деятельности. Систематическое исследование в этом направлении были начаты еще в 30 –е годы прошлого века в Физико-техническом институте (г.Санкт – Петербург) под прямым руководством его основателя, всемирно известного ученого - академика Абрама Федоровича Иоффе. Особенно этот институт получил всемирную славу после получения в 2000 году Нобелевскую премию в области физики за разработку полупроводниковых лазеров изготовленных на основе полупроводниковых гетеропереходов академика Жореса Ивановича Альферова [1-3]. Выдающемся ученой мирового масштаба академик Жорес Иванович Алферов в одном из интервью сказал, что «Современный мир - это цивилизация полупроводников». Поэтому развитие ПЭ во вторую половину прошлого века привело к качественному изменению мировой экономики на основе новых бурно развивающихся информационных технологий. Безусловно изменилась также и социальная структура общества во многих передовых странах. Если оценить и посмотреть сегодня на тех государств так называемого «золотого миллиарда», то их экономическое благосостояние базируется на наукоемких технологиях, самое важное место среди которых занимают информационные технологии и полупроводниковая электроника. Каждое открытие позволяет не только объяснить достаточно сложные проблемы и вопросы в науке, но и существенно стимулирует развитие науки, техники и появление новых научных направлений. Первый транзистор был создан американскими учеными в 1947 г. (а в 1956 г. за его открытие Бардину, Браттейну и Шокли вручили Нобелевскую премию по физике). Джон Бардин единственный ученый удостоенный - дважды Нобелевский лауреат. Он получил первую Нобелевскую премию за открытие транзистора, а вторую – за теорию сверхпроводимости. Первая микросхема заработала 12 сентября 1958 г. в компании Texas Instruments (за ее изобретение Нобелевскую премию по физике присудили лишь в 2000 г.). «Первооткрывателями» микросхемы считаются Джек Килби и один из основателей Intel Роберт Нойс. Это было революционное изменение в полупроводниковой технологии, поскольку именно этим шагом человечество перешла от схемных решений, когда отдельные элементы были дискретными и соединялись друг с другом, к использованию полупроводникового кристалла. На интегральных схемах построена вся микроэлектроника. Главной тенденцией дальнейшего развития электроники является уменьшение размеров приборных структур, повышение степени интеграции и функциональной сложности устройств на базе постоянного совершенствования технологических процессов и развития новых физических и схемотехнических подходов.

Поэтому сегодня ПЭ – самая динамичная отрасль экономики в мире и для большинства стран является стратегической отраслью.

Приводим некоторые анализы сделанные академиком Ж.И.Алферовым. Что дают вложения в полупроводниковую электронику? Один доллар вложений дает сто долларов в конечном продукте. Уровень рентабельности электронной промышленности – сорок процентов. Среднемировой срок окупаемости вложений в электронику – два-три года. Темпы роста в три раза выше темпов ростов внутреннего валового продукта. Одно рабочее место в электронике дает четыре в других отраслях. Один килограмм изделий микроэлектроники по стоимости эквивалентен стоимости ста десяти тонн нефти.

Следует отметить, что все развитие кремниевой микроэлектроники было связано прежде всего с прогрессом технологии. Основные активные компоненты – полевой транзистор и биполярной транзистор – физически, так сказать, остались такими же, как были открыты в 1947 году, а вот технология совершила гигантский прогресс. Термин «нанотехнологии» возник так: сегодня масштаб измерений кремниевой микроэлектроники переходит от десятых долей микронов в нанометровый диапазон, 45, 60, 70 нанометров – это то, что сегодня осваивается в опытном производстве. Переход на наноразмеры в гетероструктурах произошел уже давно, а в кремниевой микроэлектронике происходит сегодня [4].

Таким образом основными факторами, определяющими развитие современной полупроводниковой электроники, являются разработка сверхчистых материалов, совершенной технологии, высокопроизводительного специального оборудования и конечно же высококвалифицированных современных кадров.

#### Литература

1. Альфёров Ж.И. Физика и жизнь. –СПб.: Наука, 2000. – 255 с.
2. Альфёров Ж.И. История и будущее полупроводниковых гетероструктур. - ФТП. 1998. т.32. № 1. с.3
3. Альфёров Ж.И. Нобелевская лекция по физике. –УФН. -2002.т.172.№ 9. с.1068
4. Асеев А.Л. Наноматериалы и нанотехнологии для современной полупроводниковой электроники. -Российские нанотехнологии. 2006. № 1.

## ИЗУЧЕНИЕ СТРУКТУРЫ БИОМАТЕРИАЛОВ СОРБУЛАКА, ОБЛУЧЕННЫХ ЭЛЕКТРОНАМИ

**О.В. Есырев<sup>1</sup>, А.И. Купчишин<sup>1,2</sup>, М.К. Наурызбаев<sup>2</sup>, Н.Н. Ходарина<sup>1</sup>**

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

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

Проведены экспериментальные исследования по влиянию загрязнений и электронного облучения на структуру ряда биоматериалов очистных систем озера-накопителя Сорбулак. В качестве биоматериала использовались стебли незагрязненного, загрязненного (веществами сточных вод) и облученного электронами камыша и осоки. Была организована экспедиция для сбора биоматериала. Незагрязненные материалы брались близ чистых водоемов, а загрязненные возле берега верхней плотины озера Сорбулак. Облучение велось на воздухе на линейном электронном ускорителе ЭЛУ-6. Энергия электронов составляла 2 МэВ, ток пучка – 0,5 мкА x см<sup>2</sup>, температура обрабатываемых материалов – 23 К, относительная влажность – 55 %. Управление облучением биоматериалов велось с пульта ускорителя высокоэнергетических электронов. Изучение структуры проводилось на автоматизированном цифровом оптическом микроскопе (АЦМ)LeicaDM6000 M. Этот микроскоп представляет собой прецизионную хорошо выполненную систему для исследовательских целей с высокоразрешающими цифровыми камерами и программным обеспечением для анализа и сохранения изображений. Прибор уникален и имеет следующие возможности и параметры: 1. Автоматизированный режим формирования и управления падающего света (отражение) для экспериментальных методов светлого и темного поля. 2. Автоматизированный текущий режим проходящего света (на просвет). 3. Автоматизированные приборы-регуляторы освещенности, изменения

апертуры и диафрагмы осветителя. 4. Моторизованный привод z фокуса и моторизованный предметный столик, отвечающий в эксперименте за x, y и z перемещения. 5. X/Y панель-моторизованный шаговый двигатель, съемный предметный столик с соответствующими внешними размерами: 234 mmx157 mm, 6. При этом диапазон перемещений составляет: 76 mmx50 mm, минимальный шаг – 0.3  $\mu$ m. 7. Z панель соответствует съемной панели: диапазон перемещений – 25 mm, минимальный шаг: 0.015 $\mu$ m, максимальная скорость – 5 mm/s, минимальная скорость – 1 mm/s, максимальная нагрузка – 4 kg. 8. Моторизованная, кодированная револьверная головка обладает 6-ю объективами увеличением в 5x, 10x, 20x, 50x, 100x, 150x раз соответственно. 9. Уникальная функция памяти служит для одновременного переключения объектива и контрастного метода. Используется подбор разного цвета изображения (для обнаружения мелких или тонких элементов образца по контрасту). Получены микрофотографии стеблей незагрязненного камыша и осоки. На фоне равномерной формы поверхности в структуре стебля камыша наблюдаются большое количество микропор естественного происхождения размерами порядка 50 – 70 мкм, в то время как в осоке такие поры отсутствуют. В то же время имеются различные включения размерами от 30 до 150 мкм, связанные с наличием различных микроэлементов в почве. В загрязненных материалах структура, как камыша, так и осоки существенно изменяется, поры становятся больше. Наибольшие изменения наблюдаются в осоке, что связано с накоплением в ней тяжелых металлов. Камыш сильнее всего адсорбирует железо, в то время как осока – железо, марганец и стронций. Причем наблюдается увеличение концентрации марганца в загрязненной осоке по сравнению с чистым материалом более чем в 50 раз. Установлено, что загрязнения существенно влияют на структуру стеблей как камыша, так и осоки. Причем, в осоке происходит существенное накопление тяжелых металлов, которые группируются в большие скопления. Облучение высокоэнергетическими электронами приводит в ряде случаев к растрескиванию материалов и к образованию больших пор в биоматериалах.



## СОЛНЕЧНАЯ ЭНЕРГЕТИКА: СЕГОДНЯ И ЗАВТРА

**К.А. Исмаилов, З.Т.Кенжаев, Г.Р.Абдиреймова**

*Каракалпакский государственный университет, Узбекистан*  
[ismailov\\_k@list.ru](mailto:ismailov_k@list.ru)

Энергетическая отрасль имеет огромное значение для экономического развития любой страны. Для того, чтобы решить долгосрочные энергетические проблемы человечества, необходимо активно развивать солнечную энергетику. В развитых странах уделяют большое внимание разработке систем на основе возобновляемых источников энергии (ВИЭ), в том числе энергии Солнца. Как правило, в создании таких систем вкладываются значительные средства из государственного бюджета, действуют многочисленные налоговые льготы. Широкому внедрению солнечной энергетики препятствует ее дороговизна. Это представление въелось в общественное сознание, что использование энергии Солнца относят к далекому будущему, не отрицая при этом перспективности использования солнечной энергии для локальных нужд. Для ее оценки необходимо принимать во внимание существующие тенденции изменения цен энергии получаемой от Солнца и традиционных источников [1-5]. Сегодня в виду уменьшения энергетических полезных ископаемых, а именно уменьшения запасов нефти, угля и природного газа возникает серьезные проблемы. Для решения этой задачи в последние 20-30 лет рост солнечной энергетики должен возрасти до 25%. К 2050 году снабжение солнечной энергией может достичь 20-25%, к концу века солнечная энергетика может составить 60% общей энергопотребления. Уже на сегодня стоимость энергии, получаемой с помощью преобразования солнечной энергии термодинамическим методом, приблизилась к стоимости энергии тепловых станций. На мировом рынке производство кремния растет в последнее время примерно 30% ежегодно, но этого недостаточно для обеспечения потребностей производителей фотоэлектрических и полупроводниковых приборов. Дефицит кремния приводит к росту цен на него. Так, за период со второй половины 2004 года по конец 2005 года контрактная цена поликремния увеличилась на 80 % и достигла 60 долл./ кг, а в 2006 году выросла на 80 долл./кг. Контракты на поставку полукремния уже распроданы на весь год, а цена на полукремний на рынке наличного товара уже в начале 2006 года достигла 140 долл./кг. При этом «солнечная» индустрия потребила почти 35 % всего проданного в 2006 году полукремния, что создает угрозу для роста полупроводниковой промышленности. В 2013 году республике Узбекистан вышел указ президента «О мерах по дальнейшему развитию альтернативных источников энергии». Согласно этому указу созданные в Узбекистане условия и объективные предпосылки для практического применения солнечной энергии служат основой для использования этого региона как площадки для экспериментального внедрения передовых технологий в этой сфере не только в нашей республике, но во всей Средней Азии. Следует также отметить, что в республике разработаны технологии производства фотомодулей, а также разработан и изготовлен ряд фотоэлектрических установок в диапазоне мощностей от 0,1 до 1,0 кВт. К сожалению, следует отметить что в республике нет сырья для организации производства такого масштаба. Поэтому в указе также отмечено, что между ГАК «Узбекэнерго» и компанией «Suntech Power Co» (КНР) достигнуты договоренности о создании в свободной индустриально-экономической зоне «Навои» совместного предприятия по выпуску фотоэлектрических панелей мощностью 100 МВт на основе самых современных технологий с финансированием разработки проектных документов в равных долях. Согласно авторам работы [6-8] другим достаточно перспективным направлением снижения стоимости солнечных элементов при использовании в наземных условиях является применение отходов полупроводникового кремния заводов электронной промышленности в качестве исходного материала. Этот путь создает предпосылки к использованию отбрако-

ванных при производстве полупроводниковых пластин монокристаллического кремния для выпуска более дешевых солнечных элементов. Количество таких пластин хотя ограничено, тем не менее, для применения в мелкосерийном опытно-производстве вполне достаточно. На имеющемся в республике промышленном оборудовании возможно производство солнечных элементов на основе пластин монокристаллического кремния, отбракованных в электронной промышленности с к.п.д до 12 %. Подсчитано, что при выпуске солнечных элементов мощностью до 500 кВт в год, производство фотомодулей в республике считается рентабельным.

В заключении хотим отметить, что нужно разработать комплексную программу проведения научно-исследовательских, опытно-конструкторских работ по использованию солнечной энергии, которой могли бы принимать участие все ведущие ученые, работающие в этом направлении нашей республики.

#### Литература

1. Современные проблемы полупроводниковой фотоэнергетики: Пер с англ./ Под ред. Т. Коутса, Дж. Микина. – Москва.: Мир, 1988.
2. Ольховский Г.Г. Глобальные проблемы энергетики // Электрические станции. – Москва: 2005. № 1. с.4 – 10.
3. Гуламова М.А., Потаенко К.Д., Турсунов М.Н., и др. Солнечные элементы из отходов монокремния серийного производства. // Гелиотехника, 1990, № 4.
4. Афанасьев В.П., Торуков Е.И., Шерченков А.А. Тонкопленочные солнечные элементы на основе кремния. 2-е изд. СПб.: Изд-во СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 2011.
5. Кашкаров А.П. Ветрогенераторы, солнечные батареи и другие полезные конструкции -М.осква: ДМК Пресс, 2011.
6. Клычев Ш.И., Мухаммадиев М.М., Авезов Р.Р., Потаенко К.Д. Нетрадиционные и возобновляемые источники энергии. –Ташкент.: Изд-во "Fan va texnologiya", 2010.
7. Исмаилов Қ.А., Кенжаев З. Қорақалпоғистон Республикасида Куёш энергетикасини ривожлантириш: муаммо ва ечимлари (РИАК-6). - Ташкент. -2013.
8. Аллаев К.Р. Состояние и перспективы развития энергетики мира и Узбекистана. //Проблемы энерго - и ресурсосбережения. – Ташкент, 2006. № 3. с.26 – 44.

## ИЗУЧЕНИЕ ДОЗОВОЙ ЗАВИСИМОСТИ МЕХАНИЧЕСКОЙ ПРОЧНОСТИ РЯДА ПОЛИМЕРНЫХ МАТЕРИАЛОВ

А.И. Купчишин<sup>1,2</sup>, Б.Г. Таипова<sup>1</sup>

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

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

Радиационное воздействие мощных пучков заряженных частиц приводит к существенному изменению структуры полимера. Происходит пространственное превращение вещества, изменяется молекулярный вес макромолекулы, а также идет накопление одних и исчезновение других типов химических связей и т.д. Все эти факторы существенно сказываются на перестройке надмолекулярной структуры и в итоге – на разнообразии свойств полимерного материала, приводящих к улучшению или ухудшению его конкретных технических характеристик. Исследование процессов механических деформаций в полимерных материалах при облучении высокоэнергетическими электронами представляет особый интерес.

Материалом для исследования была выбрана полиэтилентерефталатная промышленная пленка производства США (типа Mylar) шириной 5 мм, рабочей длиной 50 мм, толщиной 100 мкм. Облучение образцов производилось на воздухе на ускорителе электронов типа ЭЛУ-6 при 20 °С с энергией 4 МэВ, плотностью тока 0,5 мкА/с, длительностью 5 мкс при частоте их повторения 200 Гц. Поглощенные дозы (D) составляли – 0, 10, 10<sup>2</sup>, 2\*10<sup>3</sup>, 10<sup>4</sup>, 3\*10<sup>4</sup> и 3\*10<sup>5</sup> кГр. Испытания проводились в виде одноосного растяжения с помощью специального реверсора при постоянной нагрузке и комнатной температуре, относительной влажности воздуха (45 ± 5) %. Разрывная машина была компьютеризирована и снабжена соответствующим программным обеспечением в виде стандартного Windows-приложения.

Исследования показали, что в интервале температур 293 – 473 К с ростом дозы электронного облучения до 10<sup>4</sup> Гр относительное удлинение сначала медленно уменьшается, а затем резко падает до 0 (10<sup>4</sup> – 10<sup>6</sup> Гр), связанное с усиливающимися процессами деструкции. Аналогичная зависимость наблюдается и для напряжения  $\sigma(D)$ . Значения  $\epsilon$  изменяются на 50 %, а  $\sigma \sim \epsilon$  в 2 раза в интервале температур 293 – 473 К. При очень больших дозах остаются фрагменты установочных слабосвязанных элементов, которые снижают механическую прочность полимера усугубляемую еще и температурой. Существенное различие  $\sigma$  наблюдается в интервале доз 10<sup>4</sup> – 10<sup>6</sup> Гр, наибольшее из которых при температуре T = 293 К. С ростом T величина  $\sigma$  уменьшается. Так как Майлар обладает сложным гетерогенным строением межфибриллярных аморфных областей, разделяющих смежные микрофибриллы, наряду с внутрифибриллярными аморфными прослойками, то деструкция происходит, в основном, по главной цепи, поскольку в ней возникают высокие напряжения.

Предложены простейшая и обобщенная каскадно-вероятностные физические модели по зависимости деформации и напряжения от дозы электронного облучения, удовлетворительно согласующиеся с экспериментальными данными. Кривые зависимости  $\epsilon(D)$  и  $\sigma(D)$  для Майлара описываются экспоненциальными функциями. Причем с ростом температуры напряжение убывает, а деформация растет.

## КАСКАДНО-ВЕРОЯТНОСТНАЯ (КАТАСТРОФИЧЕСКАЯ) МОДЕЛЬ РАЗРУШЕНИЯ МАТЕРИАЛОВ ПРИ ОДНООСНОМ РАСТЯЖЕНИИ

А.И. Купчишин<sup>1,2</sup>, Б.Г. Таипова<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан

<sup>2</sup>Казахский национальный педагогический университет им. Абая, Алматы, Казахстан

В общем случае при длительной эксплуатации и больших механических и тепловых нагрузках в твердых телах происходят довольно сложные процессы. В полимерах наблюдается удлинение, соизмеримое с длиной образца и даже превышает его [1].

С точки зрения физического подхода, наиболее корректным является установление зависимости не  $\sigma$  от  $\varepsilon$ , а  $\varepsilon$  от  $\sigma$ , поскольку функцией процесса является деформация, а аргументом – напряжение. Изучение зависимости  $\sigma$  от  $\varepsilon$  является некорректным с точки зрения физического смысла.

На основе рассмотрения уравнения баланса в рамках каскадно-вероятностного метода при одноосном нагружении материалов для описания физико-механических свойств нами предложены различные модели катастрофического разрушения материала:

$$\varepsilon = \exp \left( \frac{\sigma}{\sigma_0} \right) - 1, \quad (1)$$

где  $\varepsilon$  – деформация,  $\sigma$  – напряжение,  $\sigma_0$  – обобщенный модуль прочности.

При  $\sigma \ll \sigma_0$  это соотношение переходит в классический закон Гука.

Закон Гука описывает лишь линейную (упругую) часть кривой зависимости  $\sigma$  от  $\varepsilon$ , но зачастую не описывает весь ход зависимости  $\sigma = \sigma(\varepsilon)$ .

Аналогичным образом, получена зависимость  $\varepsilon$  от  $\sigma$  для экспоненциально-квадратичной, параболической и других моделей:

$$\varepsilon = \exp \left( \frac{\sigma^2}{E_1^2} \right) - 1, \quad (2)$$

$$\varepsilon = \frac{\sigma^2}{E_2^2}. \quad (3)$$

Расчеты показали, что зависимости  $\varepsilon$  от  $\sigma$  для необлученных композитных материалов, произведенные по различным формулам для разных концентраций второго компонента, лучше всего экспериментальные данные описывают экспоненциальная и параболическая модели.

### Литература

1 Купчишин А.И., Таипова Б.Г., Купчишин А.А., Кожамкулов Б.А. Физико-механические свойства композитов на основе полиимидов и поликарбонатов // Механика композитных материалов. – 2015. – Т. 51, № 1. – С. 159 – 164.

## ИЗУЧЕНИЕ ВЛИЯНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ, СТАТИЧЕСКОЙ НАГРУЗКИ И ЭЛЕКТРОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА ДЕФОРМАЦИЮ НЕКОТОРЫХ ЛИНЕЙНЫХ ПОЛИМЕРОВ

А. И. Купчишин<sup>1,2</sup>, М.Н. Ниязов<sup>1</sup>, К.Б. Глебаев<sup>1</sup>

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

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

Широкое применение полимерных материалов в различных отраслях объясняется наличием у них комплекса свойств, которыми не обладают многие виды традиционных материалов. Одной из важнейших характеристик является сохранение высокой механической прочности при внешних воздействиях. После того как полимерные материалы нашли широкое применение, одной из задач стала модификация материалов и улучшение механических свойств. Использование материалов в жестких промышленных условиях, когда одновременно изменяется как механическая нагрузка, так и температура, предопределяет наличие у них необходимого комплекса термомеханических характеристик. Среди всех материалов политетрафторэтилен (ПТФЭ, фторопласт, тефлон) обладает хорошими свойствами. Он имеет высокую точку плавления, а плотно упакованные линейные цепи, придают ему жесткость при повышенных температурах [1 – 3]. В данной работе проведены экспериментальные исследования по влиянию температуры, статической нагрузки и электронного облучения на деформацию необлученного и облученного политетрафторэтилена. Для проведения экспериментов по комплексному воздействию температуры, нагрузки и облучения нами была разработана и изготовлена соответствующая экспериментальная установка. В качестве исследуемого материала был выбран промышленный политетрафторэтилен толщиной 100 мкм в виде пленки. Образцы нарезались с помощью специального устройства. Длина испытываемого материала составляла 7 см, а ширина 0,5 см. Производилось одноосное растяжение при статической нагрузке. Облучение образцов проводилось на линейном ускорителе электронов ЭЛУ-6 с энергией 2 МэВ в воздушной среде. Доза составляла 5 кГр. Предварительно с помощью специальных грузов определялась предельная нагрузка (наступает разрыв материала). Затем рассчитывалось напряжение, составляющее определенную часть от предельной нагрузки. После чего происходила фиксация деформации при комнатной температуре. При проведении эксперимента напряжение не менялось. После закрепления образец помещался в камеру и включался термоэлектронный нагреватель. Далее определялись все необходимые параметры. В результате проведения экспериментов обнаружено, что в интервале температур 23 – 30 °С  $\epsilon$  изменяется незначительно. Далее при  $t = 30 - 55$  °С происходит существенное удлинение исследуемых образцов. При  $t > 55$  °С рост деформации замедляется. Наибольшая  $\epsilon$  составляет ~ 500% при  $t = 85$  °С и  $\sigma = 13$  МПа. Облучение образцов тефлона привело к потере пластичности, существенному уменьшению деформации (по сравнению с необлученным материалом) ~ на 240 %, что связано с деструкцией всех цепей полимера. Экспериментальная зависимость  $\epsilon$  от  $\sigma$  как для необлученного, так и для облученного материала удовлетворительно описывается в рамках каскадно-вероятностной модели.

1. Паншин Ю.А., Малкевич С.Г., Дунаевская Ц.С. Фторопласты. Л.: Химия, 1978. 228.
2. Под ред. Л. Уолла. Фторполимеры/ пер. с англ. под ред. И.Л. Кнунянца, В.А. Пономаренко. – М.: Мир, 1975. – 448с.
3. Пикаев А.К. Современная радиационная химия. Твердое тело и полимеры. Прикладные аспекты. – М.: Наука, 1987. – 448с.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПОЛИМЕРНЫХ КОМПОЗИТОВ НА ОСНОВЕ ПОЛИИМИДОВ И ПОЛИКАРБОНАТОВ

А.И. Купчишин<sup>1,2</sup>, Б.Г. Таипова<sup>1</sup>

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

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

Правильный выбор полимеров для смешения позволяет получить материал со свойствами, которыми не обладает ни один из использованных компонентов, в связи с этим одним из важнейших способов создания полимерных композитов является смешение. Термодинамически совместимых полимеров чрезвычайно мало, но их смешение позволяет получить макрооднородные композиции, поэтому изучение влияния различных типов наполнителей на физико-механические свойства композитных полиимидных пленок представляет собой как научный, так и практический интерес. При этом, изменяя концентрацию наполнителя и воздействуя на полимеры можно формировать заданные свойства материала или прогнозировать изменение этих свойств в процессе эксплуатации. Теория взаимодействия наполнитель-связующее в подобных системах до сих пор не создана.

Композитные материалы на основе термоустойчивого полиимида и сверхпрочного поликарбоната были синтезированы по методике, разработанной нами.

Физические величины измерялись на модернизированной компьютеризованной установке на основе разрывной машины РМУ-0,05-1 со скоростью раздвижения зажимов  $36.09 \pm 0,05$  мм/мин. Перемещение захвата, связанного с измерителем не превышало 0.1 мм. Компьютеризованная установка имела соответствующее программное обеспечение в виде стандартного Windows – приложения. Измерялась зависимость относительного удлинения  $\epsilon$  от напряжения  $\sigma$  (вплоть до предела прочности материала). Исследовалась деформация образцов в режиме одноосного растяжения при комнатной температуре ( $20 \pm 2$ ) °С, относительной влажности воздуха ( $45 \pm 5$ ) %. Полученные результаты передавались в таблицы Excel, которые первично обрабатывались в системе Mathematica 5.

Анализ зависимостей напряжения от относительного удлинения необлученного композитного материала ПИАВ+ПК при различных концентрациях показала, что введение концентрации поликарбоната до 1мас.% ведет к увеличению механических свойств (пластичности (по сравнению с исходным) в 2,4 раза, прочности в 1,9 раз). Повышение концентрации до 2 мас.% приводит к уменьшению прочности на 33 %, но при этом пластичность увеличивается на 65 %, что связано с особенностью сетчатой матрицы полиимида с одной стороны и с другой – с высокой жесткостью цепей поликарбонатов.

При одноосном нагружении материалов использовалась каскадно-вероятностная (КВ) модель. Зависимости напряжения ( $\sigma$ ) от деформации ( $\epsilon$ ) представляется в виде:

$$\sigma = \sigma_0 * \ln(\epsilon + 1), \text{ где } \sigma_0 - \text{ обобщенный модуль прочности.}$$

Установлено, что существенные изменения механических свойств композиционных пленочных материалов на основе полиимида и поликарбоната зависят от концентрации наполнителя и обусловлены особенностями их внутреннего строения.

На основе рассмотрения уравнения баланса при одноосном нагружении материалов предложен ряд моделей. Произведены расчеты зависимости  $\sigma$  от  $\epsilon$ . Получено, что для композитного материала с ростом концентрации наполнителя (поликарбоната)  $\sigma$  уменьшается. Расхождение кривой (по закону Гука) и эксперимента (в конце кривой) составляет от 38% (для 2мас.%ПК) и до 68% (1мас.% ПК). По КВ модели согласие с экспериментом – удовлетворительное.

## ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ НЕОБЛУЧЕННЫХ ПЛЕНОЧНЫХ ПОЛИМЕРОВ

А. И. Купчишин<sup>1,2</sup>, Б. Г. Таипова<sup>1</sup>, М. Н. Ниязов<sup>1</sup>

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

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

Механические свойства полимерных материалов зависят как и от технологии производства, так и от физико-химического состава, молекулярного строения и надмолекулярной структуры полимерных и композитных материалов, определяющих под влиянием атмосферных, электрических, оптических и физических процессов сроки их старения. Для выбора оптимальных режимов использования пленок, видов их модификации, важным представляется изучение их свойств, обуславливающих хорошие механические свойства и сроки их гарантированной работоспособности. Эксплуатация пленочных материалов в мировом масштабе способствует выявлению противоречий между его ценой и механическими свойствами, так как конкуренция по производству качественной продукции достаточно хорошая [1]. После того как механика полимерных материалов нашла широкое применение и начала бурное развитие, ее основной целью стало модификация и улучшение механических свойств. Механические свойства полимеров проверяются на специальных разрывных установках [2]. Разрывные машины способны проводить различные испытания. В том числе: растяжение, изгиб и сжатие. Подготовка к проведению эксперимента начинается с нарезания образцов. Для того чтобы получить образец правильных параметров необходимо чтобы одна из его сторон была ровно 70 мм, в будущем этот параметр послужит длиной образца. Напомним, что ширина составляет 5мм. Отношение рабочей длины к ширине составляет 10:1, то есть рабочая длина равна 50 мм, а оставшиеся 20 мм предназначены для крепления по 10 мм на каждый зажим разрывной установки. Для правильного изучения данных, полученных в результате эксперимента, необходимо построить графики зависимости функций, необходимо точно производить расчеты относительного удлинения и механического напряжения. После проведенных экспериментов получены графики зависимости относительного удлинения от механического напряжения для полиэтилентерефталата, полиимида и политетрафторэтилена. Значения величин показаны в таблицах, полученные результаты отображены на графиках. Исследование статистических механических свойств необлученных образцов пленок ПЭТФ и ПИ показало, что механические свойства материалов зависят от их структуры. Из полученных экспериментальных данных следует, что в очень маленькой (упругой) области для всех, проверенных на растяжение материалов, закон Гука – выполняется. Полиимид оказался более прочным по отношению к полиэтилентерефталату и политетрафторэтилену, а так же имеет малое относительное удлинение.

### Литература

1. Стрелков С. П. Механика // Наука. –1975. – С. 283 – 291
2. Г.И. Бокова, А.И. Купчишин, А.А. Купчишин и др. Дозиметрия ионизирующих излучений/ учебное пособие. –Алматы, 1999. – С. 3 – 9.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ НАГРУЗКИ И ЭЛЕКТРОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА ДЕФОРМАЦИЮ ПОЛИЭТИЛЕНТЕРЕФТАЛАТА В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ВРЕМЕНИ

А. И. Купчишин<sup>1,2</sup>, М. Н. Ниязов<sup>1</sup>

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

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

В связи с широким применением полимерных материалов объем их выпуска неуклонно возрастает. Мировое производство пластмасс увеличивается в два раза каждые пятнадцать лет и к 2010 г. достигло 250 млн. тонн. Причем, наиболее быстро развивающимся сегодня является рынок полиэтилентерефталата (ПЭТ, ПЭТФ, лавсан). ПЭТ является полимером, который произвел революцию в мире упаковки, коренным образом изменив ситуацию на мировом рынке в этой сфере производств. Материалы, состоящие из ПЭТФ, были разработаны еще в начале 1940 года и с тех пор доказывают свою универсальность их применения в различных направлениях жизнедеятельности человека. Небольшое водопоглощение обуславливает высокую стабильность свойств и размеров приборов, сделанных из этого материала. Изделия из ПЭТФ обладают хорошими механическими свойствами, устойчивы к удару и растрескиванию. Одним из методов улучшения характеристик вещества является воздействие радиации. Многие виды излучений влияют на свойства полимерных материалов, приводя к изменению их структуры в зависимости от различных факторов. Исследование влияния заряженных частиц на свойства, в частности полимеров, является весьма актуальным, и позволяет обеспечить направленную модификацию их характеристик. Данная работа посвящена изучению зависимости деформации от времени в полиэтилентерефталате для различных статических нагрузок и доз облучения [1–3]. В качестве исследуемого материала был выбран промышленный полиэтилентерефталат толщиной 90 мкм. Пленочные образцы нарезались с помощью специального устройства. Облучение образцов велось на линейном ускорителе электронов ЭЛУ-6 с энергией 2 МэВ в воздушной среде. Доза облучения была равна 50 и 100 кГр. Для того чтобы провести экспериментальные исследования, нами предварительно с помощью специальных грузов определялась предельная нагрузка, при которой наступает разрыв испытуемого полимера. Для данного материала она равна 13,5 МПа. Затем рассчитывалось напряжение, составляющее определенную часть от предельного напряжения. После чего образец закреплялся в зажимы. Снималась зависимость  $\epsilon$  от  $t$ . Время проведения испытания образца на одноосное растяжение при статической нагрузке составляло порядка 50 секунд. Обнаружено, что деформация материала сильно зависит от времени и статической нагрузки. Облучение образцов ПЭТ приводит к значительному улучшению пластичности, и существенному увеличению деформации, что связано с деструкцией всех цепей полимера. При этом прочность практически не меняется. Экспериментальная зависимость как для необлученного, так и для облученного материала удовлетворительно описываются в рамках каскадно-вероятностной и линейной моделей.

### Литература

1. Годовский Ю. К. Успехи химии и физики полимеров. – М.: Химия, 1970. – 205 с.
2. Динс Дж., Виньярд Дж. Радиационные эффекты в твердых телах. – М.: Мир, 1966. – 129 с.
3. Милинчук В. К., Клишпонт Э. Р., Пшежецкий С. Я. Макрорадикалы. – М.: Химия 1980. – 278 с.



## ИССЛЕДОВАНИЕ СКОРОСТИ ОСЕДАНИЯ АКТИВНОГО ИЛА С ПОМОЩЬЮ ОПТИЧЕСКОГО МЕТОДА

А. И. Купчишин<sup>1,2</sup>, М. Н. Ниязов<sup>1</sup>, Е. В. Шмыгалев<sup>1</sup>

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

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

Развивающиеся очень быстрыми темпами промышленное, сельскохозяйственное производство и сопутствующая им урбанизация повлекли за собой небывалую в истории человечества степень загрязнения окружающей среды. Увеличение количества потребителей природных ресурсов вызвали скачок уровня сточных вод и степень их экологической опасности, что привело к росту непосредственного их сброса в естественные водотоки. При этом биологическое разложение и самоочищение от вредных веществ идет очень медленно. Естественная очистка сточных вод в настоящее время все больше и больше замещается искусственно созданными промышленными сооружениями, так как они являются защитным барьером для загрязнений, активно формирующих биологическую полноценность и качество воды. Нынешнее состояние качества воды природных водоемов во многом определяется степенью загрязнения отходов, прошедших биологическую очистку, поскольку они составляют основную массу от общего объема сточных вод. Например, в США результаты обследований производственных сооружений биологической очистки показывают, что более половины их неудовлетворительно работают и не обеспечивают удовлетворительную очистку, предусмотренную законодательством. Эффективность очистки жестко связана с процессами самоочищения в природных водоемах. Разрабатываемые всевозможные методы интенсификации биологической очистки открывают возможность существенного улучшения экологической обстановки. Биологическая очистка является обязательным завершающим звеном перед сбросом сточных вод в водоемы. Удовлетворительное состояние водоемов можно определить при помощи илового индекса и скорости оседания донных отложений. Хорошо осаждающийся ил имеет иловый индекс около 60 мл/г, менее плотный 80–90 мл/г, а иловый индекс выше 300 мл/г свидетельствует о нарушении работы очистного сооружения. Данная работа посвящена определению скорости оседания ила оптическим методом [1, 2]. Для определения параметров ила была создана экспериментальная установка, состоящая из стойки, держателей, лазерного источника, детектора излучения, камеры и регистратора времени. Ил, помещенный в колбу (камеру) с водой тщательно взбалтывался и устанавливался между лазером и детектором. Снималась зависимость освещенности света (зеленые и красные линии лазера) от времени. Получено, что полное оседание ила происходит в течение около 100 секунд. Проведены комплексные экспериментальные исследования по определению скорости оседания активного ила оптическим методом. Из кривых зависимости плотности ( $\rho$ ) от времени ( $t$ ) получены закономерности, имеющие одинаковую природу для разных источников излучения. Экспериментальные кривые объяснены в рамках предложенной авторами экспоненциальной модели.

### Литература

1. Захтаева Н. В., А. С. Шеломков Активный ил как управляемая экологическая система. – М.: Экспо-медиа-пресс, 2013. – 650 с.
2. Бенина Н. Н. Экология инфузорий активного ила // Экология морских и пресноводных свободноживущих простейших; Сб. науч. трудов. – Л.: Наука, 1990. – С. 143 – 153.

## ПРОВЕДЕНИЕ НАТУРНЫХ ИСПЫТАНИЙ ТЕПЛО-ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ СОЛНЕЧНОЙ ЭНЕРГИИ

**В.С. Антощенко, О.А. Лаврищев, Ю.В. Францев, Е.В. Антощенко**

*Научно-исследовательский институт экспериментальной и теоретической физики КазНУ им. аль-Фараби МОН РК, Алматы, Казахстан*

Проведение натуральных испытаний опытного образца монолитного трехэлементного тепло-фотоэлектрического преобразователя солнечной энергии, проводилось в августе-сентябре 2016 года на крыше физико-технического факультета КазНУ им. аль-Фараби. Для этого была специально оборудована испытательная площадка, на которой предусмотрено монтажное место для установки тестируемой концентраторной системы и установлено контрольно-измерительное оборудование. Контрольно-измерительное оборудование включает установку измерения компонент солнечной инсоляции, пиранометр SPP, метеустановку для контроля окружающей среды и систему датчиков контроля тестируемой концентраторной системы (температуры и скорости теплоносителя, режимов работы насоса, вырабатываемой электрической мощности). Данные со всех приборов и датчиков передаются на компьютер, установленный в здании, где они накапливаются, обрабатываются и отображаются. Доступ ко всей отображаемой информации возможен как с любого компьютера внутри сети, так и из любой точки через браузер.

Прототип энергетической установки, показанный на рисунке, содержит планарный концентратор с 12 плоскими отражателями, создающий световое пятно 13,5 см x 45 см с оптической концентрацией 8х. В фокусе размещен трехэлементный тепло-фотоэлектрический модуль, принудительно охлаждаемый теплоносителем. Слежение за солнцем осуществляется системой трекингования, обеспечивающей постоянную и однородную засветку всей площади тепло-фотоэлектрического модуля. Концентраторный тепло-фотоэлектрический преобразователь солнечной энергии использует прямую компоненту солнечной инсоляции. В теплоизолированном баке емкостью 35 л помещен теплообменник, являющийся первым контуром системы. Циркуляция теплоносителя через модуль и теплообменник обеспечивается насосом с малым энергопотреблением.

В процессе натуральных испытаний проводился непрерывный мониторинг компонент солнечной инсоляции (прямая, глобальная, под углом  $45^{\circ}$ , двухосевого слежения, под углом  $45^{\circ}$  при азимутальном движении), суммарная энергия по компонентам, вырабатываемой модулем электроэнергии, скорость теплоносителя, температура теплоносителя на входе и выходе модуля, температура в баке, скорость и направление ветра, влажность и температура воздуха, атмосферное давление. Эти данные накапливаются в компьютере и позволяют проводить энергетический анализ системы как online так и offline.

Тепловой блок концентраторной системы сконструирован на основе традиционной двухконтурной схемы и состоит из тепло-фотоэлектрического модуля, бака-аккумулятора с теплообменником, циркуляционного насоса и системы трубопроводов и запорной аппаратуры. Конструкция и особенности эксплуатации тепло-фотоэлектрического модуля требует минимизации избыточного давления теплоносителя, что накладывает дополнительные требования к циркуляционной системе и обеспечивается регулировкой режима работы.



Рисунок - Проведение натуральных испытаний опытного образца концентраторного монолитного трехэлементного тепло-фотоэлектрического преобразователя солнечной энергии, проводилось в июле-сентябре 2016 года на крыше физико-технического факультета КазНУ им. аль-Фараби

Измерение тепловых характеристик преобразователя проводилось с использованием датчиков T0, T1 и T3 для измерения температуры теплоносителя на входе, выходе модуля и в баке, соответственно. Измерения проводились автоматически с шагом 1 мин в течение эксперимента. Из этих данных рассчитывалось, сколько энергии  $Q$  затрачено за время  $T$  на нагрев теплоносителя объемом 35л от температуры  $T_1$  до  $T_2$ . С другой стороны, проинтегрировав измеренную прямую солнечную инсоляцию, получаем количество солнечной энергии  $E_{пад}$  за время  $t$  на квадратный метр. Учитывая площадь модуля и концентрацию, получаем выработанную пиковую тепловую мощность (см. таблицу)

Таблица – Пример результатов натуральных испытаний концентраторного монолитного трехэлементного тепло-фотоэлектрического преобразователя солнечной энергии

Параметры	Компоненты	
	Тепловая	Электрическая
Дата проведения натуральных испытаний	9 сентября 2016 года	
Измеренная энергия $E_{пад}$ , Вт ч/м <sup>2</sup>	4706	
Площадь модуля $S$ , см <sup>2</sup>	475.0	
$E_{пад}$ на модуль, Вт ч	1564,5	
Время измерения $T$ , ч	6	
Рассчитанная $Q$ нагрева для бака, Вт ч	974.4	-
Измеренная электрическая мощность за $T$ , Вт ч	-	203.4
Выработанная пиковая мощность, Вт	162.4	33.9
К.п.д. $\eta$ , %	62.3	13
Суммарная пиковая мощность системы, Вт	196	

Натурные испытания прототипа фотоэлектрического преобразователя солнечной

энергии выпали на август-сентябрь 2016 года, поэтому величина суммарной пиковой мощности при солнечной инсоляции в летние месяцы будет больше. Плюс к этому можно еще уменьшить теплотери, которые присущи опытному образцу. Таким образом, хотя достигнутая в ходе натурных испытаний величина суммарной пиковой мощности для прототипа около 200 Вт, возможности предлагаемой конструкции концентраторного монолитного трехэлементного тепло-фотоэлектрического преобразователя солнечной энергии полностью не реализованы.

Важно отметить, что использование в системах с концентраторами солнечных элементов большой площади позволяет существенно снизить требования к точности механических узлов следящей системы и, соответственно, уменьшить ее себестоимость. Использованной системы было вполне достаточно для фиксации светового пятна на активных элементах системы в течение светового дня.

*Работа выполнена по гранту 3077/ГФ4 МОН РК.*

## ГИДРИРОВАНИЕ ФУЛЛЕРИТА C<sub>60</sub>

**Х.А. Абдуллин<sup>1</sup>, М.Т. Габдуллин<sup>1</sup>, Т.С. Рамазанов<sup>1</sup>, Д.В. Щур<sup>3</sup>, Д.Г. Батрышев<sup>1,2</sup>,  
Д.В. Исмаилов<sup>1</sup>, Д.С. Керимбеков<sup>1,2</sup>, Е. Ерланулы<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>Национальная нанотехнологическая лаборатория открытого типа при КазНУ им. аль – Фараби, Алматы, Казахстан

<sup>2</sup>Лаборатория инженерного профиля КазНУ им. аль – Фараби, г. Алматы, Казахстан

<sup>3</sup>Институт проблем материаловедения им. И.Н. Францевича НАН, г. Украина Украины

В настоящее время мир столкнулся с нехваткой электроэнергии и угрозой экологического кризиса, который ставит реальные задачи сохранения традиционных источников энергии и поиска альтернативных. Основными альтернативными источниками является энергия солнца, энергия ветра, энергия морских волн и т.д. В частности, водород, запасы которого неисчерпаемы, является весьма перспективным топливом и источником энергии. Неоспоримым достоинством водородного топлива являются относительная экологическая безопасность его использования, возможность прямого преобразования химической энергии в электричество, минуя фазу перевода энергии в тепло, приемлемость для автомобильных и других двигателей без существенного изменения их конструкции [1-2], высокая калорийность, возможность длительного хранения, не токсичность и др.

Одной из проблем водородной энергетики является то, что газообразный водород имеет низкую плотность, поэтому при его транспортировке и хранении возникают некоторые трудности. Проблемы, которые возникают при связанном хранении водорода – это получение оптимальной среды для хранения водорода, в которой большая емкость водорода может накапливаться обратимым образом. Это либо хранение в химически связанном виде (гидриды), либо хранение с использованием управляемых процессов сорбции - десорбции водорода некоторыми интерметаллидными соединениями. В связи с этим на сегодняшний день исследование новых материалов для хранения является весьма актуальным.

Различные классы материалов уже были исследованы в качестве потенциальных кандидатов для хранения (накопления) водорода, однако подходящие материалы до сих пор не разработаны. В качестве весьма перспективного варианта рассматривается хранение водорода в фуллеренах [3-4]. Фуллерен – это аллотропная модификация углерода, представляющая

собой выпуклые замкнутые многогранники, составленные из чётного числа трёх координированных атомов углерода [5-6]. С открытием данной углеродной структуры [6] в научных кругах появился огромный интерес их физико-химическим свойствам. В основном внимание было на водородно-сорбционные свойства фуллеренов [3,7-9]. Теоретически перспектива применения в качестве накопителя водорода выглядит достаточно оптимистично. В случае присоединения к каждому атому углероду по одному атому водорода (что в полнее вероятно) имеет возможность получение сорбирующей матрицы на основе этих материалов.

На данный момент в нашей работе мы отработали метод каталитического гидрирования фуллеренов как способ хранения водорода. Для осуществления работы по гидрогенизации образцов фуллерена была отработана методика на основе определения водород-сорбционных характеристик образцов при различных значениях давления и температуры. В результате были получены наводороженные фуллерены C<sub>60</sub> и изучены скорости взаимодействия фуллеритов C<sub>60</sub> с водородом. Также автором удалось уменьшить время взаимодействия водорода с помощью предварительного отжига образцов в вакууме, и были получены гидрофуллериты с содержанием водорода около 7,3мас.% Н.

Нам удалось выяснить, что процесс гидрогенизации фуллеренов включает формирование C-H связей в результате разрушения двойных C=C связей фуллеренов и H-H связей молекулярного водорода [7-9]. Несмотря на то, что реакция гидрогенизации является экзотермической, требуется дополнительная энергия для разрыва этих связей. Таким образом, необходимо преодолеть определенный энергетический барьер для осуществления реакции.

*Исследования проводились в рамках программы МОН РК: 0265/ПЦФ «Разработка новых углеродных наноматериалов широкого спектра применения», 2015-2017гг.*

#### Литература

1. Schlapbach, L.; Zuttel, A., Hydrogen-storage materials for mobile applications. *Nature* 2001, 414, (6861), 353-358.
2. Schlapbach, L., Technology: Hydrogen-fuelled vehicles. *Nature* 2009, 460, (7257), 809-811.
3. Shigematsu K., Abe K., Mitani M., Tanaka K., Catalytic hydrogenation of fullerene C<sub>60</sub> // *Chem. Express.* – 1992. – V.7, N12. – P.37-40.
4. Dresselhaus m.S., Williams K.a., Eklund P.C., Hydrogen absorption in carbon materials// *MRS Bellitin.* – 1999. – V.24, N11. – P.45-50.
5. Otah G.A., Bucsi L. Chemical reactivity and functional of C<sub>60</sub> and C<sub>70</sub> fullerenes // *Carbon.* –1992. –Vol.30. –P.1203-1211.
6. Kroto, H. W.; Heath, J. R.; O'Brien, S. C.; Curl, R. F.; Smalley, R. E., C-60 - Buckminsterfullerene. *Nature* 1985, 318, (6042), 162-163.
7. Jin C., Hettich R., Compton R., Joyce D., Blencoe J., Burch T. Direct solid-phase hydrogenation of fullerenes// *J. Phes. Chem.* – 1994. – V.98. – P.4215.
8. Henderson, C. C.; Cahill, P. A., C<sub>60</sub>h<sub>2</sub> - Synthesis of the Simplest C<sub>60</sub> Hydrocarbon Derivative. *Science* – 1993. – V.259, N.5103 – P. 1885-1887.
9. Schur D.V., Zaginaichenko S.Yu., Savenko A.F., Bogolepov V.A. // *IntJHydrogenEnergy.* - 2011. –Vol.36(1). –P. 1143-1151.
10. Абдуллин X.A., Габдуллин M.T., Рамазанов T.C., Батрышев Д.Г., Исмаилов Д.В., Щур Д.В. // *Вестник КазНУ, серия физическая*, 2015, Том 52, №1, с.40-45.

## ВЛИЯНИЕ УДЕЛЬНОЙ МОЩНОСТИ РАЗРЯДА ПОСТОЯННОГО ТОКА НА СТРУКТУРУ И СВОЙСТВА a-C<Sn<sub>x</sub>>

А.П. Рягузов, Р.Р. Немкаева, Р.К. Алиаскаров, Н.Р. Гусейнов

Национальная нанотехнологическая лаборатория открытого типа, КазНУ им. Аль-Фараби, Алматы, Казахстан

Углерод, один из немногих веществ, который способен формировать большое количество различных модификаций структуры. Организация аллотропных состояний углерода существенно зависит от методов и условий синтеза. Кроме этого, модифицирование не карбидообразующими элементами, которые формируют в углеродной матрице наночастицы, дает возможность эффективного управления электронными свойствами a-C пленок.

Существует несколько основных параметров синтеза PVD на постоянном токе, которые позволяют получать a-C пленки с заданными свойствами. Одним из параметров синтеза является удельная мощность ( $P_d$ ) плазменного разряда влияющая на процесс формирования a-C<Sn<sub>x</sub>> пленок. На рисунке 1 представлены спектры комбинационного рассеяния света (Рамановская спектроскопия) показывающие влияние  $P_d$  на локальную структуру и свойства синтезируемых пленок. Отметим, что увеличение  $P_d$  приводит к увеличению скорости распыления мишени.

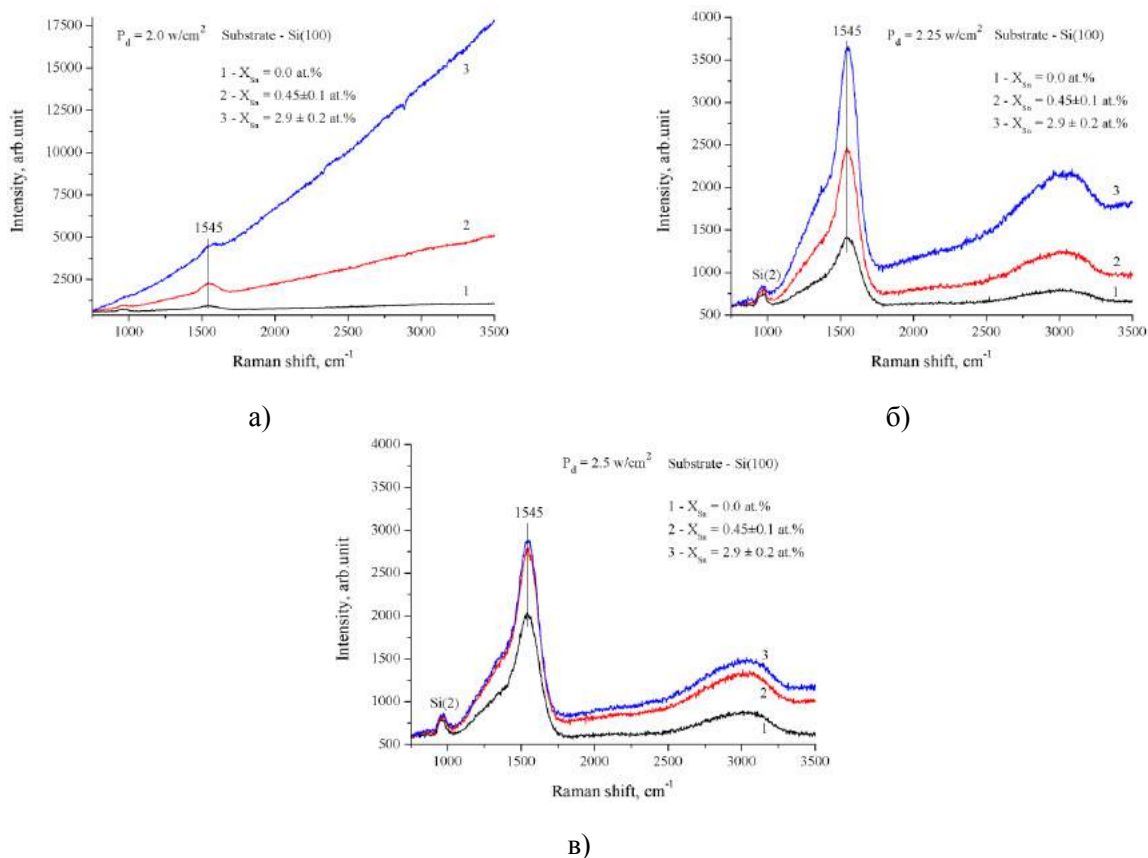


Рисунок 1 – Рамановская спектроскопии a-C<Sn<sub>x</sub>> пленок синтезированных при разной удельной мощности плазменного разряда при  $T_{sub}=50^\circ C$  (спектры получены на установке NTegra Spectra (NT-MDT, Россия) с использованием синего лазера на длине волны 473 нм)

Из рисунка 1 видно, что основной G пик [1] сохраняет свое положение на частоте  $1545 \text{ см}^{-1}$  независимо от удельной мощности разряда в интервале от 2,0 до  $2,5 \text{ Вт/см}^2$ . Такое положение G пика свидетельствует о формировании  $sp^3$  гибридных связей в структуре углеродной пленки. Также следует отметить существенное изменение интенсивности G полосы ( $I_G$ ) с увеличением  $P_d$  - кривая 1 (1 при  $X_{Sn} = 0,0 \text{ ат. \%}$ ). Увеличение  $I_G$  скорее связано с увеличением толщины а-С пленки. Кроме этого, влияние на  $I_G$  оказывают и наночастицы олова[2]. При  $X_{Sn} < 1 \text{ ат. \%}$  -  $I_G$  существенно увеличивается. При  $X_{Sn} > 2 \text{ ат. \%}$  в а-С пленках наблюдается уменьшение интенсивности G пика с увеличением  $P_d$  плазменного разряда. Олово, определенным образом структурированное на поверхности наночастицы, может влиять на структуру матрицы углеродной пленки, что и приводит к изменению  $I_G$ .

Особое внимание обращает на себя изменение наклона рамановского спектра в высоко-частотной области, который характеризует эффект фотолюминесценции (ФЛ). Появление кривой ФЛ в первую очередь зависит от концентрации олова в а-С пленках. Наиболее сильное изменение ФЛ наблюдается при концентрации олова более 2 ат. % (рис. 1а). Увеличение  $P_d$  приводит к существенному уменьшению фотолюминесценции и как видно из рисунка изменение  $P_d$  на  $0,25 \text{ Вт/см}^2$  уменьшает более чем на порядок интенсивность ФЛ. Если наночастица олова в углеродной матрице сформирована в структуру  $\alpha$  модификации (алмазная фаза состояния олова), то это может привести к формированию вокруг частицы  $\alpha$ -Sn алмазоподобной фазы углеродной пленки. Увеличение аморфной фазы из  $sp^3$  узлов приводит к изменению плотности внутрizonных локализованных состояний, которые формируются  $\pi$  электронами  $sp^2$  узлов. Таким образом, можно заключить, что наночастицы олова влияют на формирование структуры и как следствие на плотность внутрizonных локализованных состояний. Такое влияние приводит к появлению ФЛ. Кроме этого нужно отметить, что дальнейшее увеличение концентрации олова и удельной мощности плазменного разряда приводит к уменьшению ФЛ. Увеличение концентрации олова и размеров наночастиц Sn может приводить к влиянию электронной плотности наночастиц Sn на плотность внутрizonных локализованных состояний и формирование краев валентной зоны и зоны проводимости.

Увеличение удельной мощности разряда приводит не только к увеличению скорости распыления комбинированной мишени, но и к увеличению средней энергии конденсируемых атомов и молекул углерода. При значениях  $P_d > 2,2 \text{ Вт/см}^2$  возможно создаются особые условия синтеза для формирования  $sp^2$  узлов и соответственно увеличению  $\pi$  электронов. Как видно из рисунка 1 небольшое изменение удельной мощности наиболее существенно влияет на уменьшение ФЛ связанное с формированием  $sp^2$  узлов в углеродной пленке, нежели влияние поверхностного потенциала наночастицы олова на формирование  $sp^3$  узлов. Т.е. уменьшение ФЛ связано с увеличением плотности разрешенных  $\pi$  состояний внутри запрещенной зоны и вблизи уровня Ферми.

1. A.C. Ferrari and J. Robertson: Interpretation of Raman spectra of disordered and amorphous carbon. Phys. Rev. B 61(20), 14095 (2000).

2. А.П. Рягузов, Р.Р. Немкаева, Р.К. Алиаскаров, Н.Р. Гусейнов Влияние наночастиц олова на структуру и свойства аморфных углеродных пленок. Сб. трудов X Международной конференции «Аморфные и микрокристаллические полупроводники», Санкт-Петербург, Россия, 4-7 июля 2016, с.36.

## СВОЙСТВА КОМПОЗИТА С РАЗЛИЧНЫМ СОДЕРЖАНИЕМ НАНОПОРОШКА ПОЛИТЕТРАФТОРЭТИЛЕНА, ОБЛУЧЕННОГО ЭЛЕКТРОНАМИ

К.Б. Тлебаев<sup>1</sup>, А.И. Купчишин<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>КазНУим. аль-Фараби, <sup>2</sup>КазНПУ им.Абая, Алматы, Казахстан

Получен полимерный композитный материал (ПКМ) на основе эпоксидной смолы, наполненный наночастицами ПТФЭ различной концентрации. Исследовано влияние электронного облучения на структуру ПКМ методами просвечивающей электронной и атомно-силовой микроскопии. В качестве объекта исследования использовался ультрадисперсный нанопорошок ПТФЭ размером частиц 0,5 – 1 мкм, с концентрациями 5 и 50 %. В качестве связующего была использована эпоксидная смола. Образцы композита получали путем смешения порошка со смолой с варьированием концентрации порошка. Для прочности композита добавляли отвердитель, которые затем ставили под пресс и держали 5 часов. Образцы композита облучали электронами на ускорителе электронов ЭЛУ-2 с энергией 2 МэВ. Условия облучения были следующие: энергия электронов  $E = 2$  МэВ, интенсивность  $I = 0,3$  мА/см<sup>2</sup>, доза облучения  $D = 20$  кГр и 50 кГр, температура облучения  $T = 20^\circ$  С. Топография образцов до и после облучения электронами исследовались на просвечивающем электронном микроскопе марки LeicaDM 6000 m и на атомно-силовом микроскопе (АСМ). Твердость образцов измеряли на Виккерстестере (ГОСТ 2999-75и ISO 6507). Введение 5 % полимерного наполнителя из ПТФЭ привело к формированию структурных элементов, имеющих нечеткие границы в виде крупных круглых и вытянутых сферолитов с неопределенной ориентацией. Дополнительное введение в полимерную смесь наполнителя до 50 % обеспечивает существенное изменение структуры, приводя к образованию уплотненной однородной надмолекулярной структуры в композите. Для исследования изменений, происходящих в композите, обусловленных участием частиц ультрадисперсного порошка ПТФЭ, в структурообразовании связующего проведены исследования изображений поверхностей образцов методом атомно-силовой микроскопии. На изображении материала, содержащего 5 % ПТФЭ, зарегистрированы контрастные упорядоченные структуры высотой 5 нм. Изменение микрогеометрии поверхности образца соответствует повышению контактной связи на локальных участках поверхности ПКМ. Наполнение ПКМ до 50 % приводит к однородному строению поверхности образца ПКМ. Уровень изменения значения высоты характеризует максимальные изменения в структуре, а увеличение плотности упаковки структурных элементов – приводит к изменению свойств материала. Анализ ПЭМ-изображений показывает, что облучение дозой 20 кГр приводит к росту агломераций и их уплотнению, при увеличении дозы облучения до 50 кГр наблюдается появление кристаллических образований в виде сферолитов и фибрилл с четкими границами. Однако, для образца с концентрацией порошка 50х50 % замечено нарушение упорядоченности образований и начало процесса аморфизации. Поверхность разрушения облученного дозой 50 кГр образца ПКМ содержит многочисленные выступы высотой до 0,2 мкм, природу которых можно связать с концами разорванных фибрилл. Далее приведены экспериментальные исследования твердости изготовленных композитов. Как показали измерения, твердость ПКМ при концентрации наполнителя 5 % выше, чем твердость при концентрации наполнителя 50%. Уменьшение твердости ПКМ для образца с 50 % наполнителем, связано со слабой контактной адгезией частиц ПТФЭ с матрицей связующего, которая приводит к ослаблению прочности химических связей между наполнителем и связующим. Облучение композита приводит к увеличению твердости для образцов с малыми концентрациями порошка ПТФЭ, а при большой дозе облучения и больших концентрациях твердость уменьшается, что связано с деструкцией ПКМ.



## ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНОК $InP$

А. Жуманазаров, А. Юлдашев, Г. Турманова, М. Шарипбаев

Каракалпакский государственный университет имени Бердаха, Нукус, Узбекистан

В ряду полупроводниковых соединений типа  $A^3B^5$  широко используемых в оптоэлектронике,  $InP$  и его твердые растворы обладают специфическими механическими свойствами: пороговая плотность тока для рекомбинационно-стимулированного скольжения дислокации в монокристаллах  $InP$  на два порядка превышает его значение для  $GaAs$  [1]; гетеролазеры на основе твердых растворов  $InGaAsP$  также являются более «деградационно стабильными» по сравнению с изготовленными на основе  $AlGaAs$ . В последнее время в монокристаллах и эпитаксиальных слоях (ЭС)  $GaAs$ , было обнаружено и изучено [1] зарождение и миграция собственных точечных дефектов на макрорасстояния от области механического воздействия (эффект дальнего действия) при температуре  $T \approx 300$  К. Выяснению возможности обнаружения и изучения эффекта дальнего действия в ЭС  $InP$  посвящена настоящая работа.

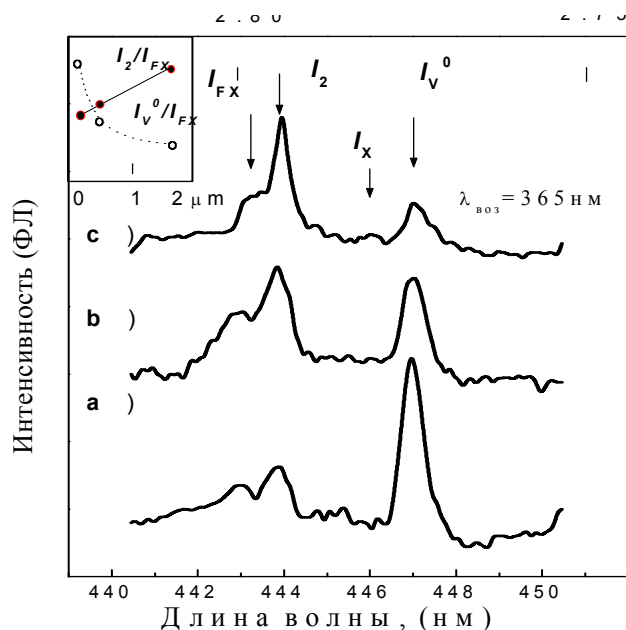
Изучалось влияние механического утонения подложки на спектры низкотемпературной фотолюминесценции (ФЛ) (4.2-80 К) ЭС  $InP$ , весьма чувствительные к изменению дефектной структуры. Структурное совершенство всей системы ЭС-подложка изучалось с помощью рентгено-дифракционных методов и металлографии. Со стороны ЭС проводились съемки рентгеновских топограмм с использованием двухкристального спектрометра в параллельной геометрии ( $n$ ;  $-m$ ), в асимметричных (333) и симметричных (400) отражениях на  $CuK\alpha$ -излучении. Для качественной оценки дефектности приповерхностной области глубиной  $\sim 30$  мкм, т.е. включающей ЭС и приповерхностную область пленка-подложка, измерялась интегральная отражательная способность ( $R_i^{\text{э}}$ ).

Использовался травитель HF ;  $HBr^{\beta} 5 : 1$ . Далее производилась шлифовка подложки свободным абразивом  $Si^I$  М 10 от исходной толщины  $\sim 300$  мкм до толщины  $\sim 100$  мкм. На рис-1 показано спектры фотолюминесценции ЭС  $InP$  исходного образца (1) после шлифовки (2) и после ультразвуковой обработки (3).  $T \sim 80$  К.

Полоса  $I^B$ , по мнению авторов [1], связана с излучательной рекомбинацией свободных электронов с дырками, локализованными на нейтральном акцепторе, образованном, по видимому, комплексами  $Zn$  (энергия активации акцептора  $[Zn_{In}]$  в  $InP \Delta E = 30-50$  мэВ), а  $I_d$ -со структурными дефектами.

При хранении образцов при комнатной температуре в течение времени  $t^{\wedge}$  происходило частичное восстановление интенсивности. полосы  $I_d$  (рис. 1, вставка), полоса  $Td$  не восстанавливалась. Уменьшение интенсивности краевой люминесценции после обработки можно связать с увеличением концентрации центров безызлучательной рекомбинации (например,  $Vu-a.$ ) и оттоком неравновесных носителей на безызлучательные каналы.

Расчет распределения деформационных полей  $\xi(Z)$  ( $i$  - координата, перпендикулярная гетерогранице) в ЭС при утонении подложки от толщины 350 до 100 мкм с учетом упруго-пластического состояния всей системы пленка-подложка, выполненной аналогично показал увеличение статической упругой деформации в пленках не более, чем на 15%. Несмотря на относительно малое изменение статической упругой деформации  $\xi(Z)$  в пленках  $InP$  после шлифовки, ее дефектная структура существенно изменяется (эффект дальнего действия), что проявляется в трансформации спектров низкотемпературной ФЛ (см. рис. 1).



Трудно объяснить дефектообразование в пленках  $InP$  диффузией собственных точечных дефектов из мощного источника, каким является нарушенный механической обработкой слой, т.к. при этом надо воспользоваться коэффициентами диффузии, на несколько порядков превышающими известные значения с учетом, что обработка проводилась при комнатной температуре. Для объяснения дефектообразования в пленках можно привлечь влияние знакопеременных упругих волн, возникающих в зоне действия абразива, проникающих на всю глубину структуры и в сочетании с изменением перераспределением статических деформационных полей, способствующих образованию френкелевских пар. С целью проверки последнего предположения образцы до и после шлифовки были подвергнуты ультразвуковой обработке (УЗО). Такая обработка не привела к дополнительному дефектообразованию в пленках, о чем свидетельствует частичное восстановление спектров ФЛ. Из этого следует, что данная УЗО (частота  $\sim 150$  кГц) не эквивалентна шлифованию, т.е. что осциллирующие упругие волны, возникающие при шлифовке, имеют гораздо большую амплитуду и мощность  $\langle \sigma^2 \rangle \gg 10^{-5}$ .

Частичное восстановление интенсивности краевой полосы люминесценции при хранении, сопровождающееся уменьшением величины упругих деформаций, может быть связано с медленными диффузионными процессами оттока собственных точечных дефектов на стоки, например, на границу раздела.

M.Sharibaev. Cambridge Journal of Education and Science. - No.1. (15), January-June, 2016.

## ВЫЯВЛЕНИЕ ОСОБЕННОСТИ СТРУКТУРЫ $a\text{-C}<\text{Sn}_x>$ ПЛЕНОК ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ СИНТЕЗА МЕТОДОМ РАМАНОВСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

А.П. Рягузов, Р.Р. Немкаева, Р.К. Алиаскаров, Н.Р. Гусейнов

*Национальная нанотехнологическая лаборатория открытого типа, КазНУ им. Аль-Фараби, Алматы, Казахстан*

В последние 20 лет внимание ученых и инженеров все больше привлекает углерод, как материал для развития и создания новых электронных устройств. Поэтому аморфные алмазоподобные углеродные пленки, модифицированные нанокластерами не карбидообразующих элементов, на данный момент являются важным объектом исследования в развитии полупроводникового приборостроения. Изолированные нанокластеры металлов, как известно, могут проявлять уникальные квантоворазмерные свойства, которые могут существенно зависеть от структуры и свойств матрицы.

Аморфные углеродные пленки, модифицированные нанокластерами олова, готовились методом магнетронного ионно-плазменного распыления комбинированной мишени на постоянном токе в атмосфере аргона. Комбинированная мишень состояла из углеродной пластины частицами олова в зоне распыления. Концентрация олова в  $a\text{-C}$  пленках определялась методом энергодисперсионного анализа и менялась от 0,4 ат. % до 1,8 ат. %. Исследование структуры пленок проводили методом рамановской спектроскопии на установке NTegraSpectra (NT-MDT, Россия). Возбуждение фононного спектра осуществлялось лазером на длине волны 473 нм и мощностью излучения 1,5 мВт. Время записи спектров комбинационного рассеяния (КРС) составляло 30 сек при движении образца со скоростью 10 мкм/с.

Как известно [1], спектр КРС  $a\text{-C}$  состоит из основного G пика в области  $1550 - 1575 \text{ см}^{-1}$ , плеча в низкочастотной области  $1350-1400 \text{ см}^{-1}$  и обертона второго порядка определяемого как колебание C-C связей в области  $2900-3200 \text{ см}^{-1}$ . На рисунке 1 представлены рамановские спектры  $a\text{-C}<\text{Sn}_x>$  пленок синтезированных при трех температурах ( $T_{\text{sub}}$ )  $50^\circ\text{C}$ ,  $150^\circ\text{C}$  и  $250^\circ\text{C}$ . Как видно из рисунка, появление наночастиц олова в  $a\text{-C}$  пленках приводит к появлению фотолюминесценции, которая характеризуется увеличением наклона в высокочастотной области спектра с увеличением концентрации Sn. На фотолюминесценцию существенно влияет температура синтеза. Кроме этого можно видеть влияние температуры синтеза на положение G пика и при изменении  $T_{\text{sub}}$  на  $200^\circ\text{C}$  G пик смещается от  $1545 \text{ см}^{-1}$  до  $1570 \text{ см}^{-1}$ . Стоит обратить внимание, что при температуре синтеза  $250^\circ\text{C}$  положение G пика переходит в низкочастотную область при появлении в пленке наночастиц Sn. В работе [1] также отмечено, что углеродные пленки, в которых положение G  $1550 \text{ см}^{-1}$  и меньше, относятся к алмазоподобным пленкам с процентным содержанием  $sp^3$  гибридизации связей более 60 %. Смещение G в высокочастотную область указывает об увеличении  $sp^2$  узлов, т.е. переход в графитоподобную фазу. Немаловажную информацию несет обертон второго порядка колебаний C-C связей. На рисунке видно, что с увеличением температуры  $T_{\text{sub}}$  положение обертона смещается в низкочастотную область на  $80 \text{ см}^{-1}$ . Такое изменение частоты колебания связей C-C может быть вызвано увеличением расстояния между атомами. Увеличение расстояния приводит к понижению плотности. Плотность графита  $2,08-2,23 \text{ г/см}^3$ , плотность аморфной алмазоподобной пленки углерода меняется в зависимости от содержания  $sp^3$  гибридинизированных связей от 2,5 до  $3,3 \text{ г/см}^3$ . Т.е. можно видеть корреляцию между положениями G пика и обертона в зависимости от температуры синтеза.

Олово не образует химического соединения с углеродом и существует в углеродной матрице как самостоятельная структурная единица. Атомы олова образуют структуру гранцентрированной кубической решетки, которая характерна для структуры алмаза. Неизменное положение G пика при  $T_{\text{sub}}$   $50^\circ\text{C}$  и  $150^\circ\text{C}$  указывает на отсутствие влияния наночастиц олова

на локальную структуру матрицы. Положение G соответствующее значениям  $1545\text{ см}^{-1}$  и  $1555\text{ см}^{-1}$  вызвано влиянием температуры синтеза. Однако, как было отмечено выше, влияние наночастиц олова на локальную структуру углеродной матрицы проявляется при  $T_{\text{sub}}=250^\circ\text{C}$ . Смещение G в низкочастотную область свидетельствует об увеличении  $sp^3$  узлов. Кроме этого можно заметить, что с увеличением концентрации Sn до 1,8 ат.% интенсивность основного пика увеличивается более чем в два раза. Увеличение интенсивности указывает на увеличение основных структурных единиц формирующих матрицу углеродной пленки при данной температуре.

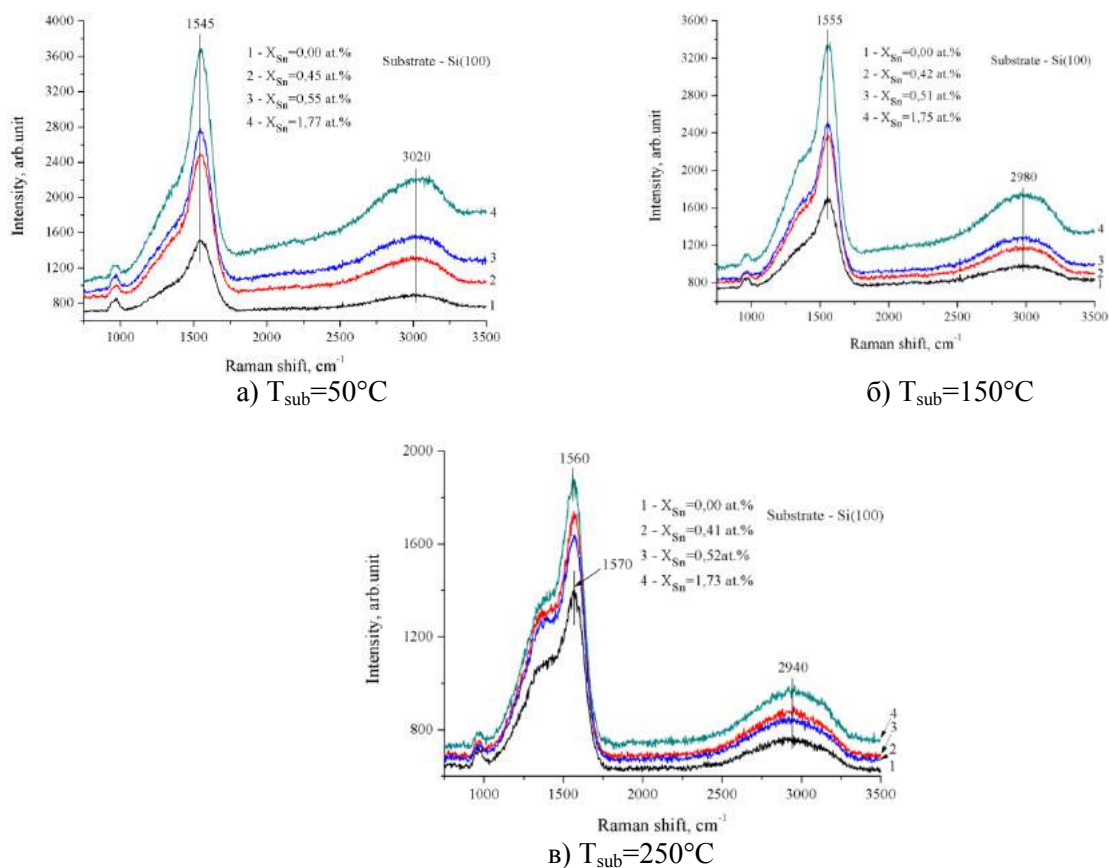


Рисунок 1 – Рамановская спектроскопия a-C  $\langle\text{Sn}_x\rangle$  пленок синтезированных при удельной мощности  $2,25\text{ Вт/см}^2$  на кремниевых подложках

Можно заключить, что при температурах синтеза меньше  $150^\circ\text{C}$  наночастицы олова не оказывают существенного влияния на локальную структуру углеродной матрицы, но в то же время влияют на плотность локализованных состояний внутри запрещенной зоны формируемой  $\pi$  электронами  $sp^2$  узлов. Это влияние проявляется в виде увеличения фотолюминесценции с концентрацией Sn при синтезе  $T_{\text{sub}}=50^\circ\text{C}$ .

1. A.C. Ferrari and J. Robertson: Interpretation of Raman spectra of disordered and amorphous carbon. Phys. Rev. B 61(20), 14095 (2000).

## МЕХАНИЧЕСКАЯ ПРОЧНОСТЬ ПОЛИМЕРНЫХ МАТЕРИАЛОВ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ

А.И. Купчишин<sup>1,2</sup>, Б.Г. Таипова<sup>1</sup>

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

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

При изменении температуры и под влиянием внешних воздействий многие полимеры могут переходить из одного состояния в другое, при этом существенно изменяется их структура и физико-химические свойства. Наличие большого количества повторяющихся звеньев, соединенных ковалентными химическими связями, обеспечивает их уникальные механические, электрические, тепловые и оптические свойства. Радиационное воздействие мощных пучков заряженных частиц приводит к существенному изменению структуры полимера. Происходит пространственное превращение вещества, изменяется молекулярный вес макромолекулы, а также идет накопление одних и исчезновение других типов химических связей и т.д. Все эти факторы существенно сказываются на перестройке надмолекулярной структуры и в итоге – на разнообразии свойств полимерного материала, приводящих к улучшению или ухудшению его конкретных технических характеристик. Облучение полимеров (в зависимости от их природы и температуры облучения) сильно влияет на процессы сшивания, деструкции, образования химически ненасыщенных связей и газообразных продуктов. Исследование процессов термомеханической деформации в полимерных материалах при облучении высокоэнергетическими электронами представляет особый интерес.

Данная работа посвящена изучению влияния температуры и электронного облучения на свойства полиэтилентерефталатной промышленной пленки производства США (типа Mayslar). Образцы были размерами: шириной 5 мм, рабочей длиной 50 мм, толщиной 100 мкм. Облучение образцов производилось на воздухе на ускорителе электронов типа ЭЛУ-6 при 20 °С с энергией 4 МэВ, плотностью тока 0,5 мкА/с, длительностью 5 мкс при частоте 200 Гц. Поглощенные дозы (D) составляли 0 – 10<sup>5</sup> кГр. Экспериментальные исследования производились на установке «Термомеханика 2». Установка состоит из следующих блоков: 1. Экспериментальная камера. 2. Нагреватель. 3. Штатив. 4. Верхний держатель. 5. Исследуемый образец. 6. Нижний держатель. 7. Груз (статическая нагрузка). 8. Измеритель температуры. 9. Измеритель удлинения. 10. Компьютерная система. Измерялась зависимость нагрузки от удлинения при температурах 293, 393, 473 К.

Температурное воздействие осуществлялось следующим образом: образец подвешивался за верхний зажим к специальной стойке и опускался в вертикально установленную нагревательную камеру, соединенную с регулятором и измерителем температуры типа ИТР 2526, обеспечивающим регулировку и поддержание заданной температуры в пределах от комнатной – до 400 °С с погрешностью  $\Delta T = \pm 1,5$  К. Температура изменялась от 293 до 473 К с шагом  $\Delta T = 20$  К. Ошибка измерений составила ~ 5 % для  $\sigma$  и  $\epsilon$ .

Анализ полученных результатов показывает, что как напряжение, так и деформация сильно зависят от T. Зависимости  $\sigma(T)$  и  $\epsilon(T)$  от температуры в первом приближении описываются линейными функциями.

Предложены простейшая и обобщенная физические модели по зависимости напряжения и деформации от дозы электронного облучения, удовлетворительно согласующиеся с экспериментальными данными. Кривые зависимости  $\sigma(T)$  и  $\epsilon(T)$  для Майлара описываются линейными функциями. Причем с ростом температуры напряжение убывает, а деформация растет, что связано с ростом деструкционных процессов в материале.

**ТРИ СТАДИИ ОБРАЗОВАНИЯ НАНОСТРУКТУРНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ПОКРЫТИЙ****Е.Н. Еремин<sup>1</sup>, В.М. Юров<sup>2</sup>, С.А. Гученко<sup>2</sup>, В.Ч. Лауринас<sup>2</sup>**<sup>1</sup>Омский государственный технический университет Омск, Россия, [weld\\_techn@mail.ru](mailto:weld_techn@mail.ru)<sup>2</sup>Карагандинский государственный университет им. Е.А. Букетова, Караганда, Казахстан, [exciton@list.ru](mailto:exciton@list.ru)

Хотя способы получения наноструктурных материалов и покрытий довольно разнообразны [1], но все они основаны на механизме интенсивной диссипации энергии, обобщенной в трех стадиях формирования. На первой стадии идет процесс зародышеобразования, который из-за отсутствия соответствующих термодинамических условий, не переходит в массовую кристаллизацию. Вторая стадия представляет собой формирование вокруг нанокристаллических зародышей аморфных кластеров, которые - на третьей стадии – объединяются в межкристаллитную фазу с образованием диссипативной структуры. Каждая из перечисленных стадий представляет собой сложный процесс.

В случае кристаллизации переохлажденного расплава критический радиус зародыша  $r_c$  можно выразить через переохлаждение  $\Delta T$  [2]:

$$r_c = 2M\sigma T_0 / \rho q \Delta T, \quad (1)$$

где  $M$  – молекулярный вес;  $\rho$  – плотность зародыша;  $q$  – теплота плавления;  $T_0$  – равновесная температура двух фаз бесконечно большого радиуса,  $\sigma$  – межфазное поверхностное натяжение кристалла-зародыша.

В большинстве работ считается, что гомогенное зарождение металлических кристаллов начинается при переохлаждении  $\Delta T = 0,2 \cdot T_{пл}$  от температуры плавления. Полагая  $T_0 = T_{пл}$ , получим:

$$r_c = 10M\sigma / \rho q. \quad (2)$$

Все величины, входящие в выражение (2) (кроме  $\sigma$ ) экспериментально определяются с большой точностью и приведены в справочниках. Для чистых металлов величина поверхностного натяжения  $\sigma_0$  определена нами в работе [3]. Межфазное поверхностное натяжение на границе кристалл – расплав  $\sigma \approx 1/3 \sigma_0$  [4]. Тогда расчет по классической формуле (2) дает значение для критического радиуса порядка микрона или его долей, что на три порядка больше экспериментально наблюдаемых величин. В работе [5] для поверхностного натяжения нанокристалла нами получено следующее выражение:

$$\sigma(r) = \sigma_\infty \left( 1 - \frac{d}{r} \right), \quad (3)$$

где  $d$  – критический радиус, характеризующий размерные эффекты.

Из формулы (3) вытекает условие гомогенного образования зародыша кристалла:  $r = r_c \geq d/3$ . Для 55 металлов значения  $d$  определены в работе [3]. В таблице 1 приведены значения критического радиуса гомогенного зарождения некоторых чистых металлов, полученные в работе [4]. В случае гетерогенного образования зародышей критический радиус увеличивается.

Еще сложнее оказываются вторая и третья стадии формирования покрытия, когда рост пленки определяется условиями на подвижной границе раздела фаз. Такого рода задачи получили название «проблема Стефана», обзор которой дан в работе [6].

Таблица 1 - - Критический радиус гомогенного образования некоторых металлов [4]

M	$r_{к}, \text{нм}$	M	$r_{к}, \text{нм}$	M	$r_{к}, \text{нм}$	M	$r_{к}, \text{нм}$
Ga	0,9	Ge	0,9	Cu	1,1	Pb	1,1
Sn	1,2	Ag	1,2	Bi	0,8	Hg	0,8

С математической точки зрения краевые задачи такого типа принципиально отличны от классических задач. Вследствие зависимости размера области переноса потока от времени, к этому типу задач неприменимы классические методы разделения переменных и интегральных преобразований Фурье, так как, оставаясь в рамках классических методов математической физики, не удаётся согласовать решение уравнения с движением границы раздела фаз.

Применительно к нашим задачам, мы использовали решение задачи Стефана, предложенной в работе [7], заменив поток электронов на поток атомов на поверхности подложки. Тогда для плотности потока атомов или ионов  $\rho(r, t)$ , формирующих покрытий, мы получим следующее уравнение:

$$\rho(r, t) = \text{const} \cdot J_0\left(\frac{2r}{R}\right) \cdot \frac{1}{\beta(t)}, \quad (4)$$

где  $J_0$  – функция Бесселя нулевого порядка;  $r$  – текущая координата;  $R$  – геометрический размер подложки;  $\beta(t)$  – скорость движения раздела фаз.

Из (4) следует, что с увеличением скорости роста покрытия  $\beta(t)$  плотность потока атомов падает и это приводит к ухудшению качества покрытия. Такая ситуация характерна в том случае, когда теплофизические параметры подложки и наносимого материала сильно различаются. Чтобы исправить такую ситуацию, необходимо использовать композиционные (многоэлементные) катоды для нанесения покрытий [8].

#### Литература

1. Псахье С.Г., Зольников К.П., Коноваленко И.С. Синтез и свойства нанокристаллических и субструктурных материалов. – Томск: изд-во ТГУ. – 2007. – 264 с.
2. Чернов А.А., Гиваргизов Е.И., Багдасаров Х.С. и др. Современная кристаллография. Т. 3. Образование кристаллов. – М.: Наука, 1980. – 408 с.
3. Yurov V.M. Superficial tension of pure metals // Eurasian Physical Technical Journal. - 2011. - Vol. 8. - № 1(15). – P. 10-14.
4. Юров В.М. Размерная зависимость поверхностного натяжения и гомогенное зарождение кристаллов / Межвуз. сб. научных трудов. Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов. – Тверь: Твер. гос. ун-т. - 2015. - Вып. 7. – С. 548-554.
5. Юров В.М., Ибраев Н.Х., Гученко С.А. Экспериментальное определение поверхностного натяжения наночастиц и нанопленок // Известия ВУЗов. Физика. – 2011. – Т. 54. №-1/3. - С. 335-340.
6. Gupta S.C. The Classical Stefan Problem: Basic Concepts, Modelling and Analysis. - Amsterdam: Elsevier. - 2003 - 385 p.
7. Юров В.М. Некоторые вопросы физики поверхности твердых тел // Вестник КарГУ. Физика. - 2009. - № 1 (53). - С.45-54.
8. Eremin E.N., Yurov V.M., Guchenko S.A. et al. Antifriction superhard coatings for drill bits and boring cutters // Procedia Engineering, 2016, Vol. 152. - P. 608 – 612.

## АНТИФРИКЦИОННЫЕ МАТЕРИАЛЫ НА ОСНОВЕ ФУЛЛЕРЕНОВ

Х.А. Абдуллин<sup>1</sup>, М.Т. Габдуллин<sup>1</sup>, Д.Г. Батрышев<sup>1,2</sup>, Д.В. Исмаилов<sup>1</sup>, Д.С. Керимбеков<sup>1,2</sup>, С.А. Сарбай<sup>1</sup>, С.Л. Ли<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Национальная нанотехнологическая лаборатория открытого типа, г. Алматы, Казахстан

<sup>2</sup>Лаборатория инженерного профиля КазНУ им. аль-Фараби, г. Алматы, Казахстан

Антифрикционные материалы (от англ. friction – трение) – это группа материалов, обладающих низким коэффициентом трения, или материалы, способные уменьшить коэффициент трения других материалов. Особенно привлекает антифрикционные материалы на основе фуллеренов [1].

В последние годы, антифрикционные материалы привлекают большое внимание ученых практически во всем мире. Этот материал имеет очень высокий потенциал для использования в качестве добавок в различных индустриях. В связи с тем, что материалов имеющих необходимые антифрикционные характеристики не так много, для уменьшения трения применяют смазочные материалы. Самосмазывающиеся подшипники получают методом порошковой металлургии из материалов различной комбинации: железо – графит, железо – медь – графит или бронза – графит. Графит вводят в количестве 1...4%. После спекания в материале сохраняется 15...35% пор, которые затем заполняют маслом. Масло и графит смазывают трущиеся поверхности [2]. Смазки наиболее применяемый вид материалов, которые способны изменять коэффициент трения трущихся поверхностей. И в дальнейшем мы планируем разработать антифрикционную жидкость в виде смазки. Для этого мы разрабатываем смазки на основе графитовых материалов, то есть на основе фуллеренов. Фуллеренные антифрикционные смазки предназначены для смазывания грубых тяжело - нагруженных механизмов (открытых шестеренчатых передач, резьбовых соединений, ходовых винтов, домкратов, рессор и др.). Допускается применять смазку при температуре ниже -20°C в рессорах и аналогичных устройствах. Смазка работоспособна при температурном интервале применения от -20 до 60°C [3-4].

В нашей работе используется машина трения им. Темкина (рис.1) для смазывающих материалах (жидкостях) с присутствием фуллеренов. Данная машина дает возможность оперативно проверить качество смазывающих материалов на удержание масляной плёнки в парах трения при различных нагрузках. Машина Темкина имитирует работу какого-либо узла рабочих механизмов, где смазывающие материалы играют важную роль в скорости износа деталей данных узлов.

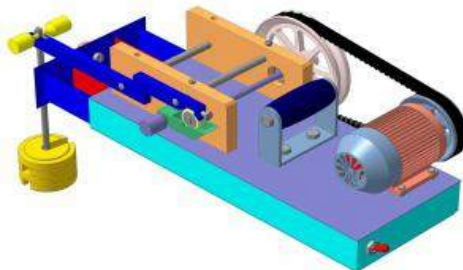


Рисунок 1. – Общая вид установки машина трения им. Темкина

В начальный момент трения происходит диспергирование верхних слоев пары трения с образованием тонкодисперсных частиц материала. Взаимодействуя со средой и с активными металлами окисленные формы материала восстанавливаются, и происходит химические соединения. В дальнейшем при установившемся режиме контактирующие поверхности покрыв-



ваются тонкой пленкой материала, которая резко увеличивает фактическую площадь контакта (более чем в 10 раз). Это способствует увеличению *долговечности* узлов трения.

Таким образом, полученные смазочные материалы дают возможность к повышению коэффициента полезного действия на 1% приводит к увеличению мощности двигателя примерно на 4%, так как 25% КПД соответствует полной мощности двигателя. Снижение потерь в этой паре способствует не только увеличению мощности, но и значительной экономии топлива [6].

*Исследования проводились в рамках программы МОН РК: 0265/ПЦФ «Разработка новых углеродных наноматериалов широкого спектра применения», 2015-2017гг.*

#### Литература

1. М.А. Броневец. Теория трения, износа и проблемы стандартизации // М.А. Броневец и др. Брянск: Приокское книжное издательство. 1978. – 397 с.
2. В.А. Гольгаде. Ингибиторы изнашивания металлополимерных систем // В.А. Гольгаде, В.А. Струк, С.С. Песецкий. – М.: Химия, 1993. – 240 с.
3. Talyzin A.V. New Fullerene Materials Obtained in Solution and by High Pressure High Temperature Treatment Acta Universitatis Upsaliensis. Comprehensive Summaries of Uppsala Dissertations from the Faculty of Science and Technology 663. -2001. -54 p. Uppsala. ISBN 91-554-5138-1.
4. D.V. Schur, M.T. Gabdullin, S.Yu. Zaginaichenko, T.N. Veziroglu, M.V. Lototsky, V.A. Bogolepov, A.F. Savenko Experimental SET-UP for investigations of hydrogen-sorption characteristics of carbon nanomaterials // Int. J. Hydrogen Energy, 10.1016/j.ijhydene.2015.08.087.
5. Report on the research project "Technology fullerene synthesis and hydrogenation for hydrogen storage" for -2013-2015- МЕС РК.
6. В.И. Мигунов, Л.А. Чатынян, Е.В. Иванов, Г.С. Антонова, Т.А. Соловьева. Износостойкие антифрикционные материалы для узлов трения, 1982.

## ПОЛУЧЕНИЕ УГЛЕРОДНЫХ НАНОСТРУКТУР ДУГОВЫМ В ЖИДКОЙ ФАЗЕ

М.Т. Габдуллин<sup>2</sup>, Х.А. Абдуллин<sup>2</sup>, Д.В. Исмаилов<sup>2</sup>, Д.С. Керимбеков<sup>1,2</sup>, С.А. Сарбай<sup>1,2</sup>,  
К.М. Амирханова<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Лаборатория инженерного профиля, КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан

<sup>2</sup> Национальная нанотехнологическая лаборатория открытого типа, КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан

В данной работе рассматривается метод синтеза нано- и микропорошков в дуговом разряде в жидкой фазе. Предлагаемый метод позволяет синтезировать нано- и микрочастицы различного химического состава. Предложен механизм и схема комбинации химических составов как электродов, так и жидкой среды.

Такой метод используется для получения различных наноструктур, как альтернативный дуговому разряду в газовой фазе, и считается рентабельным для синтеза наноструктур. Он обладает рядом преимуществ: он не требует использования вредных газов, обладает мягкими требованиями по оборудованию, поскольку не требуется вакуумного оборудования или дорогие лазеры. В настоящей работе рассматриваются процессы, протекающие на электродах и в жидкой фазе в ходе процесса синтеза нанопорошков, и дается объяснения механизму образования углеродных наноструктур, предложена модель, основанная на анализе существующих закономерностей поведения заряженных частиц при экстремальном градиенте температур и давлений.

Внешний вид и схема установки представлен на рисунке 1. Устройство для синтеза нанопорошков состоит из эбонитового каркаса с балластом для подавления вибраций, передаваемых на корпус прибора от электромагнитного вибратора во время экспериментальных работ. В качестве реакционной зоны выступает термостойкий стеклянный сосуд с измерительной шкалой для определения уровня раствора. В основание сосуда помещен фторопластовый держатель, в который вмонтирован нижний электрод. Фторопластовый держатель демпфирует колебания. Над нижним электродом на регулируемом расстоянии находится подвижный верхний электрод, закрепленный в держателе, который колеблется в вертикальном направлении за счет электромагнитного вибратора. Данное приспособление позволяет с частотой возбуждения от блока питания сводить и разводить электроды для образования электрических разрядов, приводящих к образованию продуктов.

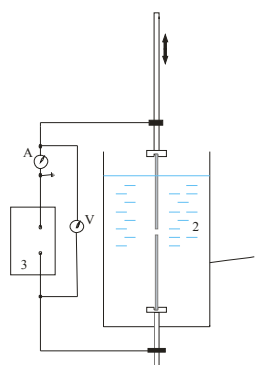


Рисунок 1. Электродуговая установка в жидкой фазе и ее структурная схема -  
1 – сосуд реакционной зоны, 2 – рабочая жидкостная среда, 3 – источник переменного тока

Синтез углеродных наноструктур методом дугового разряда в жидкой фазе проводят в диэлектрических жидкостях. После проведения синтеза образуется суспензия, содержащая кластеры синтезированных наноструктур.

На основании экспериментальных данных разряд в жидкости зажигают разведением первоначально сомкнутых электродов. Высокотемпературный плазменный шнур дуги, возникающий между электродами, переводит в паровую фазу, как материал анода, так и окружающую его жидкую фазу. В результате плазмохимических процессов в зоне паровой фазы образуются различные продукты синтеза, в том числе наночастицы, которые, конденсируясь, осаждаются в рабочей среде в виде сажи.

Синтез нанопорошков никель уксуснокислого осуществляли в дистиллированной воде на установке, сконструированной установке дугового разряда в жидкой фазе. Напряжение между электродами было выбрано 78В, рабочие параметры  $U = 59$  В,  $I = 1$  А, графитовые электроды марки МПГ-7, время синтеза 30 минут.

При проведении эксперимента графитовые электроды марки МПГ-7 испарялись в полученном растворе никель уксуснокислый/дистиллированная вода электрической дуге. Раствор с продуктами реакции фильтровался и высушивался на фильтровальной бумаге при комнатной температуре. Далее представлены снимки оптической спектроскопии при напряжении 78В (рисунок 2) с увеличением в 150 раз. При напряжении 78В получились частицы с размером порядка 100-500 нм.

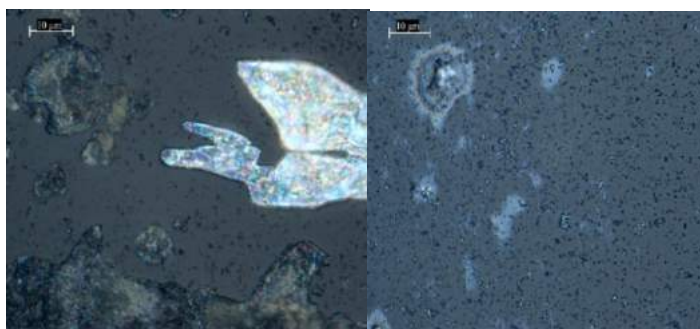


Рисунок 2. Снимки оптической микроскопии

Отличительной особенностью обсуждаемого метода синтеза наноструктурных углеродных материалов является тот факт, что благодаря очень быстрому проведению синтеза имеется возможность получать безкаталитические наноструктурные углеродные материалы. Примером такого процесса может служить синтез углеродных нанотрубок испарением чистого графита в жидких средах.

*Исследования проводились в рамках программы МОН РК: 0265/ПЦФ «Разработка новых углеродных наноматериалов широкого спектра применения», 2015-2017гг.*

#### Литература

1. Keypour et al. // Journal Of Nanostructure in Chemistry. – 2013. – Vol. 3. – P. 45-48.
2. M.T. Gabdullin, T.S. Ramazanov, Kh.A. Abdullin, D.V. Ismailov, D.G. Batryshev, S.A. Sarbay, D.S. Kerimbekov, K.M. Amirhanova, D.V. // 7th International conference on Advanced Nanomaterials – Portugal, 25-27July. –2016.
3. Габдуллин М.Т., Рамазанов Т.С., Абдуллин Х.А., Батрышев Д.Г., Исмаилов Д.В., Оразбаев С.А., Керимбеков Д.С., Матенова Ш. // Сб. Трудов 8-ого Международного симпозиума «Физика и химия углеродных материалов/наноинженерия». -2014.–С. 295-297
4. Alexey A. Popov, Shangfeng Yang, Lothar Dunsch, Endohedral Fullerenes // Chem. Rev. – 2013. – Vol. 113. – P. 5989–6113.
5. Andreas Rüegg, Sinisa Coh, Joel E. Moore, Corner states of topological fullerenes // Phys. Rev. B. – 2013. – Vol. 88. – P. 155127.

## КОРРОЗИОННО – ЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКОЕ ПОВЕДЕНИЕ ПОКРЫТИЙ, ОСАЖДАЕМЫХ ИЗ ХРОМОВОГО ЭЛЕКТРОЛИТА С ДОБАВЛЕНИЕМ МУРАВЬИНОЙ КИСЛОТЫ

Г.Яр-Мухамедова, К.Мукашев, А.Мурадов

КазНУ им.Аль-Фараби (НИИТЭФ), Алматы, Казахстан, [gulmira.yar-muhamedova@kaznu.kz](mailto:gulmira.yar-muhamedova@kaznu.kz)

В последнее время учеными разных стран уделяется большое внимание исследованию причин высокой коррозионной стойкости аморфных покрытий, осаждаемых из хромовокислого электролита с добавкой муравьиной кислоты. Показано, что повышенная стойкость к коррозии этих покрытий связана не с особенностями их аморфной структуры, а скорее, с включением углерода в состав покрытия. Установлено, что нанесение покрытий с добавкой муравьиной кислоты обуславливается рядом эффектов: заторможенностью процесса растворения хрома, снижением перенапряжения водорода и образованием на поверхности металла особой пассивирующей пленки. Последний эффект является доминирующим и определяющим коррозионно – электрохимическое поведение хром – углеродных покрытий. Оксидионы шестивалентного хрома принадлежат к числу труднорастворимых анионов, кинетические закономерности разряда которых хорошо изучены на ртутном каплюющем электроде главным образом в щелочных и нейтральных растворах. При переходе к более кислым и концентрированным по хрому электролитам исследованные электровосстановления в них осложняются вследствие сильного окислительного действия соединений шестивалентного хрома на большинство электродных материалов, что приводит к растворению и пассивации последних.

На основе этих результатов нами проведено исследование возможности получения КЭП на основе хрома, осаждаемого из электролита состава (г/л):  $\text{CrO}_3$ -250-300;  $\text{H}_2\text{SO}_4$  -2,5-3,0,- с добавлением муравьиной кислоты начиная с 0,05 моль/л (2,3 г/л) и с таким же шагом 0,1; 0,15; 0,2; 0,25; 0,3; 0,35 и т.д. Осаждение покрытий проводилось на образцы из стали Ст 3 при температуре 293К в течение 60 минут при плотности тока  $3\text{кА/м}^2$ . При каждом добавлении муравьиной кислоты в электролит проводилось электроосаждение на партию образцов, состоящих из 4 штук. Толщина покрытий 50-70 мкм. При добавлении новой концентрации  $\text{HCOOH}$  возникала необходимость или проработать электролит минимум 4 часа или же дать ему отстояться, т.к. если начинать наносить покрытие сразу после добавления кислоты покрытие получают черными с разводами по всему образцу. Возможно, это связано с новым комплексобразованием, которому необходимо вжиться в среду электролита. Всего было получено 13 партий образцов (52 шт.).

Для испытания на коррозионную стойкость нано – КЭП хром-углерод был использован стенд НТЦ АО КИНГ, который состоит из перистальтического насоса, бойлера для поддержания постоянной температуры, распределителя потока воды, двух сообщающихся колонн для размещения испытуемых образцов; термометра для контроля температуры агрессивной среды и буфера. В параллельных колоннах размещены держатели для образцов, благодаря которым одновременно испытывали в одинаковых условиях 8 образцов (по 4 образца на каждом плече стенда). Скорость потока, создаваемая перистальтическим насосом составляла 40 об/мин. В качестве коррозионной среды был выбран 3% раствор хлорида натрия, так как ионы хлора являются высокими антагонистами хрома. До испытания образцы предварительно обезжиривались, промывались дистиллированной водой до полного смачивания. После этого образцы высушивались, упаковывались в фильтровальную бумагу, выдерживались в эксикаторе с влагопоглотителем в течение 1 часа и взвешивались на аналитических весах с точностью до 0,0001 г. После испытания определялось изменение массы образцов, для чего поверхность очищалась в последовательности:

- рыхлые продукты коррозии удалялись шпателем, щеткой, уайт-спиритом;
- при наличии плотной пленки из продуктов коррозии допускалось их удаление

Обработку результатов проводили по ГОСТ 9.506-87, п 2.6 показатель точности – Е определяли по ГОСТ 9.502-82.

Концентрат углерода исследовали на растровом электронном микроскопе JXA-8230 фирмы JEOL (Япония).

Анализ результатов экспериментальных исследований показал, что в пределах концентрации муравьиной кислоты 0,05 – 0,65 моль/л с ростом концентрации муравьиной кислоты наблюдается рост выхода по току хрома почти в 2 раза. Сравнивая значения выхода по току с добавлением HCOOH со значениями выхода по току универсального электролита в пределах концентрации 0,05 – 0,2 моль /л наблюдается понижение выхода потоку хрома. Однако, уже начиная с 0,25 – по 0,65 моль/л выход по току хрома начинает превышать значения универсального электролита.

Подводя итог исследованию микроструктуры можно констатировать следующее.

Методами оптической металлографии и электронной микроскопии установлено, что увеличение концентрации муравьиной кислоты существенно влияет на структуру покрытия, уменьшая ширину трещин. Покрытия получаются более однородными по структуре и практически беспористыми, тогда как чистые хромовые покрытия обладают значительной пористостью и микротрещиноватостью.

Введение муравьиной кислоты в состав электролита приводит к образованию и последующему внедрению наноструктурированного углерода в хромовую матрицу. Происходит «залечивание» трещин и пор, что оказывает положительное влияние антикоррозионную стойкость нано - КЭП.

Гравиметрические исследования показали, что стойкость возрастает до 10,3-17,6 раза по сравнению с чистыми хромовыми покрытиями. Наилучшими защитными свойствами обладают нано-КЭП, полученные из электролита с концентрацией 0,45-0,65 моль/л (увеличение стойкости достигает 17,6 раза).

*Работа выполнена при поддержке программы Грантового финансирования научных исследований МОН РК, грант 3110/ГФ4.*

## ФАКТОРЫ, ВЛИЯЮЩИЕ НА СТРУКТУРНОЕ СОВЕРШЕНСТВО ГЕТЕРОЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЕВ $Ga_xIn_{1-x}P/GaP$

М.А. Абдукадыров

*Ташкентский университет информационных технологий, Ташкент, Узбекистан*

Как известно, основная особенность физических свойств твердых растворов  $Ga_xIn_{1-x}P$  заключается в том, что оптические переходы из валентной зоны в  $\Gamma$ -минимум зоны проводимости достигает до энергии фотонов  $h\nu \approx 2,24$  эВ. Это делает их весьма перспективными при разработке элементов функциональной оптоэлектроники и фотоэнергетики. Вместе с тем, в настоящее время основные физические свойства эпитаксиальных слоев  $Ga_xIn_{1-x}P$  недостаточно изучены.

В данном сообщении приводятся свойства эпитаксиальных слоев  $Ga_xIn_{1-x}P$ , полученных из раствора–расплава, обогащенного индием. В качестве подложечного материала служил монокристаллические пластины GaP, ориентированные по кристаллографической плоскости (100). Кристаллы GaP легированы теллуром до концентрации электронов  $N_d \approx 10^{17} \dots 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Плотность дислокации в подложке составляла  $3 \cdot 10^4 \text{ см}^{-2}$ . Температура начала кристаллизации варьировалась в диапазоне 1123...1173К. Охлаждение раствора–расплава велось со скоростью  $\Delta T/\Delta t \approx 0,3 \dots 1 \text{ К/мкм}$ . Состав выращенных эпитаксиальных слоев и его изменения по их толщине определяли люминесцентным методом на тестовых структурах путем измерения ширины запрещенной зоны твердого раствора. Структурные совершенства выращенных эпитаксиальных слоев оценивались металлографическим методом. Отметим, что определение состава  $Ga_xIn_{1-x}P$  при различных толщинах позволило контролировать за изменениями состава и  $E_g$  раствора.

Проведенные экспериментальные исследования показали увеличение коэффициента распределения при  $x < 0,8$ . Анализ процесса роста эпитаксиальных слоев показали о трудности получения слоев переменного состава при высоких содержаниях GaP в твердом растворе.

При изучении дислокационной структуры выявлено, что в рассматриваемых гетероэпитаксиальных слоях  $Ga_xIn_{1-x}P$  с  $0,8 < x < 0,9$  плотность ямок травления колеблется в пределах  $5 \cdot 10^4 \dots 1 \cdot 10^5 \text{ см}^{-2}$ . Это связано, прежде всего, с небольшим расхождением параметров решетки (не более 1%).

Получение совершенных однослойных гетероструктур с относительно малым содержанием GaP в твердом растворе затруднительно из-за увеличения несоответствия параметров решетки контактирующих материалов. Поэтому нами изучена возможность получения более совершенных слоев путем введения буферных слоев между активной областью и подложкой. Например, при последовательном введении между подложкой и слоем  $Ga_xIn_{1-x}P$  ( $x \approx 0,7$ ) двух промежуточных слоев с  $x \approx 0,9$  и  $x \approx 0,8$  несоответствия параметров между каждым эпитаксиальным слое уменьшалось до  $\approx 0,73\%$ .

При послойном травлении однослойного  $Ga_xIn_{1-x}P$  с  $x \approx 0,7$  интенсивность краевого излучения заметно уменьшается, где приграничных с подложкой слоев спад интенсивности достигает до одного порядка. В трехслойных структурах с лицевым  $Ga_xIn_{1-x}P$  ( $x \approx 0,7$ ) заметного изменения интенсивности краевого излучения в зависимости от толщины твердого раствора не наблюдалось.

Таким образом, введение промежуточных эпитаксиальных слоев  $Ga_xIn_{1-x}P$  с  $x=0,8$  и  $x=0,9$  между подложкой и активной областью с  $x=0,7$  заметно улучшает структурного совершенства, твердых растворов  $Ga_xIn_{1-x}P/GaP$ , которые по физическим свойствам приближаются гомоэпитаксиальным слоям.

## АНАЛИЗ ВОЗМОЖНЫХ МЕТОДОВ ПОВЫШЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ ГЕЛИО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УСТРОЙСТВ

Т.А. Джалалов<sup>1</sup>, Э.З.Имамов<sup>1</sup>, Р.А. Муминов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Ташкентский университет информационных технологий, Ташкент, Узбекистан, [tdjalalov@gmail.com](mailto:tdjalalov@gmail.com)

<sup>2</sup>Физико-Технический Институт НПО «Физика-Солнце» АН Руз. Ташкент, Узбекистан

Производство гелиоэнергетических устройств требует разработки новых подходов к повышению их эффективности. Практически все традиционные методы исчерпали себя.

Традиционный подход повышения эффективности фотоэлемента, предназначенного для массового преобразования света в электричество, основывался на применении в качестве подложки солнечного элемента, по возможности, чистого и строго кристаллического кремния. Кроме того, надо было управлять свойствами фотоэлемента, параметры которого сильно зависят от его р-п перехода, глубины его залегания и материала подложки. Однако, это дорогостоящий путь, но, самое главное, этот путь не удовлетворяет ожиданиям о создании дешевых, долговечных, устойчивых и стабильных фотоэлементов для массового производства электроэнергии.

К такому печальному выводу можно прийти также и на основе термодинамического закона возрастания энтропии. В самом деле, монокристаллическое состояние кремния, используемого в фотоэлементах, характеризуется высокой степенью симметрии, и такое состояние не может сохраняться долго. Система медленно, но верно будет стремиться перейти в состояние термодинамического равновесия с гораздо меньшей степенью симметрии. Прибор, ориентированный на свойства монокристаллического кремния, начнет терять свои рабочие параметры, то есть стареет и выходит из строя.

Конечно, описываемый процесс старения длится годами, но не десятилетиями. А требования к солнечным панелям гелиостанций высокие: желательно, чтобы они работали гарантированно 15-30 лет. Только в этом случае гелиоэнергетика сможет конкурировать с углеродородной энергетикой. Значит, надо искать иные методы, иные подходы для дальнейшего совершенствования гелиоустановок.

В результате литературного анализа было найдено два принципиально новых подхода увеличения эффективности солнечных элементов, предложенные в работах [1]:

- необходимость деления одного сплошного р-п перехода на много частей;
- целесообразность использования в качестве подложки солнечного элемента достаточно сильно дефектного кремния.

Эта идея о разделении одной подложки на многопереходные ячейки была распространена до наноразмерности, что, тем самым, приблизила получаемые отдельные наноразмерные «р-п переходы» к поверхности подложки. Кроме того, прямо у освещаемой поверхности подложки оказалась также и область пространственного заряда. В соответствии со второй идеей в качестве подложки солнечного элемента был использован обычный технический кремний.

Подробный теоретический анализ полученной системы, которую авторы назвали «солнечным элементом с наноразмерными контактными структурами», проведен в комплексе работ [2].

Отличительной особенностью новой контактной структуры от рассмотренного еще в 1947 году Дж.Бардином [3] двойного контактного кремниевого слоя вблизи освещаемой поверхности подложки, является то, что у отдельного «наноразмерного р-п перехода» р-область представляет собой новый класс спонтанно упорядоченных наногетероструктур.

Это равновесные массивы трехмерных когерентно напряженных островков из другого электроемкого полупроводника (например, халкогениды свинца). Методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) эти полупроводниковые гетероэпитаксиальные периодически упорядоченные наноструктуры на освещаемой поверхности кремниевой подложки формируются спонтанно.

Полученные полупроводниковые гетероструктуры, являются идеальными квантовыми точками, обладающие энергетическим спектром, подобным спектру одиночного атома (набор дискретных уровней, разделенных областями запрещенных состояний). И это несмотря на то, что реальная квантовая точка при этом может состоять из сотен тысяч атомов.

Реализация идеальных наногетероструктур, то есть квантовых точек с высоким кристаллическим совершенством и высокой однородностью по размерам стала возможной благодаря фундаментальному эффекту самоорганизации полупроводниковых систем. Именно этому явлению характерно спонтанное возникновение наноструктур. Самоорганизация наноструктур понимается как самопроизвольное возникновение макроскопического порядка в первоначально однородной замкнутой системе.

Явление «самоорганизации» позволяет получать нановключения узкозонных полупроводников (халкогениды свинца:  $\Delta E_g \sim 0,2 \div 0,4$  эВ) с характерными размерами  $1 \div 100$  нм в широкозонной матрице (кремний:  $\Delta E_g \sim 1,1$  эВ) и тем самым создавать локализуемый потенциал для носителей тока.

В докладе будут также проанализированы процесс формирования примесной ИК-фотопроводимости в солнечных элементах с наноразмерными контактными структурами, требования к материалу подложки солнечного элемента с наноразмерными контактными структурами, а также роль поверхностных состояний в них.

#### Литература

1. Цой Б. //Преобразователь Электромагнитного Излучения // EP2405487 A1 - Патент в Евразийском патентном ведомстве. 2012.08.30

Цой Б. //Способ изготовления пучкового перехода, пучковый преобразователь электромагнитного излучения //№WO 2011/040838 A2. Патент во всемирной организации интеллектуальной собственности. 07. 04.2011.

2. E.Z. Imamov, T. A. Dzhahalov, , and R. A. Muminov/ Electrophysical Properties of the “Nano-object—semiconductor” new contact structure/ ISSN 1063-7842, Technical physics, 2015, Vol. 60, No. 5, pp. 740-745 © Pleiades Publishing, Lid., 2015.

T.A.Dzhahalov, E.Z.Imamov, R.A.Muminov/«The Electrical Properties of a SC with Multiple Nano scale p–n Transitions» //ISSN 0003701X, Applied Solar Energy, 2014, Vol. 50, No. 4, p.p. 228–232. © Allerton Press, Inc., 2014

R.A.Muminov,E.Z.Imamov,T.A.Jalalov/ Condition and prospects of the problem of the direct transformation of the solar radiation in electric energy on base silicon photo transformation/ //Jorn.“Problems of energy and sources saving” (special issue) № 3-4. Tashkent, 2013, P.50-55

E.Z.Imamov, T.A.Jalalov, R.A.Muminov, H.Kh.Rakhimov //The theoretical model of new contact structure “nanoobject-semiconductor“ //J.”Computational nanotechnology”. XII. 2015. 80 page , №4. Moscva p.p58-63 ISSN 2313-223X.

Imamov E. Z., Djalalov T. A., Muminov R. A., Rakhimov R. Kh. //The Difference Between The Contact Structure With Nanosize Inclusions From The Semiconductor Photodiodes// J.”Computational nanotechnology”.№3-2016, p.p.203-207, ISSN 2313-223X. Moscva

3. J.Bardeen, Phys.Rev.,**71**. 717 (1947).



## ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ Фуллеренов, ПОЛУЧЕННЫХ В ДУГОВОМ РАЗРЯДЕ В АТМОСФЕРЕ ГЕЛИЯ

М.Т. Габдуллин<sup>1</sup>, Т.С. Рамазанов<sup>1</sup>, Х.А.Абдуллин<sup>1</sup>, Д.В. Щур<sup>3</sup>, Д.Г.Батрышев<sup>2</sup>,  
Д.В.Исмаилов<sup>1</sup>, Д.С.Керимбеков<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Национальная нанотехнологическая лаборатория открытого типа КазНУ им. аль-Фараби, г. Алматы, Казахстан

<sup>2</sup>Лаборатория инженерного профиля КазНУ им.аль-Фараби, г. Алматы, Казахстан

<sup>3</sup>Институт проблем материаловедения им. И.Н. Францевича НАН Украины, г. Украина, г. Киев

Фуллерен — молекулярное соединение, принадлежащее классу аллотропных форм углерода и представляющее собой выпуклые замкнутые многогранники, составленные из чётного числа трёхкоординированных атомов углерода [1].

В настоящей работе представлены результаты исследования свойств фуллеренов, его характеристик, оптимальные условия при которых достигнуты наибольший выход фуллеренов. Поиски экспериментаторов найти более дешёвые и производительные способы получения граммовых количеств фуллеренов (сжигание углеводородов в пламени, химический синтез и др.) к успеху не привели как метод «дуги».

Фуллерены, полученные методом электродугового разряда не содержат кислород, и поэтому дуговой метод является самым продуктивным и по-прежнему остаётся единственным подходящим методом получения чистых фуллеренов (производительность около 1 г/час)[2-3].

Показанная установка реализует получение граммовых количеств фуллеренов путём сжигания графитовых электродов в электрической дуге в атмосфере гелия при низких давлениях. В процессе эрозии анода на стенках камеры оседает сажа, содержащая некоторое количество фуллеренов. Стенки камеры охлаждаются проточной водой. Форвакуумный насос обеспечивает вакуум в камере реактора. Впоследствии удалось подобрать оптимальные параметры испарения электродов (давление, состав атмосферы, ток, диаметр электродов), при которых достигается наибольший выход фуллеренов, составляющий в среднем 3-12 % материала анода, что, в конечном счёте, определяет высокую стоимость фуллеренов.

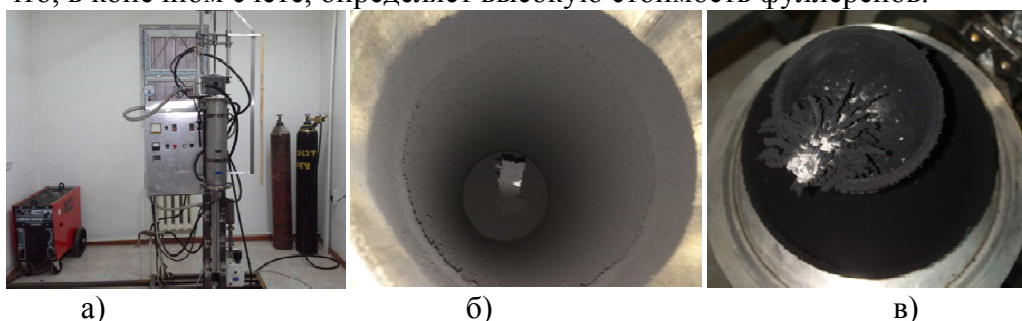


Рисунок 1 – а) Общий вид установки дугового синтеза. б), в) сажа в реакторе после синтеза

Сажа растворяется в бензоле или толуоле и из полученного раствора выделяется в чистом виде граммовые количества молекул C<sub>60</sub> и C<sub>70</sub> в соотношении 3:1 и примерно 2 % более тяжёлых фуллеренов. О наличии в составе раствора фуллеренов свидетельствует специфическая окраска. В течение 12 часов допускаем растворение, а после пропускается через фильтр для разделения сажи от фуллеренов. Дальнейшие исследования проводились на оптическом микроскопе и Рамановской спектроскопии.

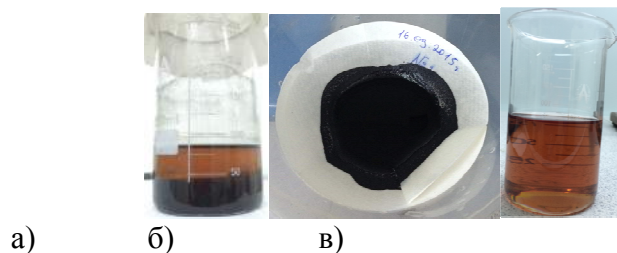


Рисунок 2 – Процесс разделения

Результаты оптического микроскопа позволяют увидеть в данных микроснимках наличие фуллеренов  $C_{60}$  и  $C_{70}$  и рассчитать размеры частиц.

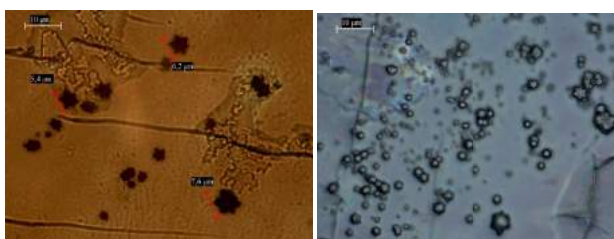
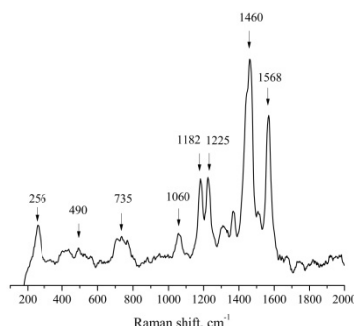


Рисунок 3 - Микроснимки фуллеренов

Рисунок 4 – Спектры фуллеренов  $C_{70}$ 

Результаты Рамановской спектроскопии подтверждают о наличии  $C_{70}$ . Пики спектров соответствуют справочным данным.

Разделение смеси фуллеренов на индивидуальные молекулярные фракции производят с помощью жидкостной хроматографии на колонках и жидкостной хроматографии высокого давления (ЖХВД). Последняя используется главным образом для анализа чистоты выделенных фуллеренов, так как аналитическая чувствительность метода ЖХВД очень высока (до 0,01 %). Наконец, последний этап — удаление остатков растворителя из твёрдого образца фуллерена. Оно осуществляется путём выдерживания образца при температуре 150—250 °С в условиях динамического вакуума (около 0,1 торр) [4].

*Исследования проводились в рамках программы МОН РК: 0265/ПЦФ «Разработка новых углеродных наноматериалов широкого спектра применения», 2015-2017гг.*

1 Alexey A. Popov, Shangfeng Yang, Lothar Dunsch, Endohedral Fullerenes // Chem. Rev. – 2013. – Vol. 113. – P. 5989–6113.

2 Andreas Rüegg, Sinisa Coh, Joel E. Moore, // Phys. Rev. B. – 2013. – Vol. 88. – P. 155127.

3 Baoxing Xu, Xi Chen. // Phys. Rev. Lett. – 2013. – Vol. 110. – P. 156103.

4 Douglas A Knight, Joseph A Teprovich Jr, Andrew Summers, Brent Peters, Patrick A Ward, Robert N Compton and Ragaiy Zidan // Nanotechnology. – 2013. – Vol. 24. – P. 455601.

## ПОЛУЧЕНИЕ p-i-n СТРУКТУР НА ОСНОВЕ 4H-SiC МЕТОДОМ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ДИФФУЗИИ

Х.Н. Жураев, И.Г. Атабаев

Физико-технический институт НПО «Физика - Солнце» АН РУз, Ташкент, Узбекистан, [khimmatali@gmail.com](mailto:khimmatali@gmail.com)

Характеристики карбида кремния позволяют создавать приборы, имеющие преимущества по сравнению с традиционными материалами (Si и GaAs). Одним из преимуществ является высокая рабочая температура SiC приборов, таким образом, SiC перспективный материал для силовой электроники и для работы в экстремальных условиях.

Для производства диодов с высоким напряжением пробоя согласно литературе высокоомной i – область для p-i-nSiC диодов создается путем эпитаксиального роста [1, 2]. А затем (второй этап) p-область p-i-nSiC диода формируется термической диффузией при  $T > 2050^\circ\text{C}$  или ионной имплантацией алюминием [3, 4]. Следует отметить, что сильно легированный SiC кристалл (с концентрацией примеси до  $10^{19}\text{см}^{-3}$ ), для удаления дефектов, должен отжигаться при высоких температурах  $\sim 1800^\circ\text{C}$ , [5, 6]. Предельно высокие температуры ( $> 2050^\circ\text{C}$ ) при диффузии [7-9] или после ионной имплантации [5, 6] приводят к росту стоимости продукции.

В данной работе использован новый метод низкотемпературной диффузии алюминия при температурах  $1150-1300^\circ\text{C}$  для формирования как p- так и i – области в одном технологическом процессе.

Диоды изготавливались на основе монокристаллов 4H-n-SiC, выращенных PVT (physical vapor transport) методом (производства США) с относительно низкой концентрацией ростовых дефектов:  $N_d$  дислокаций  $10^4\text{см}^{-2}$  и  $N_m$  микротрубок  $\sim 10-10^2\text{см}^{-2}$ , толщина  $\sim 300-600\text{мкм}$ , площадь  $\sim 0,25\text{см}^2$  и удельное сопротивление  $\sim 3,6-20\text{Ом}\cdot\text{см}$ .

Травление образцов выполнялось в растворе КОН при стимуляции УФ светом [10]. После удаления поверхностного слоя, проведена низкотемпературная диффузия алюминия.

Диффузия Al в 4H-SiC проводилась при различных температурах от  $1150-1300^\circ\text{C}$  методом, описанным в [11-14]. В этом методе процесс диффузии проводится в атмосфере (чтобы создать поток вакансий кремния и углерода от поверхности образца в объем [10]). Повышенная концентрация вакансий позволяет увеличить коэффициент диффузии и растворимость примеси до  $10^{20}\text{см}^{-3}$ . Так как температура диффузии в этом методе на  $\sim 800-1000^\circ\text{C}$  ниже по сравнению с обычной диффузией ожидается, что поверхность SiC будет менее нарушена. Вольт-амперные характеристики измерялись по стандартной схеме с применением – цифровых приборов.

Структура SiC диода и ВАХ p-i-n 4H-SiC<Al> диода (площадь p-n-перехода  $\sim 6\text{мм}^2$ ) представлена на рис 1. Как видно с рис.1 диоды имеют пробойное напряжение 100-140В. Хорошо известно, что в карбиде кремния пробойное напряжение ограничивается дефектами, такими как, микротрубки винтовые дислокации, дефекты упаковки. Вот почему, обычно для увеличения пробойного напряжения, i-область выращивается путем эпитаксии (слой свободный от этих дефектов). В наших образцах рост прямого тока наблюдается при напряжении свыше  $\sim 10\text{В}$ , это указывает на наличие высокоомного слоя между p - и n - областями. Это также подтверждается вольт-емкостными измерениями при 1 МГц. При обратных напряжениях емкость составляла  $\sim 2,2\text{пФ}$  (Рис. 2) и последовательное сопротивление  $\sim 70\text{кОм}$ .

Оценка  $W$ - толщины р-п перехода, рассчитанная по известной формуле  $C = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 S}{W}$  ( $C$ - емкость диода,  $\varepsilon$  - диэлектрическая проницаемость карбида кремния,  $\varepsilon_0$  - диэлектрическая постоянная,  $S$  – площадь и  $W$  – толщина слоя) показала, что  $W \sim 12$  мкм.

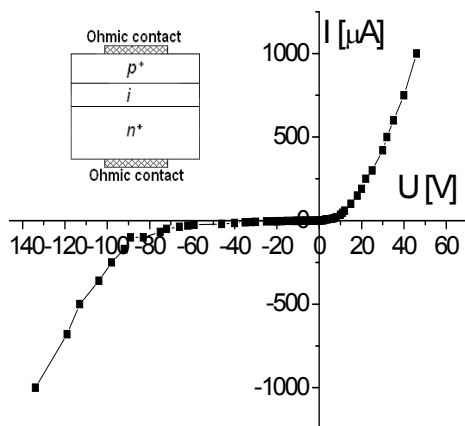


Рис. 1. Схематическая структура и ВАХ р-і-п 4Н-SiC<Al> диода.

Рис. 2. Зависимость величины  $1/C^2$  диода для обратного приложенного напряжения измеренного при 1 MHz.

Наши технологические эксперименты показали, что во время диффузии вакансии кремния и углерода проникают дальше в объем, чем примеси и это ведет к образованию і-области одновременно с образованием р-области. Т.е. в одном технологическом процессе формируются оба р- и і-области.

Таким образом, р-і-п 4Н-SiC<Al> диоды изготовлены низкотемпературной диффузией алюминия в SiC с использованием потока дефектов от поверхности в объем кристалла. Разработанные р-і-пSiC<Al> – структуры имеют пробойное напряжение от 100 до 140В. В этом методе температура диффузии около 1150-1300°C. Температура обычной диффузии в SiC более >2050°C.

Показано, что новый метод низкотемпературной диффузии может быть использован для производства быстро переключающихся р-і-п диодов в одном технологическом процессе.

#### Литература

1. Per-Ake Nilsson. US Patent № 6083814A, (2000).
2. Р. В. Рыжук, Н.И. Каргин, В.А. Гудков и др. RU Патент № 2528554, (2014).
3. Philip G. Neudeck, C. Fazi, Mater. Sci. Forum, 264-268, 1037 (1997).
4. П.А. Иванов, М.Е. Левинштейн, Т.Т. Мнацакановидр., ФТП, 8, 897 (2005).
5. Е.В. Калинина, В.Г. Коссов. Р.Р. Яфаев и др., ФТП, 6, 807 (2010).
6. J. Pernot, J. Camassel, S. Contreras at al., Mater. Sci. Eng. B, 80, 362 (2001).
7. М.Г. Мынбаева, Е.Н. Мохов, А.А. Лаврентьевидр., Письма в ЖТФ, 17, 13 (2008).
8. Y. Gao, S.I. Soloviev, T.S. Sudarshan, Appl. Phys. Lett. 83, 905 (2003).
9. A. Kubiaka, J. Rogowski, Mater. Sci. Eng. B, 176, 297 (2011).
10. I.G. Atabaev at al., Material Science and Applications, 2, 1205 (2011).
11. Атабаев И.Г., Салиев Т.М., Бахранов Э.Н. Патент UZ, IDP 05199, (2002).
12. C.C. Tin at al., US Patent № 7,999,268 (2011).
13. I.G. Atabaev at al. Material Science and Applications, 1, 53 (2010).
14. I.G. Atabaev at al., Mater. Sci. Forum, 600-603, 457 (2009).

## МОДИФИКАЦИЯ СТРУКТУРНЫХ И ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ АМОРФНОГО КРЕМНИЯ ПУТЕМ ДОБАВЛЕНИЯ УГЛЕРОДА В АМОРФНУЮ МАТРИЦУ

С.М.Манаков

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

Аморфный гидрогенизированный кремний ( $a\text{-Si:H}$ ) и его сплавы, включая аморфный гидрогенизированный карбид кремния ( $a\text{-SiC:H}$ ) широко используются в различных электронных приборах [1-3]. Чувствительность свойств сплавов на основе  $a\text{-Si:H}$  к примесям и условиям осаждения достаточно высока, поэтому проблема управления свойствами аморфных тетраэдрических полупроводников и проблема их воспроизводимого получения с заданными свойствами является актуальной задачей. В данной работе представлены результаты исследования морфологии, оптических и структурных свойств пленок  $a\text{-Si:H}$  и  $a\text{-SiC:H}$ , полученных методом PECVD.

Характерной чертой пленок аморфных тетраэдрических полупроводников с жесткой структурной сеткой ( $a\text{-Si:H}$  и  $a\text{-SiC:H}$ ) является неоднородность, которая влияет на спектры электронных состояний и свойства материала. Атомная силовая микроскопия пленок  $a\text{-Si:H}$  и  $a\text{-SiC:H}$  (рис.1) показала, что они имеют островковую структуру. Как видно из данного рисунка размеры островков и их высота существенно различаются для пленок  $a\text{-Si:H}$  и  $a\text{-SiC:H}$ . В пленках  $a\text{-SiC:H}$  наблюдается больший разброс размеров и высоты островков по сравнению с пленками  $a\text{-Si:H}$ . Причиной этого является отличие химического состава пленок.

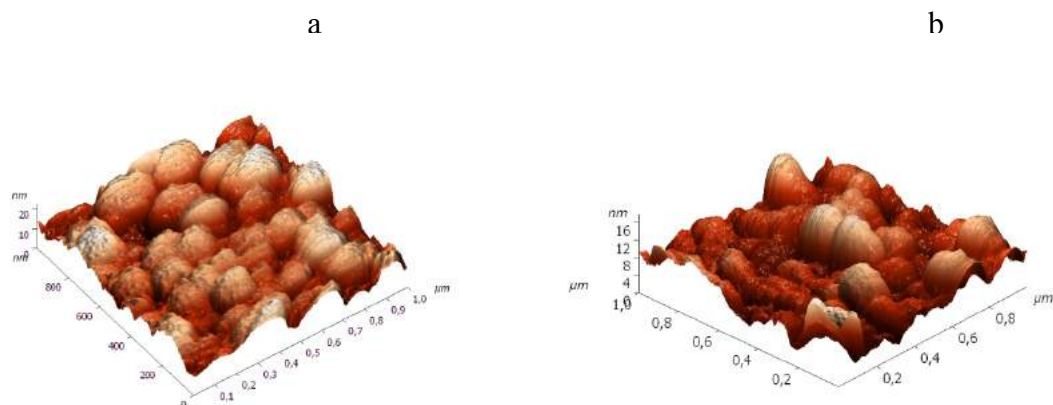


Рисунок 1 - АСМ – изображение поверхности пленок  $a\text{-Si:H}$  (а) и  $a\text{-SiC:H}$  (б).

Функция распределения высоты профиля для исследуемых пленок приведена на рис. 2. Распределение для  $a\text{-Si:H}$  хорошо аппроксимировалось гауссовской кривой с максимумом  $H_1=16,85\pm 0,03$  нм, а для  $a\text{-SiC:H}$  раскладывалась на две составляющие с характерными параметрами  $H_2=16,44\pm 0,01$  нм, и  $H_3=7,44\pm 0,02$  нм. Среднее значение высоты  $H_1$  и  $H_2$ , и полуширина практически совпадают, следовательно можно сделать вывод, что аморфный кремний сохраняет свою морфологию при добавлении углерода. Функция распределения высоты пленок  $a\text{-SiC:H}$  раскладывается на две гауссовские кривые, одна из которых характерна для  $a\text{-Si:H}$ , другая по-видимому связана с кластеризацией углерода.

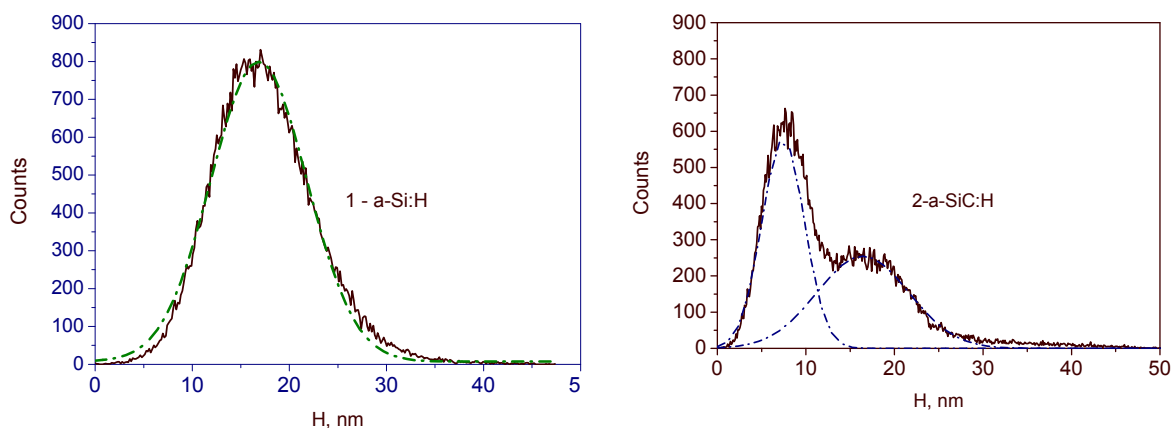


Рисунок 2 - Функция распределения высоты профиля пленок a-Si:H (1) и a-SiC:H (2). Пунктирными линиями показано разложение кривых на гауссианы.

Влияние углерода на структуру образцов исследовалась методом рамановской спектроскопии. Характеристические параметры, определенные из этих спектров сведены в таблицу 1.

Таблица 1 – Характеристические параметры пленок a-Si:H и a-SiC:H.

Образец	$E_g$ , эВ	$\omega_{TO}$ , (см <sup>-1</sup> )	$\Gamma_{TO}$ , (см <sup>-1</sup> )	$I_{TA}/I_{TO}$	$I_{LA}/I_{TO}$
a-Si:H	1,72	482	47	0,257	0,358
aSiC:H	2,18	475	69	0,533	0,617

Пик на 480 см<sup>-1</sup>, связанный с Si-Si поперечными оптическими модами колебаний (ТО), чувствителен к структурным нарушениям ближнего порядка. Увеличение полуширины ТО области спектра ( $\Gamma_{TO}$ ) и сдвиг ее максимума в сторону меньших частот соответствует большому нарушению структуры ближнего порядка [4]. Пик на 165 см<sup>-1</sup> (поперечные акустические моды колебаний ТА-полоса) связан с нарушениями среднего порядка в пленках. Мерой нарушения среднего порядка служит отношение интенсивности пиков  $I_{TA}/I_{TO}$  [5]. Пик на 300 см<sup>-1</sup> (продольные акустические колебания LA – полоса) связывают с существованием включений кластеров с различной структурой среднего порядка [4] и отношение  $I_{LA}/I_{TO}$  также характеризует средний порядок.

В результате проведенных исследований установлено, что введение углерода в аморфную сетку кремния приводит к уменьшению среднего диаметра островков на поверхности пленок, увеличению шероховатости и к возрастанию нарушений структуры в области ближнего и среднего порядка.

Литература

[1]. M. A. Green Progress in Photovoltaics: Research and Applications **14** p. 383-392 (2006).  
 [2]. А.А.Шерченков, В.Г.Будагян, А.Г.Мазуров ФТП**39**, 964 (2005).  
 [3]. N.Wyrsh, S.Dunand, C.Miazza, et al. Phys. Stat.Sol.(c) **1** 1284 (2004).  
 [4]. M.Marinov, N.Zotov Phys.Rev.**B55** 2938( 1997).  
 [5]. W.S.Wei, G.Y.Xu, J.L.Wang, etal. *Vacuum***21** 656 (2007).

## ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРНЫХ И ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ТОНКИХ ПЛЁНОК TiO<sub>2</sub>, ПОЛУЧЕННЫХ ЗОЛЬ-ГЕЛЬ МЕТОДОМ

А.Б. Болатбекова<sup>1</sup>, Л.В. Гриценко<sup>1</sup>, С.Е. Кумеков<sup>1</sup>, Х.А. Абдуллин<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Казахский национальный исследовательский технический университет им. К.И. Сатпаева, Алматы, Казахстан

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

В последнее время полупроводниковые оксиды металлов ввиду высокой чувствительности и низкой стоимости привлекают значительный интерес исследователей с перспективой их дальнейшего использования в газовых датчиках и сенсорных устройствах. Одним из таких материалов является диоксид титана (TiO<sub>2</sub>) ввиду его уникальных физико-химических свойств и возрастающего спроса на функциональные устройства с улучшенными свойствами [1-2]. В частности наночастицы TiO<sub>2</sub> используются при создании солнечных элементов на красителях (DSCs), являющихся альтернативными источниками энергии [3]. Физико-химические свойства тонких плёнок TiO<sub>2</sub> существенно зависят от кристаллической фазы (анатаз, рутил или брукит). При этом доказано превосходство применения TiO<sub>2</sub> с анатазной фазой в солнечных преобразование энергии и каталитических приложениях. Наноструктурные электроды из TiO<sub>2</sub> с анатазной фазой перспективны для создания стабильных высоко эффективных преобразователей солнечной энергии [4].

В данной работе представлены результаты исследования структурных и оптических свойств образцов TiO<sub>2</sub>, осаждённых низкочастотным золь-гель методом на стеклянных подложках. Преимуществами данного метода являются возможность контролируемого роста плёнок ZnO:V, простота оборудования и низкие затраты, а так же однородность получаемых образцов.

Для осаждения были использованы два раствора. Первый раствор золь (А) содержал в качестве прекурсора изопропоксид титана (Ti(OC<sub>3</sub>H<sub>7</sub>)<sub>4</sub>) и этанол в качестве растворителя в соотношении 1:1. Ацетон был добавлен в раствор в молярном соотношении 3:1 с изопропоксидом титата (Ti(OiPr)<sub>4</sub>). Получение прозрачного раствора достигалось путём добавления 0.1М азотной кислоты. Второй раствор (В) представлял собой модифицированный состав раствора А, содержащий изопропанол, Ti(OiPr)<sub>4</sub> и ацетон в объёмном соотношении 30:1:10. Полученные растворы были тщательно перемешаны на магнитной мешалке с подогревом при температуре 80°C в течение двух часов.

Плёнки наносились методом центрифугирования (spincoating method). Равномерное распределение золь на поверхности подложек достигалось путём нанесения нескольких капель раствора на подложки, закреплённые на горизонтальном столике, с последующим вращением столика со скоростью ~2000 об/мин в течение 5 минут. После этого подложки помещались в сушильный шкаф и выдерживались при температуре 110°C в течение 5 минут с последующим отжигом при температуре 250°C в течение 5 минут. Для нанесения нескольких слоёв описанная выше процедура повторялась необходимое количество раз. Полученные образцы были подвергнуты финишному отжигу в муфельной печи при температурах 350°C, 450°C и 550°C.

Анализ спектров поглощения и пропускания показал, что полученные плёнки являются сплошными, прозрачными в видимой области спектра, однородными по всей поверхности образца, при этом толщина одного слоя составила приблизительно 85 нм.

Исследования рамановской спектроскопии показали, что у полученных образцов наблюдаются все пики, характерные для спектра КР анатаза, измеренного при комнатной тем-

пературе. Отмечено, что повышение температуры при термическом отжиге способствует улучшению кристаллической структуры полученных образцов  $\text{TiO}_2$ .

Одним из недостатков тонких плёнок оксида цинка ( $\text{ZnO}$ ) является сравнительно низкая химическая стойкость. Оксид цинка растворим в воде, щелочных и кислотных средах, тогда как диоксид титана более устойчив к внешним воздействиям. В связи с этим актуальной является задача по отработке прозрачных проводящих покрытий, препятствующих деградации плёнок  $\text{ZnO}$ [5].

С целью исследования способности деградации полученных плёнок  $\text{TiO}_2$  и образцов оксида цинка, синтезированных гидротермальным методом [6], был приготовлен слабощелочной раствор путём растворения гидроксида калия ( $\text{KOH}$ ) 7,5мМ в дистиллированной воде. Как показали результаты оптической и электронной микроскопии через 28 часов плёнка  $\text{ZnO}$  была полностью разрушена, тогда как образец  $\text{TiO}_2$  испытал лишь незначительную деградацию. Следовательно, полученные плёнки диоксида титана могут быть использованы в качестве прозрачного покрытия, предотвращающего негативное воздействие окружающей среды на прозрачные, проводящие слои  $\text{ZnO}$ .

#### Литература

[1] C.J. Barbe, F. Arendse, P. Comte, M. Jirousek, F. Lenmann, V. Shklover, M. Gratzel, Nanocrystalline titanium oxide electrodes for photovoltaic applications, J. Am. Ceram. Soc. – 1997. – 80. – P. 3157–3171.

[2] E. Traversa, M.L. Di Vona, S. Licoccia, M. Sacerdoti, M.C. Carotta, M. Gallana, G. Martinelli, Sol-gel nanosized semiconducting titania-based powders for thick-film gas sensors, J. Sol-Gel Sci. Technol. – 2000. – 19. – P. 193–196.

[3] B. O'regan, M. Gratzel, A low-cost, high-efficiency solar cell based on dye-sensitized colloidal  $\text{TiO}_2$  films, Nature. – 1991. – 353. -P. 737–740.

[4] M.A. Green, K. Emery, D.L. King, Y. Hishikawa, W. Warta, Solar cell efficiency tables, Prog. Photovolt. Res. Appl. – 2006. – 14.-P. 455–461.

[5] L. De Rosa, N. Perugini, D. B. Mitton, T. Monetta, F. Bellucci and J. Springer. Degradation of zinc oxide thin films in aqueous environment: Part I – Bare Films, Materials and Corrosion. – 2001. – Vol. 52, Issue 11. – P. 844–852.

[6] А.Б. Болатбекова, К. Бектуган, Ж.О. Мукаш, Н.К. Саитова, Л.В. Гриценко, С.Е. Кумеков, Х.А. Абдуллин, Исследование электрических и оптических свойств плёнок  $\text{ZnO:V}$ , полученных гидротермальным методом, Вестник КазНУ. – 2016. - №4, С. 331-335.



## СИНТЕЗ ВОЛЬФРАМАТА ЦИНКА ГИДРОТЕРМАЛЬНЫМ МЕТОДОМ

А.А. Мархабаева<sup>1,2</sup>, Х.А. Абдуллин<sup>1,2</sup>, В.М. Лисицын<sup>3</sup>, Р.Р. Немкаева<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Казахский национальный университет имени аль-Фараби МОН РК, Алматы, Казахстан

<sup>2</sup>Национальная нанотехнологическая лаборатория открытого типа КазНУ им. аль-Фараби МОН РК, Алматы, Казахстан

<sup>3</sup>Национальный Томский политехнический университет, Томск, Россия

[Aiko\\_marx@mail.ru](mailto:Aiko_marx@mail.ru)

В настоящей работе синтезирован вольфрамат цинка  $ZnWO_4$  и исследованы фотокаталитические и фотолюминесцентные свойства синтезированных образцов  $ZnWO_4$  в зависимости от технологических условий синтеза и температуры отжига.

Порошки вольфрамата цинка получены гидротермальным синтезом как при атмосферном давлении при температуре кипения воды  $\sim 95^\circ C$ , так и при давлении выше атмосферного при температуре  $180^\circ C$  в автоклаве. Использован водный раствор нитрата цинка гексагидрата  $Zn(NO_3)_2 \cdot 6H_2O$  (3мМ) и вольфрамата натрия дигидрата  $Na_2WO_4 \cdot 2H_2O$  (3мМ). Коррекцию pH осуществляли введением аммиака. После синтеза проводился отжиг на воздухе при разных температурах в муфельной печи.

На рисунке 1(a) приведены результаты комбинационного рассеяния синтезированных образцов в автоклаве при температуре  $180^\circ C$ , отмечены линии  $ZnWO_4$ . То есть образцы, синтезированные в автоклаве, без дополнительной термообработки имеют кристаллическую фазу  $ZnWO_4$ . На рисунке 1(b) приведены рамановские спектры образцов, полученных при  $\sim 95^\circ C$  и ожжённых при разных температурах отжига. Видно, что фаза  $ZnWO_4$  формируется при температуре отжига  $300-400^\circ C$ .

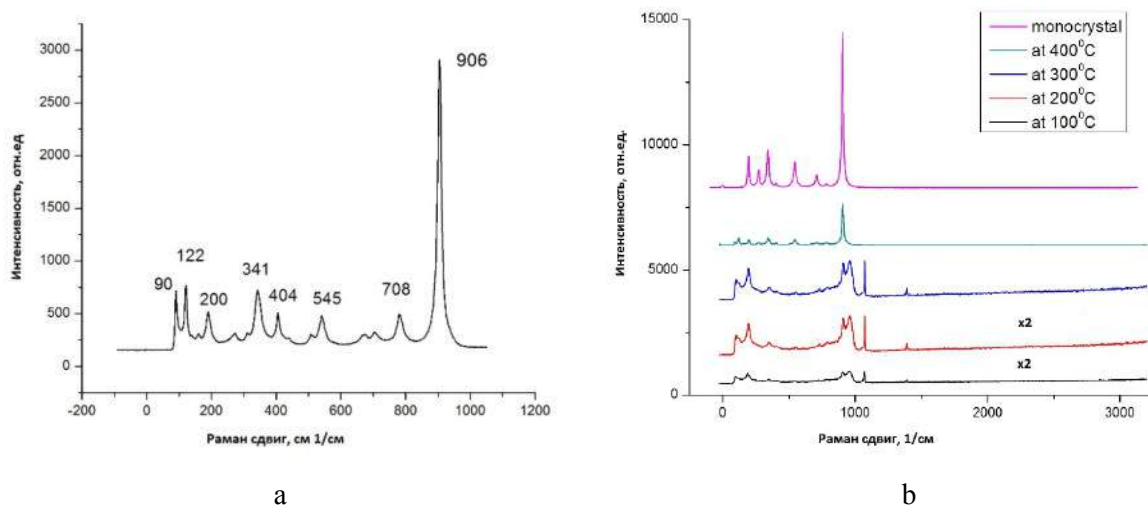


Рисунок 1 – Рамановские спектры порошков, синтезированных при  $180^\circ C$  (a) и  $\sim 95^\circ C$  (b).

Были изучены люминесцентные свойства полученных порошков вольфрамата цинка. Возбуждение осуществлялось излучением с длиной волны 300 нм. В спектре наблюдается широкая полоса в области 380-650 нм с максимумом на 486 нм и полушириной 0.71 эВ. Наблюдается рост интенсивности свечения с увеличением температуры отжига, что свидетельствует о формировании кристаллической фазы. Повышение температуры отжига выше  $400^\circ C$  не приводит к образованию каких-либо дополнительных центров, влияющих на процесс люминесценции. На рисунке 2 приведены SEM-снимки полученных образцов.

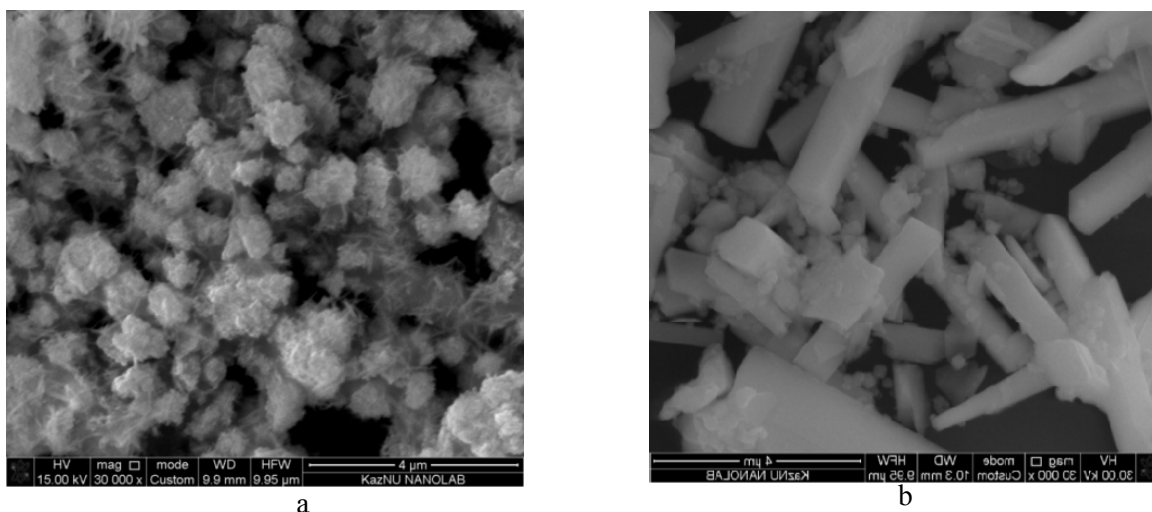


Рисунок 2 –SEM снимок порошка  $ZnWO_4$ , синтезированного при  $\sim 95^\circ C$  (а) и при  $180^\circ C$  (б)/

Полученные порошки вольфрамата цинка были использованы в процессе фотодеградации органического красителя – Родамина Б для оценки фотокаталитической активности  $ZnWO_4$ , который является перспективным фотокатализатором [1-3]. В качестве аппаратуры для фотодеградации использован охлаждаемый проточной водой кварцевый реактор, внутри которого расположена ртутная лампа. Раствор Родамина Б с порошком вольфрамата цинка обработали в ультразвуковой ванне, затем перемешивали 30 мин при комнатной температуре в темноте до установления равновесия. Затем каждые 30 мин в течение 2 часов измерялись спектры оптической плотности водного раствора Родамина Б на оптическом спектрофотометре Lambda. Обнаружено, что с повышением температуры отжига увеличивается фотокаталитическая активность и наилучшими свойствами обладает образец, отожжённый при  $400^\circ C$ .

**Выводы.** В работе разработаны технологии получения порошков вольфрамата цинка, показано что кроме существующего метода по литературным данным (гидротермальный синтез в автоклаве при  $180^\circ C$ ) кристаллическую фазу вольфрамата цинка можно получать в нормальных условиях с низкими энергозатратами с последующей термобраткой, где оптимальная температура отжига  $400^\circ C$ . Получена зависимость фотокаталитической активности и интенсивности фотолюминесценции в зависимости от температуры отжига.

#### Литература

1. RuiShi, YajunWang, DiLi, JingXu, YongfaZhu, Applied catalysis B, 2010, V100, pp173-178;
2. A.V. Prasada Rao\*, A.M. Umabala and P. Suresh. Journal of applied Chemistry, 2015, pp 1145-1160;
3. Guangli Huang, Chuan Zhang, Yongfa Zhu, Journal of Alloys and Compounds, 2007, V 432, pp 269–276;

## ИМПУЛЬСНОЕ ЛАЗЕРНОЕ НАПЫЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОЛИТИЧЕСКОГО СЛОЯ YSZ ПОЛУЧЕННОГО ГОРЯЧИМ ПРЕССОВАНИЕМ МИШЕНИ

А.Г. Умирзаков, А.Л. Мереке, Р.Е. Бейсенов, Д.А. Муратов, Б.А. Рақыметов

ТОО «Физико-технический институт», Алматы, Казахстан [arman\\_umirzakov@mail.ru](mailto:arman_umirzakov@mail.ru)

В работе приводятся описание методики горячего прессования мишеней циркония, стабилизированного иттрием для использования в импульсном лазерном напылении электролитического слоя твердооксидных топливных элементов. Горячим прессованием изготавливается мишень циркония, стабилизированного иттрием.

Технология горячего прессования включает следующие стадии:

*Измельчение.* В работе использовались порошки  $Y_2O_3$  и  $ZrO_2$  компании Aldrich Chemistry чистотой 99.99%. Для изготовления 1 таблетки мишени с процентным соотношением компонентов  $ZrO_2$  и  $Y_2O_3$  92:8% взвешивались навески общим весом 30 грамм, навески предварительно смешивались, и промалывались в агатовой ступке. The Spex Mill – высоко-энергетическая шаровая мельница с карбид вольфрамовым цилиндром с диаметром шаров 5мм.

*Кальцинирование.* Каждый образец проходит кальцинирование по три раза в течение 17-20 часов, при температуре 1100 °С в атмосфере кислорода.

*Спекание.* Измельченная смесь порошков  $Y_2O_3$  и  $ZrO_2$  помещается в пресс-форму, затем в камеру для горячего прессования, где происходит откачивание камеры до вакуума  $10^{-6}$  Торр. Нагрев осуществлялся в 3 этапа:

- 1 – нагрев до 1200°С со скоростью 25 градусов в минуту (всего 40 минут);
- 2 – удержание температуры 1200 °С (в течение 60 минут);
- 3 – охлаждение 5°С в секунду (до комнатной температуры).

Как только образец претерпел кальцинирование и измельчение три раза, образец подвергается спеканию. Это процесс сжатия порошка в конкретную форму, с последующим нагреванием при 1200-1400 °С. Продуктом является твердооксидная мишень. Мишень иттрия, стабилизированного цирконием (YSZ) спекалась под давлением пресса 20 тонн, при температуре 1200°С, время спекания 60 минут.

Кроме хорошей ионной проводимости, мишень YSZ обладает высокой микротвёрдостью, устойчивостью к коррозии, обладает низкой теплопроводностью и химической стабильностью при высоких температурах.

Поверхность слоя YSZ, осажденной из полученной мишени на подложке Si(100) при 35Гц и 600°С. Высокая частота импульсов лазера приводит к образованию поверхности с неоднородными размерами частиц на поверхности. Анализ EDX показывает на правильное соотношение компонентов, которое изначально было задано для мишени. Содержание 8% иттрия по сравнению с другими компонентами в слое YSZ показывает возможность варьирования свойствами электролита за счет изменения концентрации основного компонента.

Поверхность и размеры кристаллитов осажденного слоя YSZ, также были исследованы на атомно-силовом микроскопе Solver PRO M (НТ МДТ). В связи с большой шероховатостью, образец был исследован контактным методом. Сканирование поверхности 5x5 мкм показало на образование квазисферических частиц большого диаметра.

Проведено осаждение слоев тонкопленочного электролита YSZ на подложки кремния при температуре 500 – 700°С, частоте лазера 35 Гц и энергии 270 - 560 мДж. Исследование морфологии слоя электролита методами СЭМ и АСМ показало образование шероховатой поверхности с большим количеством субмикронных частиц, формирование которых объясняется высокой частотой импульсов лазерного излучения. Элементный анализ осажденного слоя электролита YSZ выявил 8% содержание иттрия в структуре.

Приводятся аналитические исследования и результаты параметров полученной мишени, и осажденного на подложку кремния электролитического слоя (СЭМ, АСМ, EDX). Решение актуальнейшей проблемы по снижению рабочих температур твердооксидных топливных элементов с 850 – 1000 °С до 400-550, что достижимо, как показывают результаты исследований, при уменьшении толщины пленки электролита нанесенного тонкопленочной технологией и ультратонком электролите, осаждаемый с целью уменьшения рабочей температуры, размера и веса топливного элемента.

*Данная работа была выполнена в рамках грантового финансирования проектов ГУ «Комитет науки Министерства образования и науки Республики Казахстан», 3976/ГФ4.*

## DEVELOPMENT OF THE VIRTUAL SIMULATOR OF THE SCANNING ELECTRON MICROSCOPE

**Y. Daineko<sup>1,2</sup>, M. Ipalakova<sup>1</sup>, M. Brodyagina<sup>1</sup>, M. Yunnikova<sup>1</sup>,  
D. Ulykpanov<sup>1</sup>, M. Tanashev<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*International Information Technologies University, Almaty, Kazakhstan*

<sup>2</sup>*Institute of Applied Science and Information Technologies, Almaty, Kazakhstan*

Having appeared recently, nanotechnologies are increasingly introduced in the area of research and from it to our daily lives. Development of nanotechnology leads to using different types of equipment for nanoresearchers [1]. However, the high cost of equipment narrows the range of organizations having an opportunity to purchase it. In addition to work on such equipment, the appropriate training is necessary. One of the solutions of this situation is development of virtual simulator that would allow researchers to learn as much as possible real work methods and equipment specifically taken for the investigations of nanomaterials [2].

The work is devoted to developing simulator of real scanning electron microscope. The visualization of the outer parts of real scanning electron microscope and its all main elements, investigation into processes of preparation for the experiments are shown. The simulator has an interface similar to the real software interface of the microscope. The goal of using virtual laboratory demands certain requirements to their design algorithm, such as: consistency of material structure, its competent presentation, reasonable use of animation, reference availability. The models have been created with 3D Max Studio, and the main code has been written in C# (.NET) using Microsoft Visual Studio 2010. The Unity Game Engine was used to make the animation.

As a result, the simulator of the scanning electron microscope Quanta 200i was created. It can be used to train students, researchers and any interested users for scanning electron microscopy. The system satisfies all the modern requirements for this type of applications. It has a simple but efficient design, user-friendly interface, and ability to implement the processes.

*The work was done under the funding of the Ministry of Education and Science of the Republic of Kazakhstan 2015-2017 Scientific Program (No. 2622/GF4).*

[1] Joy D.C. Monte-Carlo modeling for electron microscopy and microanalysis. — New York: Oxford University Press, 1995. — 198 p.

[2] Y.A. Daineko, D.B. Ulykpanov //The 13th international conference information technologies and management 2015, April 16-17, 2015, Riga, Latvia.P.85-86.

## ФОРМИРОВАНИЕ СТРУКТУРЫ $ZnO-Cu_2O$ НИЗКОЗАТРАТНЫМИ МЕТОДАМИ СИНТЕЗА

Н.К. Даутбекова<sup>1</sup>, Л.В. Гриценко<sup>1,2</sup>, Х.А. Абдуллин<sup>2</sup>, G. Cicero<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Казахский национальный исследовательский технический университет им. К.И. Сатпаева, Алматы, Казахстан

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

<sup>3</sup>Department of Applied Science and Technology, Politecnico di Torino, Corso Duca degli Abruzzi, Turin, Italy

В последнее время актуальной задачей является создание солнечных элементов, как альтернативных источников энергии. Однако, для того, чтобы фотовольтаика могла конкурировать с ископаемыми источниками энергии, цена на вырабатываемую ею электроэнергию должна быть снижена примерно в 5–10 раз. Тонкоплёночная технология имеет большие потенциальные возможности для снижения стоимости солнечных модулей – возобновляемых источников энергии. Плёнки и слои оксида меди (I)  $Cu_2O$  и оксида меди (II)  $CuO$  обладают высоким потенциалом для использования данных материалов при создании низкозатратных солнечных элементов.

Оксид меди (I) является не стехиометрическим полупроводником р-типа с шириной запрещённой зоны 2эВ.  $Cu_2O$  может быть получен различными сравнительно простыми методами: электроосаждение, анодное напыление в вакууме и термическое окисление.

В данной работе проводилось исследование оптических свойств слоёв оксида меди (I), полученных электроосаждением. Электроосаждение (ECD) оксида меди  $Cu_2O$  осуществлялось в водном растворе, содержащем 0.2 М сульфата меди (II) пентагидрата  $CuSO_4 \cdot 5H_2O$  и 3 М молочной кислоты аналогично методу, описанному в работе [1]. В процессе осаждения измерялся уровень pH. Требуемое значение уровня pH в растворе (от 8 до 12.5) поддерживалось водным раствором 1 М КОН, добавляемом покапельно. Электроосаждение происходило в стеклянном лабораторном стакане при фиксированном значении тока от 0.03 до 0.3 мА/см<sup>2</sup> в течение 3-10 мин. Температура раствора поддерживалась при 60°C с помощью магнитной мешалки с подогревом. Платиновый электрод размером 1.5×2.5 см использовался в качестве анода. Пинцет с посеребрёнными наконечниками, держащий за верхний, выступающий над электролитическим раствором край подложки выполнял функцию катода. Ток измерялся с помощью последовательно включённого в цепь мультиметра (HM 100 Multimeter). Электропитание установки обеспечивал источник постоянного тока GWinstek SPD36-06. Готовые образцы промывались бидистиллированной водой и высушивались потоком азота.

Метод электроосаждения является экономически эффективным способом. Поэтому разработка метода электроосаждения для осаждения на поверхность наноструктурированного материала, например, на поверхность наностержней, является актуальной задачей для создания различных приборных структур. Поэтому в нашей работе был отработан метод электроосаждения  $Cu_2O$  на массив наностержней  $ZnO$ , синтезированных гидротермальным методом [2].

В ходе электроосаждения были выполнены две серии ростовых экспериментов при различных плотностях тока: 0.15 и 0.03 мА/см<sup>2</sup>, при этом уровень pH также уменьшался, а время синтеза оставалось примерно одинаковым. В процессе электроосаждения плёнок  $Cu_2O$  при плотности тока 0.15 мА/см<sup>2</sup> наностержни  $ZnO$  полностью покрывались слоем оксида меди уже после осаждения в течение 2 минут. Исследования показали, что в результате такого осаждения вырастают сплошные плёнки  $Cu_2O$ .

Полученные образцы были исследованы методами оптической спектроскопии и рентгеноструктурного анализа (рисунок 1). Спектры оптического поглощения исходных слоёв ZnO демонстрировали высокую прозрачность образцов во всём видимом диапазоне. Последующее нанесение слоёв Cu<sub>2</sub>O приводит к появлению значительного оптического поглощения в области 500 нм. Большая величина поглощения для тонких плёнок свидетельствует о принадлежности этого поглощения электронным переходам из валентной зоны в глубину зоны проводимости, в максимум плотности состояний. При этом слабый рост поглощения начинается в области края поглощения слоя Cu<sub>2</sub>O. Как известно, край собственного поглощения кристаллического Cu<sub>2</sub>O находится в области 2.1 эВ, т.е. около 590 нм. Данные рентгеновской дифракции показали, что основными рефlekсами образцов ZnO-Cu<sub>2</sub>O являются рефlekсы FTO-подложки, а также слабая линия от ZnO (рефлекс 002) и от слоя Cu<sub>2</sub>O (основной рефлекс 111 и более слабые рефlekсы 200, 220 и 311).

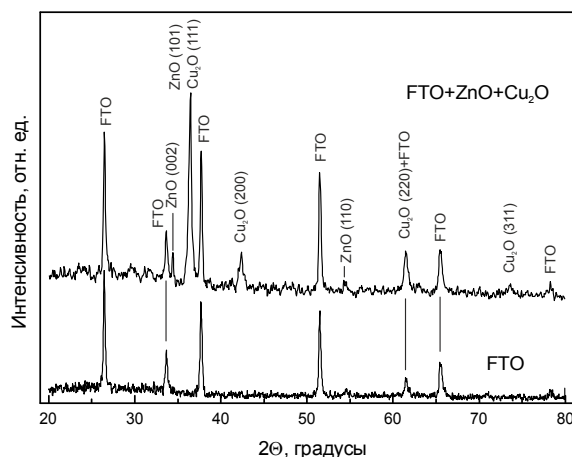


Рисунок 1– Результаты рентгеноструктурного анализа для образца с плёнкой Cu<sub>2</sub>O на наностержнях ZnO, pH=10.5, I=0.15мА, t=5мин

Соотношение интенсивностей рефлексов ZnO показывает, что стержни ориентированы преимущественно перпендикулярно поверхности подложки. Соотношение интенсивностей рефлексов Cu<sub>2</sub>O близко к поликристаллическому эталону. Полуширина линий Cu<sub>2</sub>O несколько больше, чем у ZnO. Стоит отметить отсутствие рефлексов, соответствующих фазе CuO, которая появляется в случае избыточного количества кислорода и является основной фазой для процессов термического окисления меди. Отмечено, что уменьшение плотности тока при электроосаждении до 0.03 мА/см<sup>2</sup> приводит к формированию на наностержнях ZnO частиц Cu<sub>2</sub>O с характерными размерами от 10 нм до 100 нм в зависимости от времени роста. Спектры оптического поглощения наностержней ZnO с частицами Cu<sub>2</sub>O демонстрируют высокую прозрачность образцов. Нанесение частиц Cu<sub>2</sub>O приводит примерно к такому же по величине поглощению, как и от исходного слоя наностержней ZnO, однако область поглощения Cu<sub>2</sub>O расположена в области 400-500 нм.

#### Литература

- [1] D. Kim, I. Yun, H. Kim, Curr. Fabrication of rough Al doped ZnO films deposited by low pressure chemical vapor deposition for high efficiency thin film solar cells. //Appl. Phys. – 2010. – Vol.10, Issue 3. – P.459–462.
- [2] L.V. Podrezova, V. Cauda, S. Stassi, G. Cicero, B.E. Alpysbaeva, Kh.A. Abdullin, Properties of ZnO nanorods grown by hydrothermal synthesis on conductive layers, Crystal Research and Technology. – 2014. –Vol. 49, issue 7. – P.1–7.

## EFFECT OF TRIBOCORROSION ON THE FRICTIONAL RESISTANCE OF TITANIUM ALLOY Ti6Al4V IN THE BIOMEDICAL APPLICATIONS

A. Bronczyk<sup>1</sup>, P. Kowalewski<sup>1</sup>, W. Wieleba<sup>1</sup>, T. Aldabergenova<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Warsaw University of Technology, Warsaw, Poland

<sup>2</sup>Institute of Nuclear Physics, Almaty, Kazakhstan

The experiment investigates the static friction coefficient (COF) of homogeneous smooth samples of titanium alloy Ti6Al4V under different contact pressure values and under influence of two corrosion fluids – acidic sodium lactate (ASL) and Ringer's solution (RS). The contact surfaces for both samples were very smooth ( $R_a < 0.01 \mu\text{m}$ ). The experiment shows surprisingly high values of static COF (much higher than 1) and proof the influence of corrosion fluid and the unit pressure on the value of static friction force and coefficient.

The whole friction coefficient studies were performed on a test bed designed for the investigation of friction between elements in reciprocating movement, the operation principle of which is explained in the paper [3].

The obtained COF values for ASL case were from 4,7 (for 0,5 MPa) up to 6 (2 MPa). For RS case were from 3,9 (0,5 MPa) to 5,4 (2,0 MPa). Very high values of COF and differences between two used solution may be explained by the fact that the beginning of the friction process is followed by the destruction of surface films from the elementary contact areas resulting in the onset in friction between physically clean materials [1]. It is accompanied by a plastic deformation of the mentioned microareas of contact and the local growth of the temperature. These interactions cause a significant increase of adhesion forces and significantly raise the COF value.

In other experiment also the kinetic friction and wear under high corrosion environment were investigated. The main goal of the test was to determine the mass wear value and chemical profile of wear product using ICP-OES analysis. The results has been also compared with no rubbing samples. In experiment has been used warm (37°C) ASL and RS solution.

The acid sodium lactate (ASL) proved to be more aggressive environment than Ringer's solution (RS), and with the friction operations intense the corrosion process. For this solution also the wear of the metal samples was much higher. The effects of tribocorrosion were changes of roughness and hardness on contact surface. In the case of Ringer's solution appears the tough oxidation layer on metal surface.

After experiments the observation of corrosion cells on the rubbing surfaces will appear and has been observed and analyzed using SEM and EDX techniques

There is a need to mention that the investigation of friction and corrosion phenomena is not simple and determines the usage of special apparatus and techniques [1]. The construction of a tribocorrosion equipment requires special attention and a set of design considerations during designing process [2].

### References

[1] Dobrowolska A., Kowalewski P., Ptak A., Influence of the lubricating fluid on the changes on rubbing metallic biomaterials surface, *Colloids and Surfaces A: Physicochem. Eng. Aspects* 480 (2015) 419–425,

[2] Mathew M., Uth T., Hallab N., Pourzal R., Fischer A., Wimmer M., Construction of a tribocorrosion test apparatus for the hip joint: validation, test methodology and analysis, *Wear* 271 (9) (2011) 2651–2659.

[3] Kowalewski P., Wieleba W., Stanowisko do badania tarcia w złożonym ruchu toczoślizgowym, *Tribologia*, 2007.

## ВЛИЯНИЕ ЛЕГИРОВАНИЯ НА ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КРЕМНИЕВЫХ НАНОНИТЕЙ

Г.К. Мусабек<sup>1</sup>, К.К. Диханбаев<sup>1</sup>, В.А. Сиваков<sup>2</sup>, Д. Ермухамед<sup>1</sup>, А.С. Курмаш<sup>1</sup>,  
З.А. Сулейменова<sup>1</sup>

<sup>1</sup>КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан

<sup>2</sup>Лейбниц Институт фотонных технологий, Йена, Германия

Кремниевые нанонити являются одним из наиболее интересных объектов теоретических и экспериментальных исследований в сфере материаловедения в течение последних 10 лет. Достаточно подробно изучены методы получения кремниевых нанонитей с заданной геометрией [1] и их физические свойства [2]. Известно, что оптические свойства кремниевых нанонитей существенно отличаются от свойств объемного кремния [3].

Исследуемые образцы кремниевых нанонитей были получены методом металлостимулированного химического травления подложек монокристаллического кремния р-типа, с пространственной ориентацией (100) и удельным сопротивлением 1-5 Ом\*см, с полированной и шлифованной поверхностями. Процесс формирования кремниевых наноструктур состоял из трех этапов: 1) осаждение частиц серебра на поверхность подложки из водного раствора соли азотнокислого серебра, 2) химическое формирование нанонитей в растворе на основе смеси плавиковой кислоты и перекиси водорода, 3) удаление остаточных частиц серебра с поверхности выращенной наноструктуры. Контроль высоты получаемых нанонитей осуществлялся с помощью регулирования длительности процесса химического травления подложки. В описываемых экспериментах времена роста наноструктур изменялись в диапазоне 1-3 минуты, время осаждения частиц серебра составило 30 секунд для образцов, полученных на полированных кремниевых подложках. Для образцов, полученных на шлифованной поверхности время осаждения частиц метала-катализатора составило 2 мин и времена травления изменялись в диапазоне 10-20 мин. Высота полученных массивов кремниевых нанонитей измерялась с помощью СЭМ.

Легирование образцов кремниевых наноструктурированных слоев осуществлялось путем термического отжига нанесенного жидкого легирующего состава с фосфором на поверхность образца, при помощи спин коутера, частота вращения спин коутера при нанесении легирующего состава составляла 1000 об./мин. Отжиг проводился при температурах в диапазоне 900-980<sup>0</sup>С, в течение 15-45 минут в печи в азотной и кислородной средах.

Исследовалось влияние легирования на отражение кремниевых нанонитей. Для этого были измерены спектры отражения кремниевых нанонитей до и после легирования атомами фосфора. Отмечено, что коэффициент полного отражения кремниевых наноструктур, полученных на шлифованной поверхности в УФ-ВИД диапазонах растет почти в 2 раза, а в ИК диапазоне падает на более чем 40%. Для образцов, полученных на полированной поверхности, коэффициент отражения УФ-ВИД диапазонах растет почти в 4 раза, а в ИК диапазоне незначительно падает.

[1] V.Sivakov, S.Christiansen // Journal of Nanoelectronics and Optoelectronics. 2012, Vol.7, pp. 583-590.

[2] M.Hasan, Md.F. Hug, Z.H. Mahmood. A review on electronic and optical properties of silicon nanowire and its different growth techniques.SpringerPlus 2013, 2:151, p.1-9.

[3] Gonchar K.A., Osminkina L.A., Galkin R.A., Gongalsky M.B., Marshov V.S., Timoshenko V.Yu., Kulmas M.N., Solovyev V.V., Kudryavtsev A.A., Sivakov V.A. Growth // Journal of Nanoelectronics and Optoelectronics. 2012, Vol.7, pp. 602-606.



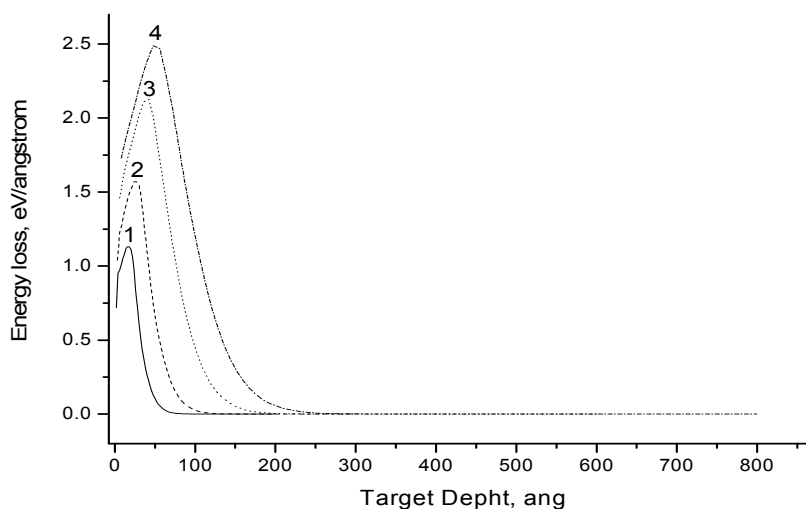
## МОДЕЛИРОВАНИЕ НА ЭВМ РАДИАЦИОННЫХ ЯВЛЕНИЙ В КРЕМНИИ И В ДИОКСИДЕ КРЕМНИЯ

А.И. Купчишин<sup>1,2</sup>, Т.А Шмыгалева<sup>2</sup>, Е.В. Шмыгалев<sup>1</sup>

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

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

Проведена работа по получению наноразмерных треков, распределений по глубине ионов, потерь энергии на ионизацию при облучении Si потоком частиц различных энергий с помощью пучков легких и тяжелых ионов и разработке химической технологии травления треков. Выполнены исследования радиационного формирования нанокластеров в кремнии, а также в диоксиде кремния и их перестройки при облучении. Предложена физико-химическая модель получения наноразмерных треков с помощью пучков легких и тяжелых ионов и электронов. Процесс прохождения высокоэнергетических частиц при этом происходит по двум направлениям: 1. Упругие и неупругие взаимодействия ионов с электронами и возбуждение атомов. 2. Упругие соударения налетающих и проходящих частиц непосредственно с атомами среды. При этом первичные ионы тратят на этот вид взаимодействия менее 1% своей энергии. В качестве примера, на рисунке 1 приведено распределение потерь энергии на ионизацию при облучении Si потоком протонов различных энергий. Все кривые имеют максимум и далее убывают медленно с глубиной.



1 – 50 эВ; 2 – 100 эВ; 3 – 200 эВ; 4 – 300 эВ

Рисунок 1 – Распределение потерь энергии на ионизацию при облучении Si потоком протонов различных энергий

## ИСПЫТАНИЕ ПЛЕНОЧНОГО ПОЛИТЕТРАФТОРЭТИЛЕНА НА ПОВТОРНО-ВОЗОБНОВЛЯЕМУЮ НАГРУЗКУ

А.И. Купчишин<sup>1,2</sup>, Б.Г. Таипова<sup>1</sup>, М.Н. Ниязов<sup>1</sup>

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

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

Элементы конструкций и многие другие детали механизмов подвергаются динамическим нагрузкам в виде колебаний и вибраций. При этом под колебаниями и вибрациями понимается повторно-переменные нагрузки различного вида. Этот вид испытания для деталей будет называться циклической нагрузкой, которая влияет на долговечность и наносит усталые повреждения [1]. Образование и распространение дефектов в полимерных материалах, заменяющих металлы и другие традиционные материалы, с повышением температуры облегчается из-за большого относительного влияния термически активируемых процессов [2]. Температуры, превышающие пятьдесят процентов температуры плавления, приводят к ползучести (уменьшению вязкости) материалов, что влияет на их деформационно-прочностную характеристику и приводит к заметному ощущению частоты нагрузки. При частых перепадах температуры благодаря возникновению термических напряжений также может произойти усталостное разрушение. При помощи зависимости деформационных процессов от времени и влияния окружающей среды определяется влияние частоты циклов нагрузки на долговечность [3]. Как же будет вести себя полимер, если при испытании растяжении прекратить на определенное время, а потом возобновить и продолжать подобное действие? Естественно для металлов при остановке опыта сила перестанет меняться. Однако полимеры, в отличие от металлов, закону Гука подчиняются в малой области. В качестве материала нами был использован политетрафторэтиленовая пленка (фторопласт) толщиной  $(100 \pm 0,5)$  мкм, которая имела стандартные параметры длины и ширины. Испытания проводились на модернизированной разрывной установке на основе РУ-50 (разрывная установка с максимальным усилием 50 кН). Механические испытания, подобные данному эксперименту, часто определяют ресурс (долговечность) изделий в связи с повторением циклов «запуск – работа – остановка». Выявлено, что в момент прекращения растяжения механическое напряжение начинает убывать. Степень уменьшения воздействующей силы пропорционально времени остановки. Поведение образца повторяется до его полного разрыва. Такое поведение материалов связано со структурой этих материалов. Создается воображение того, что молекулы фторопласта были не готовы к столь быстрому механическому воздействию, но после остановки имеющееся напряжение распределяется между молекулами полимера. В строении фторопласта имеется регулярность и симметрия молекулярных цепей, которые создают плотную упаковку. Однако сами связи достаточно слабы. Отметим, что наряду с прочностью связи атома углерода с атомами фтора существенное значение имеет размер атома фтора. При остановке растяжения напряжение политетрафторэтиленовой пленки начинает уменьшаться. Возобновление нагрузки на ранее растягиваемый материал приводит к моментальному восстановлению механического напряжения. Циклическая нагрузка не влияет на значение предела прочности и максимальное удлинения политетрафторэтилена.

1. Фторполимеры: пер. с англ. под ред. И.Л.Кнунянца, В.А. Пономаренко / под ред. Л. Уолла. – М.: Мир, 1975. – 444 с.

2. Истомин Н.П., Семенов А.П. Антифрикционные свойства композиционных материалов на основе фторполимеров. – М.: Наука, 1981. – 146 с.

3. Михайлин Ю.А. Фторопласты // Полимерные материалы. Изделия. Оборудование. Технологии. – 2004. – № 2(57). – С.24 – 27.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ДЕФОРМАЦИОННО-ВРЕМЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПЛЕНОЧНЫХ МАТЕРИАЛОВ

А. И. Купчишин<sup>1,2</sup>, М. Н. Ниязов<sup>1</sup>

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

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

Деформация твердого тела имеет место всегда, в случае действия на него сил, независимо от того покоится ли оно или находится в движении. С увеличением величины этих сил тело растягивается или сжимается. Расстояние между отдельными частицами увеличивается или уменьшается, тело деформируется [1]. Деформация претерпевает перемены при изменении только приложенных сил или нагрузок, при постоянной же действующей силе – деформация, остается постоянной. Законы, связывающие силу и деформацию, в общем случае очень непросты и не только потому, что и те и другие довольно неравномерно распределены в различных частях тела, но и потому, что обычно связь между ними не ограничена однозначным смыслом и зависит от величины и характера изменений приложенных воздействий, структуры материала и других причин. Механические испытания проводятся не только для металлов, диэлектриков, но и для других твердых тел. Это относится и к полимерам, тканям, композитам, веревкам и т.д. [2]. Механические испытания твердых тел на ее различные виды проводятся на разрывных установках. Первые разрывные установки работали по принципу гидравлического пресса. Такие установки действуют на основе закона Паскаля и до сих пор не потеряли своей актуальности. Однако после создания электродвигателей, установки стали ими оснащаться. Примером такой установки может служить и разрывная машина типа «РУ-50». Данная установка находится в КазНПУ им. Абая и нами существенно модернизирована. Она имеет предельное усилие 50 кН. На данный момент на ней испытываются полимеры и композиты. Модернизированная установка выполнена на основе РУ-50 и состоит из следующих частей: виброопоры, кожух, направляющая, винт, стол, захват, образец, подвижная траверса, датчик силоизмерителя, ограждения для винтов, неподвижная траверса, блок измерителя силы, блок индикации, блок задания модулей, блок автоматики, кнопочная станция, ограничитель хода, графопостроитель, блок питания, каркас, устройства соединителя, блок защиты, показания динамометра (дисплей данных), датчик силы, измеритель относительного удлинения, кнопочный пост модернизированной установки. Модернизированная установка на основе РУ-50, созданная нами, предназначена для испытания полимеров и композитов на их основана растяжение. Результаты показывают, что погрешность измерений составляет до пяти процентов. Проведена настройка модернизированной установки, отработана статистика испытаний.

### Литература

1. Polyamic acids and polyimides. Synthesis, transformations and structure / Ed. by M. I. Bessonov, V. A. Zubkov. London-Tokyo: CRC Press, 1993. – 373p.
2. Пак В.М. Успехи в создании и применении композиционных материалов на основе полимерной пленки для изоляции вращающихся электрических машин// Электротехника. 2001. – № 6. – С. 15 – 21.

## ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СТРУКТУРЫ МАТЕРИАЛОВ, ОБЛУЧЕННЫХ ИОНАМИ

А.И. Купчишин<sup>1,2</sup>, Т.А Шмыгалева<sup>2</sup>, Е.В. Шмыгалев<sup>1</sup>

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

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

Теоретическое исследование структуры радиационных явлений в материалах проводилось в двух направлениях: 1. По известной методике с использованием программы «SRIM» и 2) С использованием разработанной нами программы «Каскад». Опишем пакет программ (ПП) SRIM, в котором реализуется метод Монте-Карло и «Каскад». Данный пакет программ предназначен для моделирования физических процессов, происходящих при прохождении частиц через вещество, возникновении каскадов атом-атомных соударений, генерации радиационных дефектов при облучении материалов быстрыми протонами, альфа-частицами и ионами. Он состоит из следующих блоков: 1) Ion Type – выбор типа иона из таблицы Менделеева; 2) Ion Energy – поле ввода стартовой энергии иона (первичного атома); 3) Ion Angle degrees – поле ввода угла влета иона (первичного атома); 4) Completed – конечное число рассчитываемых ионов (первичных атомов); 5) Show live data – блок вызова информации о координатах атома; 6) Plot Window – окно графиков; 7) Max Target Depth – блок ввода толщины мишени; 8) Collision Plots – окно вывода графиков столкновений; 9) XY-Longitudinal – блок визуализации изображения каскада столкновений в координатных осях XY; 10) XZ-Longitudinal – блок визуализации изображения каскада столкновений в координатных осях XZ; 11) XY-Ions Only – блок визуализации изображения каскада столкновений в координатных осях XY; 12) YZ-Lateral – блок визуализации изображения каскада столкновений в координатных осях YZ; 13) Background color White/Black – блок выбора цвета фона графика; 14) Distributions – окно распределений; 15) File – ввод названия файла данных; 16) Plot – активизация вывода графика соответствующего распределения; 17) Ion Distribution – блок вывода графика ионного распределения в материале; 18) Ion/Recoil Distribution – блок вывода графика распределения ионов, атомов отдачи в материале мишени; 19) Lateral Range – блок вывода графика поперечного распределения ионов / первичных атомов в материале мишени; 20) Ionization – блок (окно) вывода графика распределения ионных потерь первичных атомов в материале мишени; 21) Phonons – блок (окно) вывода графика распределения фононов в материале мишени; 22) Energy to Recoils – блок вывода графика распределения энергии отдачи в материале мишени; 23) Damage Events – блок вывода графика распределения дефектов в материале мишени; 24) Integral Sputtered – блок вывода графика интегрального распыления (не для модели Кинчина-Пиза); 25) Differential Ions – блок вывода графика дифференциального распыления материала мишени; 26) Ion Range – кнопка вывода графика ионного распределения; 27) Backscattered Ions – кнопка (окно) вывода графика обратнорассеянных ионов в материале мишени; 28) Transmitted Ions – система (окно) вывода графика распределения прошедших (насквозь) мишень ионов; 29) Collision Details – вывод файла протокола расчета; 30) Vacancies / Ion – окно вывода среднего количества вакансий на первичный ион (атом); 31) Sputtering/yield – усредненное распределение энергетических потерь, приходящихся на различные компоненты гетероструктур; 32) Random Number counter – окно вывода датчика случайных чисел. Получено, что с ростом энергии кривые распределений ионов по глубине смещаются вправо, что связано с увеличением полного пробега падающих частиц. С ростом атомного номера имплантированных ионов максимум распределений смещаются влево, что обусловлено уменьшением пробега на смещение и увеличением числа взаимодействий. Для выравнивания этих распределений производился электронный отжиг.

## ПЫЛЕВЫЕ ЧАСТИЦЫ И ПЫЛЕВЫЕ ОБЛАКА В ПЛАЗМЕ ТЛЕЮЩИХ РАЗРЯДОВ

Г.И. Сухинин, А.В. Федосеев

*Институт теплофизики СО РАН, пр. Лаврентьева 1, Новосибирск 630090, Россия*

Пылевая или комплексная плазма представляет собой ионизованный газ, содержащий электроны, ионы и частицы конденсированного вещества микронного или нано-метрового размера. Пылевая плазма распространена в космическом пространстве (планетарных кольцах, межзвездных облаках, хвостах комет), в установках полупроводниковой индустрии, термоядерных и плазмохимических реакторах [1]. В лабораторных условиях пылевая плазма наблюдается в виде облаков пылевых частиц в приэлектродных слоях высокочастотных разрядов, в стратах тлеющих разрядов постоянного тока [2, 3]. При высокой концентрации пылевых частиц комплексная плазма становится неидеальной, в ней возможно образование различных упорядоченных пылевых структур и протекание различных коллективных процессов [1].

В данной работе рассматриваются исследования по пылевой плазме в тлеющих разрядах постоянного тока, проводившиеся последнее десятилетие в ИТ СО РАН (Новосибирск), ОИВТ РАН (Москва) и НИИЭТФ, КазНУ им. Аль-Фараби (Алматы).

1. В работах [4-6] исследовалось взаимное влияние параметров пылевой плазмы (плотности нейтрального газа, плазмы и пылевой компоненты, ФРЭЭ, параметра Хавнеса  $P_H$ , заряд пылевых частиц). Было показано, что при больших концентрациях пылевых частиц в плазме потери электронов и ионов на пылевых частицах должны компенсироваться за счет увеличения частоты ионизирующих столкновений в плазме. Повышение концентрации пылевых частиц приводит к росту электрического поля внутри пылевого облака, уменьшению плотности электронов по сравнению с плотностью ионов и снижению заряда пылевых частиц [6].

2. В стратифицированном тлеющем разряде постоянного тока с пылевыми частицами был зарегистрирован экспериментально и подтвержден численными расчетами эффект смещения распределения оптической эмиссии относительно распределения электрического поля [7]. Показано, что пылевые частицы левитируют в стратах только с анодной стороны.

3. В работе [8] представлена самосогласованная модель положительного столба тлеющего разряда постоянного тока с пылевыми частицами для радиальных распределений параметров плазмы и пылевой компоненты в аксиально однородном тлеющем разряде. Показано, что ионизационный баланс в разряде с пылевыми частицами имеет нелокальный характер. Прирост числа электронов и ионов в процессах ионизации происходит в основном в области между пылевым облаком и стенками трубки, в то время как их гибель происходит в области пылевого облака и на стенках трубки. В области пылевого облака скорости ионизации и рекомбинации выравниваются, радиальные потоки электронов и ионов становятся равными нулю, а радиальное электрическое поле вытесняется из области пылевого облака.

4. В работах [9-11] исследовалось влияние силы ионного дрэгга на пылевые частицы. Было показано, что если сила ионного дрэгга в центре разрядной трубки меньше электростатической силы, в пылевой плазме тлеющего разряда не формируется вояд, и все пылевое облако сосредотачивается вокруг оси разрядной трубки. Если же сила ионного дрэгга превосходит электростатическую силу в центре разрядной трубки, в центральной части разрядной трубки формировалась область свободная от пылевых частиц – образовывался вояд. Радиальная компонента электрического поля, радиальные потоки электронов и ионов вытеснялись из области пылевого облака. Оказалось также, что плазма внутри вояда более плотная и горячая, чем в окружающей его пылевой плазме.

5. В работах [12,13] обнаружено и рассмотрено интригующее явление формирования пылевых облаков в стратах сферического разряда, и возникновения квазипериодического процесса накопления пылевых частиц, их взрывного деления на два облака, разлетающихся в противоположных направлениях. Обнаружено, что скорости разлетающихся пылевых облаков затухают в десятки раз медленнее, чем это могло определяться силой нейтрального трения Эпштейна.

6. В работе [13] рассматривается процесс поляризации плазмы вокруг пылевой частицы, помещенной во внешнее электрическое поле. Процесс важен для понимания формирования структур в пылевой плазме.

#### Литература

[1] Фортвов В.Е., Храпак А.Г., Храпак С.А., Молотков В.И., Петров О.Ф. Пылевая плазма // Успехи физических наук. Т. 174, № 5. С. 495-544 (2004).

[2] T. S. Ramazanov, K. N. Dzhumagulova, A. N. Jumabekov, and M. K. Dosbolayev. Structural properties of dusty plasma in direct current and radio frequency gas discharges // Phys. Plasmas, 15, 053704 (2008).

[3] Markus H. Thoma et. al. Recent Complex Plasma Experiments in a DC Discharge // IEEE TRANSACTIONS ON PLASMA SCIENCE, VOL. 38, NO. 4, (2010).

[4] G.I. Sukhinin, A.V. Fedoseev, T.S. Ramazanov, K.N. Dzhumagulova, R.Zh. Amangaliyeva. Dust Particle Charge Distribution in a Stratified Glow Discharge // J. Phys. D.: Appl. Phys., Vol. 40, 7761-7765, (2007).

[5] А.В. Федосеев, Г.И. Сухинин, Т.С. Рамазанов, С.К. Коданова, Н.Х. Бастыкова. Взаимное влияние плазмы тлеющего разряда и пылевых частиц // Теплофизика и аэромеханика, том 18, № 4, с. 645-658, (2011).

[6] G.I. Sukhinin, A.V. Fedoseev. Influence of dust-particle concentration on gas-discharge plasma // Phys. Rev. E., 81, 016402 (2010)

[7] G.I. Sukhinin, A.V. Fedoseev, T.S. Ramazanov, R.Zh. Amangaliyeva, M. Dosbalaev, A. Zhumabekov. Non-local Effects in a Stratified Glow Discharge with Dusty Particles. // J. Phys. D.: Appl. Phys., Vol. 41, p. 245207, (2008)].

[8] G. I. Sukhinin, A.V. Fedoseev, S. N. Antipov, O. F. Petrov, and V. E. Fortov, Dust particle radial confinement in a dc glow discharge. // Phys. Rev. E., 87, 013101 (2013)

[9] G. I. Sukhinin, A.V. Fedoseev, M.V. Salnikov, S. N. Antipov, O. F. Petrov, and V. E. Fortov, Influence of ion drag force on radial distribution of dust particles and void formation in a DC glow discharge. // EPL, 103, 35001 (2013).

[10] A. V. Fedoseev, G. I. Sukhinin, M. K. Dosbolayev, and T. S. Ramazanov. Dust-void formation in a dc glow discharge. // Phys. Rev. E 92, 023106(9) (2015).

[11] A.V. Fedoseev, G. I. Sukhinin, A.R. Abdirakhmanov, M.K. Dosbolayev, and T. S. Ramazanov // Voids in Dusty Plasma of a Stratified DC Glow Discharge in Noble Gases // Contrib. Plasma Phys. 56, No. 3-4, 234 – 239 (2016).

[12] S. Z. Sakhapov, A. V. Fedoseev, G. I. Sukhinin and S. A. Novopashin. Formation and

**ӘЛІПБИЛІК КӨРСЕТКІШ**

**INDEX**

**МАЗМҰНЫ**

**CONTENT**

## ӘЛІПБИЛІК КӨРСЕТКІШ INDEX

### А

Abishev M. 64  
Aldiyarov A., Алдияров А.У. 157, 168  
Almenova A. 35  
Arzimbetova M. 55  
Aldabergenova T. 271  
Абдирахманов А.Р. 118  
Абдиреймова Г.Р. 225  
Абдрахманов А.Р. 81  
Абдукадыров М.А. 254  
Абдуллин Х.А. 236, 248, 250, 257, 263, 265, 269  
Абдурахманов Ж.З. 34  
Агишев А.Т. 179, 190  
Адамбек Г.А. 109  
Азнабаев Д.Т. 63  
Айдабол С.Қ. 134  
Аимбетов А.А. 4  
Аканаев А.Б. 185  
Аканаев Б.А. 185  
Акильдинова А.К. 68  
Албанбай Н. 193  
Александренко В.В. 183  
Алиаскаров Р.К. 238, 243  
Алибеков С.Т. 40  
Алимгазина Н.Ш. 58, 181, 186, 188, 193  
Амангелді А. 60  
Амиров С.М. 90  
Амирханова К.М. 250  
Амренова А.У. 109, 115, 116  
Антощенко В.С. 211, 234  
Антощенко Е.В. 211, 234  
Архипов Ю.В. 74, 92  
Арыстан А. 128  
Асилбаева Р.Б. 179  
Аскарова А.С., Аскарова Ә.С., Askarova A. 122, 124, 126, 128, 136, 140, 143, 153, 158  
Аскарулы А. 74, 92  
Аскербеков С.К., Askerbekov S.K. 48, 49, 50, 51, 52  
Атабаев И.Г. 259  
Аулбаева А.Р. 164  
Афанасьева Н.В. 36  
Ахтанов С.Н. 175  
Ашикбаева А.Б. 74, 92

### В, Б

Balgimbekov G., Балгимбеков Г.Ш. 53, 60  
Baurzhan A. 157  
Beisenova A.D. 35  
Borisov A. 39  
Boshkayev K., Бошкаев К.А. 52, 53, 54, 55, 60  
Botantayeva G.E. 213  
Brodyagina M. 268  
Bronczyk A. 271  
Burkova N.A., Буркова Н.А. 36, 38  
Бабашева Д. 162  
Базылова Д. 132

Баймулдин Р.В. 148  
Байсагов Я.Ж. 166  
Бактиярова А.Б. 90  
Балагуров А.М. 61  
Бастыкова Н.Х. 110, 111  
Батрышев Д.Г. 208, 236, 248, 257  
Бейсебаева А.С. 177, 181  
Бейсенов Р.Е. 267  
Бейсенов Х.И. 153  
Бекбаев А.К. 63  
Бекетаева М.Т. 122  
Бекмұхамет А. 124, 126  
Березовская И.Э. 126  
Бижанов А. 220  
Бияшева З.М. 12, 40  
Болатбекова А.Б. 263  
Болегенова С.А., Бөлегенова С., Bolegenova S. 122, 124, 126, 128, 136, 140, 143, 153, 158  
Бониц М. 72  
Буркова Н.А. 36, 38  
Бришева Ж.Н. 54, 60  
Быченко А.Н. 34

### В

Валиолда Д.С. 47  
Васильев М.М. 4  
Воронова Н.А. 218

### С

Chubenko A. 39  
Cicero G. 269

### Г

Габдулин А.Ж. 78  
Габдуллин М.Т. 4, 68, 70, 79, 86, 88, 208, 215, 236, 248, 250, 257  
Габдуллина А.Т. 109, 115, 116  
Габдуллина Г.Л. 93  
Габитов И.Р. 94, 101  
Габитова З.Х. 143, 158  
Гладких Т.М. 10  
Голубев И.С. 166  
Гревцева Т.Ю. 172, 179, 195  
Гриценко Л.В. 263, 269  
Гусейнов Н.Р. 238, 243  
Гученко С.А. 145, 164, 246

### Д, Д

Daineko Y. 268  
Dalkarov O. 39  
Danlybaeva A.K. 44  
Dzhunushaliev V. 6, 14  
Давлетов А.Е. 92, 94, 96, 101  
Дамбиев Ц.Ц. 150, 155  
Данияров Т.Т. 68, 70, 79  
Даутбекова Н.К. 269  
Джалалов Т.А. 255



Джансейтов Д.М. 47  
Джумагулова К.Н. 4, 72, 76, 84, 98  
Диаб Н.А.Н. 10  
Диханбаев К.К. 272  
Донко З. 72, 111  
Досболаев М.К. 4, 68, 70, 79, 81, 86, 88, 105, 107, 118, 208  
Дробышев А. 8, 147  
Дубовцев Д.Ю. 92  
Дуйсебаев А. 31, 32  
Дуйсебаев А.Д. 61  
Дуйсебаев Б.А. 31, 32  
Дьячков В.В. 10, 12, 16, 23, 25, 27, 29, 40, 203  
Дьячков Л.Г. 4

## Е

Ергалиева А.Б. 143, 158  
Ережеп Н.О. 56  
Еремин Е.Н. 246  
Еримбетова Л.Т. 96  
Ерлан С. 103  
Ерланулы Е. 79, 208, 236  
Ермухамед Д. 272  
Есеналиева А. 132  
Есырев О.В. 223

## Ж

Жалекешов А. 220  
Жами Б.А., Zhami B. 53, 60  
Жанабаев З.Ж. 172, 175, 177, 179, 190, 195, 205  
Жанабаева А.Е. 195  
Жантаев Ж.Ш. 4  
Жаугашева С.А. 47  
Жексебай Д.М. 172  
Жексен Ұ.Ж. 168  
Желтов Д.А. 34  
Жолдыбаев Т.К. 27, 31, 32  
Жукешов А.М., Жүкешов А.М. 103, 109, 115, 116  
Жумабаев А.И. 58  
Жуманазаров А. 241  
Жумаханова Г.Д. 54  
Жураев Х.Н. 259  
Жұмабек С. 109

## З

Зарипова Ю.А. 10, 12, 16, 18, 23, 25, 27, 29  
Заурбекова Ж. 52  
Захожай О.В. 188  
Здоровец М.В. 183

## И, И

Iralakova M. 268  
Ибраев Б.М. 103  
Иванов И.А. 183  
Изтлеуов Н.Т. 186  
Имамбеков О.И. 33  
Имамов Э.З. 255  
Иманбаева А.К. 201, 205  
Исанова М.К. 113

Исатаев М.С. 130, 132, 162  
Искаков Б.А. 58  
Исмаилов А. 130  
Исмаилов Д.В. 215, 236, 248, 250, 257  
Исмаилов К.М. 31, 32  
Исмайлов Б.К. 222  
Исмайлов К.А. 222, 225

## К, К, Қ

Kalymova Zh., Қалымова Ж.А. 53, 60  
Kološ M. 46  
Kowalewski P. 271  
Кабирова Г.М. 34  
Кайканов М.И. 105, 107  
Каликулов О.А. 56, 58  
Карджилов Н. 61  
Карибаев Б.А. 205  
Касымханова Г.С. 197  
Каюпов Б.А. 215  
Кенжаев З.Т. 225  
Кенжебаев Н.Б. 79  
Кенжина И.Е., Kenzhina I. 48, 49, 50, 51, 52, 56  
Керимбеков Д.С. 215, 236, 248, 250, 257  
Кисан А. 94  
Коданова С.К. 110, 111, 113  
Кожажулов Е.Т. 172, 179  
Козин С.Г. 183  
Колобердин М.В. 183  
Комаров А.А. 42  
Коршиков Е. 8  
Кубич В.И. 138  
Кудышев Ж.А. 101  
Кульсартов Т.В., Kulsartov T. 48, 49, 50, 51, 52  
Кумекоев С.Е. 263  
Купчишин А.А. 218, 219  
Купчишин А.И. 210, 217, 218, 219, 223, 227, 228, 229, 230, 231, 232, 233, 240, 245, 273, 274, 275, 276  
Куратов К.С. 181, 186, 188  
Куратова А.К. 181, 186, 188  
Курахмедов А.Е. 183  
Курмаш А.С. 272  
Қантай Г.Ф. 51

## Л, Л

Lebedev I.A. 44  
Лаврищев О.А. 169, 211, 234  
Лаурина В.Ч. 145, 246  
Ленник С.Г. 34  
Ли С.Л. 248  
Ливенцова А.С. 34  
Лисицын В.М. 218, 219, 265  
Лукьященко В.Г. 155

## М

Mazhrenova N. 136, 160  
Muccino M. 52  
Mukhamedshin R. 39  
Майлыбаев А.Т. 181, 186  
Максимов В.Ю. 122, 128, 134, 14, 143  
Манаков С.М. 261

- Манапбаева А.Б. 181, 186, 188  
 Мархабаева А.А. 265  
 Машеева Р.У. 72  
 Медетов Б.Ж. 193  
 Мележик В.С. 47  
 Мереке А.Л. 267  
 Мессерле В.Е. 148, 150, 155  
 Мигунова А.А. 211  
 Мирошниченко А.С. 181  
 Молдабеков Ж.А. 4, 78, 90, 103, 111, 116  
 Молдабеков Ж.М.  
 Момынов С.Б. 101  
 Морзабаев А.К. 183  
 Моссэ А.Л. 148, 150, 155  
 Мукашев К. 252  
 Муминов Р.А. 255  
 Мурадов А. 252  
 Муратов Д.А. 267  
 Муратов М.М. 83  
 Мусабек Г.К. 272  
 Мухамедрысқызы М. 115  
 Мухаметкаримов Е.С. 96  
 Мұхаметұлы Б. 61  
 Мясников М.И. 4
- N, H**
- NamR. 39  
 Niyumanova A. 136, 160  
 Нағашыбай Ж. 124  
 Намазбаев Т. 205  
 Насурлла М. 31, 32  
 Наурызбаева А.Ж. 58, 181, 193, 197  
 Наурызбаев М.К. 223  
 Немкаева Р.Р. 238, 243, 265  
 Ниязов М.Н. 229, 231, 232, 233, 274, 275  
 Ниязымбетов А.І. 83  
 Нускабекова А.Ш. 164  
 Нұрғалиева Қ.Е. 100
- O**
- Омаралина А. 132  
 Омирбеков Д.Б. 86, 88  
 Оразбаев С.А. 86, 88  
 Оскомов В.В. 56, 58  
 Оспанова Ш. 124, 126  
 Отт Т.  
 Отыншиева Н.А. 134
- P, П**
- Pavluchenko V. 39  
 Piskal V. 39  
 Puchkov V. 39  
 Пазыл А.С. 68  
 Петров О.Ф. 4  
 Портнов В.С. 145, 166
- Q**
- Qvuedo H. 64
- R, P**
- Rakhat B. 157  
 Rueda J.A. 52  
 Разкул Б. 162  
 Рақыметов Б.А. 267  
 Рамазанов Т.С. 4, 68, 70, 72, 76, 78, 79, 81, 86,  
 88, 90, 8, 105, 107, 110, 111,  
 113, 118, 208, 236, 257  
 Рамос М. 147  
 Рахымжанқызы Д. 197  
 Рейнхольц Х. 76  
 Роепке Г. 76  
 Ростом А.М. 118  
 Рысбекова Ж. 115  
 Рязгузов А.П. 238, 243
- S, C**
- Sadykov A. 21  
 Sadykov T.Kh. 35, 39  
 Sekerbayev K.S. 213  
 Shaulov S. 39  
 Shepetov A. 39  
 Савин С.Ф. 4  
 Сагинаева А.С. 140  
 Садуев Н.О. 56, 58  
 Садыков Б.М. 31, 32  
 Саймбетов А.К. 222  
 Сальников М.В. 118  
 Самбаев Е.К. 183  
 Сарбай С.А. 248, 250  
 Саргужина М.К. 169  
 Сейдулла Ж.К. 130, 132  
 Сейтимбетов А.М. 186  
 Серик К. 103, 116  
 Сиваков В.А. 272  
 Ситдиқов Ж.Ж. 148  
 Сламия М. 86  
 Слямова Э.С. 113  
 Соколов Д. 147  
 Солонухин В.П. 34  
 Сомсиков В.М. 20  
 Стржемечный Ю. 8  
 Суйинжанова У. 130  
 Сулейменова З.А. 272  
 Сухинин Г.И. 118  
 Сызганбаева С.А. 92  
 Сыздыкова А.Ш. 164
- T**
- Tanashev M. 268  
 Taukenova A. 53, 55  
 Taurbayev E.T. 213  
 Tautayev Y.M. 35, 39  
 Temiraliev A.T. 44  
 Timoshenko V.Yu. 6  
 Tkachenko A.S. 38  
 Toktarbay S. 64  
 Tursunov A. 46  
 Тажен А.Б. 105, 107  
 Таипова Б.Г. 227, 228, 230, 231, 245, 274  
 Тапалова Р.Б. 40  
 Темирбаев А.А. 205  
 Тихонов А.В. 105

Ткаченко И.М. 74, 92  
Тлебаев К.Б. 229, 240  
Тлеубаева И.С. 195  
Токмырзаева Ж.Б. 201  
Токсаба Ж.А. 33  
Толбай А.Б. 48  
Толуев Г. 130, 132, 162  
Төреханова Қ.М. 90  
Тронин Б.А. 217  
Тугелбаева А. 162  
Туляганова Ш.А. 199  
Турбекова А.Г. 153  
Турманова Г. 241

#### **U, Y**

Ulykrapov D. 268  
Urazalina A. 14  
Умбеталиева З.С. 93  
Умбеткалиев К.А. 150, 155  
Умирзаков А.Г. 267  
Усеинов Б.М. 103  
Усербаев Б.Ж. 128  
Устищенко А.Б. 148  
Утегенов А.У. 105  
Утей Ш.Б. 56

#### **Y**

Үсенов Е.А. 4, 68, 70

#### **W**

Wieleba W. 271

#### **Y**

Yunnikova M. 268

#### **Ф**

Файзуллаева Ж. 52  
Федосеев А.В. 118  
Фермахан Қ. 109, 115

Фортов В.Е. 4  
Францев Ю.В. 211, 234

#### **X**

Хамитова К.К. 215  
Хартман П. 72  
Ходарина Н.Н. 223  
Хохлов С.А. 177, 190

#### **Ч**

Чебакова Е.А. 51  
Чихрай Е.В., Chikhray Y.V. 48, 49, 50, 51, 52

#### **Ш**

Шакиров А.Л. 10, 12, 23, 203  
Шаленов Е.О. 76  
Шарафутдинова Д.Н. 36  
Шарибаев М.Б. 220, 241  
Шаханов К.Ш. 217  
Шестаков В.П., Shestakov V.P. 48, 49, 50, 51, 52  
Шинбаева А. 147  
Шинболатов С. 58  
Шмыгалев Е.В. 219, 233, 273, 276  
Шмыгалева Т.А. 219, 273, 276

#### **Щ**

Щур Д.В. 236, 257

#### **Z**

Zastrozhnova N.N. 35, 39  
Zhukov V. 39

#### **Ю**

Юлдашев А. 241  
Юров В.М. 138, 145, 166, 246  
Юшков А.В. 10, 12, 16, 23, 25, 27, 29

#### **Я**

Яр-Мухамедова Г. 2

**МАЗМҰНЫ**  
**CONTENT**

**ПЛЕНАРЛЫҚ БАЯНДАМАЛАР**  
**PLENARY REPORTS**

ЭКСПЕРИМЕНТЫ «ПЛАЗМЕННЫЙ КУЛОНОВСКИЙ КРИСТАЛЛ» В УСЛОВИЯХ МИКРОГРАВИТАЦИИ  
Т.С. Рамазанов, Л.Г. Дьячков, К.Н. Джумагулова, М.Т. Габдуллин, М.Қ. Досболаев,  
Е.А. Үсенов, Ж.А. Молдабеков, О.Ф. Петров, М.М. Васильев, М.И. Мясников,  
В.Е. Фортов, С.Ф. Савин, Ж.Ш. Жантаев, А.А. Аимбетов ..... 4

FORMATION, PROPERTIES AND APPLICATIONS OF SILICON NANOPARTICLES  
VictorYu. Timoshenko ..... 6

NONPERTURBATIVE QUANTIZATION A LA HEISENBERG FOR NON-ABELIAN GAUGE  
THEORIES: TWO-EQUATION APPROXIMATION  
Vladimir Dzhunushaliev ..... 6

ИЗУЧЕНИЕ ДИНАМИЧЕСКИХ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК  
КРИОКОНДЕНСАЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЗАКИСИ АЗОТА И ЭТАНОЛА  
А. Дробышев, Е. Коршиков, Ю. Стржемечный ..... 8

**1-СЕКЦИЯ. Теориялық және ядролық физика**  
**SECTION 1. Theoretical and Nuclear Physics**

ИЗМЕРЕНИЕ ЛИНЕЙНЫХ КОЭФФИЦИЕНТОВ ПОГЛОЩЕНИЯ ГАММА-КВАНТОВ НА ПУЧКЕ  
УСКОРИТЕЛЯ ЭЛЕКТА AXESSE  
Т.М. Гладких, Н.А.Н. Диаб, В.В. Дьячков, А.Л. Шакиров, Ю.А. Зарипова, А.В. Юшков ..... 10

ГРАВИТАЦИОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЛИТОСФЕРНЫХ ПОДСТРУКТУР И ЗЕМЛИ  
С ЛУНОЙ КАК ПРЕДВЕСТНИКИ РАЗРУШИТЕЛЬНЫХ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ  
В.В. Дьячков, З.М. Бияшева, Ю.А. Зарипова, А.Л. Шакиров, А.В. Юшков ..... 12

EXTENDED OBJECTS CREATED BY DARK ENERGY  
V. Dzhunushaliev, A. Urazalina ..... 14

ЭНЕРГИЯ СВЯЗИ «ЧЕРНЫХ ДЫР» В МИКРО-, МАКРО- И МЕГАМИРЕ  
В.В. Дьячков, Ю.А. Зарипова, А.В. Юшков ..... 16

СИСТЕМАТИКА УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ СЕЧЕНИЙ РАССЕЯНИЯ  
АЛЬФА-ЧАСТИЦ И ДЕЙТРОНОВ НА МУЛЬТИКЛАСТЕРАХ  
Ю.А. Зарипова ..... 18

О ПОСТРОЕНИИ ОСНОВ ФИЗИКИ ЭВОЛЮЦИИ  
В.М. Сомсиков ..... 20

CAN BINARY STARS HOST LIFE?  
AidarSadykov ..... 21

РАДИАЦИОННОЕ ПРЕОДОЛЕНИЕ ЗАКОНА ХИРАЛЬНОЙ ЧИСТОТЫ  
КАК СЕКРЕТ ЗАРОЖДЕНИЯ ЖИЗНИ  
В.В. Дьячков, Ю.А. Зарипова, А.В. Юшков, А.Л. Шакиров ..... 23

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБНАРУЖЕНИЕ ДИСКРЕТНЫХ  
ВНУТРИЯДЕРНЫХ АФФИННЫХ РИМАНОВЫХ ПРОСТРАНСТВ  
В.В. Дьячков, Ю.А. Зарипова, А.В. Юшков ..... 25

МУЛЬТИКЛАСТЕРНЫЕ КИНЕМАТИЧЕСКИЕ ПЕТЛИ КАК ДОСТОВЕРНЫЙ ПРИЗНАК ИХ  
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ОБНАРУЖЕНИЯ  
Ю.А. Зарипова, В.В. Дьячков, Т.К. Жолдыбаев, А.В. Юшков ..... 27

РИМАНОВА ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА Ю.А. Зарипова, В.В. Дьячков, А.В. Юшков.....	29
ЭМИССИЯ ЛЕГКИХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ИЗ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИОНОВ $^3\text{He}$ С ЯДРОМ $^{112}\text{Sn}$ А. Дуйсебаев, Б.А. Дуйсебаев, Т.К. Жолдыбаев, Б.М. Садыков, К.М. Исмаилов, М. Насурлла.....	31
МЕХАНИЗМЫ РЕАКЦИЙ $^{103}\text{Rh}(p, px)$ , ИЗМЕРЕННЫХ ПРИ ЭНЕРГИИ ПРОТОНОВ 30 МЭВ А. Дуйсебаев, Б.А. Дуйсебаев, Т.К. Жолдыбаев, Б.М. Садыков, М. Насурлла, К.М. Исмаилов.....	32
РАССЕЯНИЕ ПИОНОВ НА ЯДРАХ $^8\text{He}$ И $^9\text{Be}$ В ТЕОРИИ ГЛАУБЕРА О.И. Имамбеков, Ж.А. Токсаба.....	33
ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ АНАЛИЗА В ИЗУЧЕНИИ РАДИОНУКЛИДНОГО И ЭЛЕМЕНТНОГО СОСТАВА ПРИРОДНЫХ ОБЪЕКТОВ ВОДНОГО БАССЕЙНА ТАСОТКЕЛЬСКОГО ВОДОХРАНИЛИЩА В.П. Солодухин, С.Г. Ленник, Г.М. Кабирова, А.С. Ливенцова, Ж.З. Абдурахманов, А.Н. Быченко, Д.А. Желтов.....	34
REGISTRATION OF ANGULAR DISTRIBUTION OF EXTENSIVE AIR SHOWER PARTICLES AT AN ALTITUDE 3340M ASL A. Almenova., A.D. Beisenova, T.Kh. Sadykov, Y.M. Tautayev, N.N. Zastrozhnova.....	35
МОДИФИКАЦИЯ РАДИАЛЬНЫХ ФУНКЦИЙ МОДЕЛИ ОБОЛОЧЕК ДЛЯ ГАЛО И СКИН СОСТОЯНИЙ ЯДРА $^{13}\text{C}$ Н.В. Афанасьева, Н.А. Буркова, Д.Н. Шарафутдинова.....	36
CROSS SECTION PARAMETRIZATION FOR THE HIGH SPIN ELASTIC SCATTERING N.A. Burkova, A.S. Tkachenko.....	38
NEW COMPLEX SETUP FOR REGISTRATION OF COSMIC RAY INTERACTIONS FROM EXTENSIVE AIR SHOWERS A. Borisov, A. Chubenko, O. Dalkarov, R. Mukhamedshin, R. Nam, V. Puchkov, V. Piskal, V. Pavluchenko, A. Shepetov, T.Kh. Sadykov, S. Shaulov, Y. Tautayev, V. Zhukov, N. Zastrozhnova.....	39
ПРАКТИЧЕСКИ ЗНАЧИМАЯ НОРМАТИВНО-ПРАВОВАЯ БАЗА ПО РАДОНУ В РЕСПУБЛИКЕ КАЗАХСТАН З.М. Бияшева, Р.Б. Тапалова, С.Т. Алибеков, В.В. Дьячков.....	40
ОБ УРАВНЕНИЯХ ДВИЖЕНИЯ ЗАДАЧИ ДВУХ ТЕЛ В МЕХАНИКЕ ОТО А.А. Комаров.....	42
NONLINEAR EQUATION OF QUARK-GLUON CASCADE А.Т. Темірәліев, І.А. Лебедев, А.К. Данлыбаева.....	44
MAGNETIC FIELD CONSTRAINTS FROM MICROQUASAR QPOS. A. Tursunov and M. Kološ.....	46
$^{11}\text{Be}$ ГАЛО ЯДРОСЫНЫҢ КУЛОНДЫҚ КҮЙРЕУІН ТЕОРИЯЛЫҚ ЗЕРТТЕУ Д.С. Валиолда, С.А. Жаугашева, В.С. Мележик, Д.М. Джансейтов.....	47
ВТГР РЕАКТОРЫНЫҢ ҰСАҚ ТҮЙІРШІКТІ ГРАФИТІМЕН СУ БУЫНЫҢ ӘРЕКЕТТЕСУ КЕЗІНДЕГІ ИЗОТОПТЫҚ ЭФФЕКТ С.К. Аскербеков, В.П. Шестаков, Е.В. Чихрай, Т.В. Кульсартов, И.Е. Кенжина, А.Б. Төлебай.....	48
ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНАЯ КОРРОЗИЯ СИСТЕМЫ C-SiC ВПАРАХ ВОДЫ Е.В. Чихрай, В.П. Шестаков, Т.В. Кульсартов, И.Е. Кенжина, С.К. Аскербеков.....	49
ИССЛЕДОВАНИЯ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО ОКИСЛЕНИЯ ГРАФИТА PGT И.Е. Кенжина, С.К. Аскербеков, В.П. Шестаков, Е.В. Чихрай, Т.В. Кульсартов.....	50

HIGH TEMPERATURE TESTS OF HTGR REACTOR MATERIALS V.P. Shestakov, I.E. Kenzhina, S.K. Askerbekov, Y.V. Chikhray, T.V. Kulsartov .....	51
МОЩНОСТИ ЭКВИВАЛЕНТНЫХ ДОЗ ОБЛУЧЕНИЯ В ЗЕМНОЙ АТМОСФЕРЕ ОТ ВСПЫШЕК НА СОЛНЦЕ Г.Ф. Қантай, Е.А. Чебакова .....	51
ОЦЕНКА КОЭФФИЦИЕНТОВ РАЗДЕЛЕНИЯ ИЗОТОПОВ ВОДОРОДА В СИСТЕМАХ НА ОСНОВЕ ВАНАДИЕВЫХ СПЛАВОВ Т. Кульсартов, Е. Чихрай, В. Шестаков, И. Кенжина, С. Аскербеков, Ж. Файзуллаева, Ж. Заурбекова .....	52
MAIN PARAMETERS OF NEUTRON STARS FROM QUASI-PERIODIC OSCILLATIONS IN LOW MASS X-RAY BINARIES KuantayBoshkayev, Jorge A. Rueda, and Marco Muccino .....	52
HOT WHITE DWARF STARS IN GENERAL RELATIVITY B. Zhami, K. Boshkayev, Zh. Kalymova, G. Balgimbekov, A. Taukenova .....	53
ИССЛЕДОВАНИЕ КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИХ ОСЦИЛЛЯЦИЙ Г.Д.Жумаханова, К.А. Бошқаев, Ж.Н.Бришева .....	54
MAGNETARS AS NEUTRON STARS AND WHITE DWARFS M.Arzimbetova, K.Boshkayev, A.Taukenova .....	55
УНИВЕРСАЛЬНАЯ СИСТЕМА СБОРА ДАННЫХ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ ИМПУЛЬСНЫХ СИГНАЛОВ В.В.Оскомов, Н.О.Садуев, О.А.Каликулов, И.Е.Кенжина, Ш.Б. Утей, Н.О.Ережеп .....	56
ИССЛЕДОВАНИЕ АНИЗОТРОПИИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ПРЕДЕЛЬНО ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ А.Ж.Наурзбаева, Н.Ш.Алимгазина, В.В.Оскомов, Н.О.Садуев, О.А.Каликулов, А.И.Жумабаев, Б.А.Искаков, С.Шинболатов.....	58
КЛАССИКАЛЫҚ ФИЗИКАДАҒЫ СТАТИКАЛЫҚ ЖӘНЕ АЙНАЛМАЛЫ АҚ ЕРГЕЖЕЙЛІ ЖҰЛДЫЗДАР Ж.А. Қалымова, Қ.А. Бошқаев, Б.А. Жами, Г.Ш. Балгимбеков, Ж.Н. Бришева .....	60
СТАТИКАЛЫҚ ДЕФОРМАЦИЯЛАНҒАН ДЕНЕНІҢ ГРАВИТАЦИЯЛЫҚ ӨРІСІНДЕ ГЕОДЕЗИЯЛЫҚ СЫЗЫҚТАРДЫҢ ОРНЫҚТЫЛЫҒЫН ЗЕРТТЕУ Амангелді А., Бошқаев Қ.А. ....	60
НЕЙТРОННОЙ РАДИОГРАФИИ И ТОМОГРАФИИ НА РЕАКТОРЕ ИБР-2 Б. Мұхаметұлы, А.М. Балагуров, Н. Карджилов, <u>Дуйсебаев А.Д.</u> .....	61
ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА $HT^+$ МОЛЕКУЛЯРНОГО ИОНА ВОДОРОДА. СВЕРХТОНКАЯ СТРУКТУРА. А.К. Бекбаев, Д.Т. Азнабаев .....	63
AXISIMMETRIC PERFECT FLUID SOLUTION WITH QUADRUPOLE M.Abishev, S.Toktarbay and H.Qveuedo .....	64
<b>2-СЕКЦИЯ. Плазма физикасы</b> <b>SECTION 2. Plasma Physics</b>	
НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ПЛАЗМА СТРУЙНОГО ТИПА ПРИ АТМОСФЕРНОМ ДАВЛЕНИИ А.С. Пазыл, А.К. Акильдинова, Е.А. Үсенов, Т.С. Рамазанов, М.Т. Габдуллин, М.К. Досболаев, Т.Т. Данияров.....	68
ПАРНЫЕ КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ ФУНКЦИИ МИКРОРАЗРЯДНЫХ СТРУКТУР В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОМ БАРЬЕРНОМ РАЗРЯДЕ Е.А. Үсенов, Т.С. Рамазанов, М.Т. Габдуллин, М.К. Досболаев, Т.Т. Данияров .....	70

ИССЛЕДОВАНИЕ СВЯЗИ КЕЙГЕНОВОЙ КОРРЕЛЯЦИОННОЙ ФУНКЦИИ И КОЭФФИЦИЕНТА ДИФФУЗИИ ДЛЯ ТРЕХМЕРНОЙ ЮКАВАВСКОЙ ЖИДКОСТИ Р.У. Машеева, К.Н. Джумагулова, З. Донко, Т.С. Рамазанов, П. Хартман, Т. Отт, М. Бониц .....	72
РАЗБРОС ПОТЕРЬ ЭНЕРГИИ В ДВУХКОМПОНЕНТНОЙ ПЛАЗМЕ Ю.В. Архипов, А. Аскарулы, А.Б. Ашикбаева, И.М. Ткаченко .....	74
ВЛИЯНИЕ ДИНАМИЧЕСКОЙ ЭКРАНИРОВКИ НА ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НЕИДЕАЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ Е.О. Шаленов, К.Н. Джумагулова, Т.С. Рамазанов, Г. Роепке, Х. Рейнхольц .....	76
ДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ДВУМЕРНОЙ ЮКАВА СИСТЕМЫ, ВОЗМУЩЕННЫХ ДИПОЛЬ-ДИПОЛЬНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ А.Ж. Габдулин, Т.С. Рамазанов, Ж.А. Молдабеков.....	78
РАЗРАБОТКА АВТОМАТИЗАЦИИ И ИНФОРМАЦИОННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ ДЛЯ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОГО ПРОЦЕССА ПО КУРСУ «ЭЛЕКТРИЧЕСТВО И МАГНЕТИЗМ» Е. Ерланулы, Н.Б.Кенжебаев, Т.Т.Данияров, М.К.Досболаев, Т.С.Рамазанов, М.Т.Габдуллин .....	79
РЕВЕРСИВНОЕ ВРАЩАТЕЛЬНОЕ ДВИЖЕНИЕ ПЛАЗМЕННО-ПЫЛЕВЫХ СТРУКТУР В МАГНИТНОМ ПОЛЕ А.Р. Абдрахманов, М.К. Досболаев, Т.С. Рамазанов.....	81
ДАВЛЕНИЕ ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЫ А.І. Ниязымбетов, М.М. Муратов .....	83
ВРАЩАТЕЛЬНОЕ ДВИЖЕНИЕ ПЫЛЕВЫХ СТРУКТУР В ТЛЕЮЩЕМ РАЗРЯДЕ ПРИ НАЛОЖЕНИИ ПРОДОЛЬНОГО ОДНОРОДНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ К.Н. Джумагулова.....	84
ВЛИЯНИЕ НАНОЧАСТИЦ НА ИНТЕНСИВНОСТЬ СВЕЧЕНИЯ ПЛАЗМЫ СМЕСИ АРГОНА И МЕТАНА М. Сламия, Т.С. Рамазанов, М.Т. Габдуллин, М.К. Досболаев, С.А. Оразбаев, Д.Б. Омирбеков.....	86
ПОЛУЧЕНИЕ ГИДРОФОБНОЙ И ГИДРОФИЛЬНОЙ ПОВЕРХНОСТИ В ПЛАЗМЕННОЙ Ar/CH <sub>4</sub> СРЕДЕ С.А. Оразбаев, Т.С. Рамазанов, М.Т. Габдуллин, М.К. Досболаев, Д.Б. Омирбеков .....	88
ЭФФЕКТИВНЫЙ КВАЗИКЛАССИЧЕСКИЙ ПОТЕНЦИАЛ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИОНОВ В ПЛОТНОЙ КВАНТОВОЙ ПЛАЗМЕ С.М. Амиров, Т.С. Рамазанов, Ж.А. Молдабеков.....	90
ТЫҒЫЗ ПЛАЗМАДАҒЫ СОҚТЫҒЫСУ ПРОЦЕСТЕРІ А.Б. Бактиярова, Қ.М. Төреханова.....	90
ДИСПЕРСИЯ ВОЛН В НЕИДЕАЛЬНОЙ ПЛАЗМЕ Ю.В. Архипов, А.Б. Ашикбаева, А. Аскарулы, А.Е. Давлетов, Д.Ю. Дубовцев, С.А. Сызганбаева, И.М. Ткаченко.....	92
АҚПАРАТТЫҚ– КОММУНИКАТИВТІК ТЕХНОЛОГИЯЛАРДЫ ФИЗИКАНЫ ОҚЫТУДА ҚОЛДАНУ З.С. Умбеталиева, Габдуллина Г.І. ....	93
ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА ДИЭЛЕКТРИКА И ТОПОЛОГИЧЕСКОГО ИЗОЛЯТОРА А. Кисан, А.Е. Давлетов, И.Р. Габитов .....	94
САМОСОГЛАСОВАННЫЙ РАСЧЕТ ЗАРЯДА ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ В ПЛАЗМЕ А.Е. Давлетов, Л.Т. Еримбетова, Е.С. Мухаметкаримов .....	96
СЕЧЕНИЯ ИОНИЗАЦИИ АТОМОВ ЭЛЕКТРОННЫМ УДАРОМ К.Н. Джумагулова, Т.С. Рамазанов .....	98
ИССЛЕДОВАНИЕ МОДУЛЯЦИОННЫХ СВОЙСТВ ЗАПЫЛЕННОЙ ИОНОСФЕРЫ Қ.Е. Нұрғалиева .....	100

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СЛОИСТОЙ СРЕДЫ ИЗ ГРАФЕНА И ДИЭЛЕКТРИКА С.Б.Момынов, А.Е.Давлетов, Ж.А. Кудышев, И.Р.Габитов .....	101
РАЗРАБОТКА УЗЛОВ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО РЕАКТОРА «ПЛАЗМЕННЫЙ ФОКУС» А.М. Жукешов, Б.М. Ибраев, Б.М. Усеинов, Ж.М. Молдабеков, К. Серик, С. Ерлан .....	103
ИССЛЕДОВАНИЕ ПУЧКА ИОНОВ В ИМПУЛЬСНО-ПЛАЗМЕННОМ УСКОРИТЕЛЕ С ПОМОЩЬЮ ЦИЛИНДРА ФАРАДЕЯ А.Б.Тажен, А.У.Утегенов, М.К.Досболаев, Т.С.Рамазанов,М.И.Кайканов, А.В.Тихонов.....	105
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ ПЛАЗМЕННОГО ПОТОКА И ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЕГО С МАТЕРИАЛАМИ ТЕРМОЯДЕРНОГО РЕАКТОРА А.У. Утегенов, А.Б. Тажен, М.Қ. Досболаев, Т.С. Рамазанов .....	107
ВАКУУМДЫҚ ДОҒАЛЫҚ ҮДЕТКІШ ЗЕРТХАНАЛЫҚ ЖҰМЫСЫНЫҢ ВИРТУАЛЬДІ ЗЕРТХАНАЛЫҚ ЖҰМЫСЫН ЖАСАҚТАУ А.М. Жүкешов, А.Т. Габдуллина, А.У. Амренова, Қ. Фермахан, Г.А. Адамбек, С. Жұмабек .....	109
ВРЕМЕННАЯ ЭВОЛЮЦИЯ ПЫЛЕВОЙ ЧАСТИЦЫ В ПРИСТЕНОЧНОЙ ПЛАЗМЕ ТЕРМОЯДЕРНОГО РЕАКТОРА Н.Х. Бастыкова, С.К. Коданова, Т.С. Рамазанов.....	110
УПРАВЛЕНИЕ СВОЙСТВАМИ ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЫ ПУТЕМ ИЗМЕНЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ВНЕШНЕГО ПОЛЯ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО РАЗРЯДА Н.Х.Бастыкова, С.К.Коданова, Т.С.Рамазанов, З.Донко, Ж.А. Молдабеков.....	111
СОЗДАНИЕ ПРОГРАММНОГО МОДУЛЯ ДЛЯ РАСЧЕТА ТОРМОЖЕНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ В ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЕ ИТС С.К.Коданова, Т.С.Рамазанов, Э.С.Слямова, М.К. Исанова .....	113
ПОКРЫТИЯ, ПОЛУЧЕННЫЕ В ПЛАЗМЕ ЭЛЕКТРОДУГОВОГО РАЗРЯДА А.М. Жүкешов, А.Т. Габдуллина, А.У. Амренова, Қ. Фермахан, М. Мухамедрысқызы, Ж. Рысбекова .....	115
ПОЛУЧЕНИЕ ПОКРЫТИЙ НА КОАКСИАЛЬНОМ ПЛАЗМЕННОМ УСКОРИТЕЛЕ МЕТОДОМ РАСПЫЛЕНИЯ А.М. Жукешов, А.Т. Габдуллина, А.У. Амренова, Ж.М. Молдабеков, Қ. Серік.....	116
ФОРМИРОВАНИЕ ПЫЛЕВЫХ ВОЙДОВ В ПЛАЗМЕ РАЗРЯДА ПОСТОЯННОГО ТОКА А.В. Федосеев, Г.И. Сухинин, М.В. Сальников, А.М. Ростом, А.Р. Абдирахманов, М.К. Досболаев, Т.С. Рамазанов .....	118
<b>3-СЕКЦИЯ. Жылу физикасы және техникалық физика</b> <b>SECTION 3. Thermal Physics and Technical Physics</b>	
ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ГОРЕНИЯ УГЛЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ РАЗЛИЧНЫХ КИНЕТИЧЕСКИХ СХЕМ ФОРМИРОВАНИЯ АЗОТИСТЫХ ВЕЩЕСТВ А.С. Аскарова, С.А. Болегенова, В.Ю. Максимов, М.Т. Бекетаева .....	122
БКЗ-420-140-7С ЖАНУ КАМЕРАСЫНДАҒЫ КӨМІРДІҢ ТУРБУЛЕНТТІК ЖАНУЫН КОМПЬЮТЕРЛІК МОДЕЛДЕУ Ә.С. Асқарова, С.Ә. Бөлегенова, А. Бекмұхамет, Ш. Оспанова, Ж. Нағашыбай.....	124
СҰЙЫҚ ОТЫН ТАМШЫЛАРЫНЫҢ БУЛАНУ ЖӘНЕ ЖАНУ ПРОЦЕСТЕРІНЕ ТИІМДІ БҰРКУ БҰРЫШЫНЫҢ ӘСЕРІН КОМПЬЮТЕРЛІК МОДЕЛЬДЕУ Ә.С. Асқарова, С.Ә. Бөлегенова, И.Э. Березовская, Ш.С. Оспанова, А. Бекмұхамет .....	126
АҚСУ МАЭС-НЫҢ ПК-39 ЖАНУ КАМЕРАСЫНДА КҮЛДІЛІГІ ЖОҒАРЫ ЕКІБАСТҰЗ КӨМІРІНІҢ ЖАНУЫН САНДЫҚ МОДЕЛЬДЕУ Ә.С. Асқарова, С.Ә. Бөлегенова, В.Ю. Максимов, Б.Ж. Усербаев, А. Арыстан.....	128



ВИХРЕВАЯ СТРУКТУРА ТУРБУЛЕНТНОСТИ В СТРУЕ НА КРИВОЛИНЕЙНОЙ ПОВЕРХНОСТИ М.С. Исатаев, Г. Толеуов, Ж.К Сейдулла, У. Суйинжанова, А. Исмаилов .....	130
ТЕПЛОПЕРЕНОС И ДИНАМИКА ТУРБУЛЕНТНОЙ СТРУИ, ОГРАНИЧЕННОЙ ТОРЦОВЫМИ СТЕНКАМИ Г. Толеуов, М.С. Исатаев, Ж.К. Сейдулла, Д. Базылова, А. Омаралина, А. Есеналиева .....	132
ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОС ПРИ ГОРЕНИИ УГОЛЬНОЙ ПЫЛИ В КАМЕРЕ СГОРАНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО КОТЛА В.Ю. Максимов, С.Қ. Айдабол, Н.А. Отыншиева .....	134
MODERN CONCEPTS OF SCIENTIFIC INVESTIGATIONS IN THE FIELD OF PROTECTION OF ENVIRONMENT WHICH REALIZED IN KAZAKHSTAN А. Askarova, N.Mazhrenova, S. Bolegenova, A. Nugymanova .....	136
ТЕРМОДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ВЯЗКОСТИ СМАЗОЧНОГО МАТЕРИАЛА В.И. Кубич, В.М. Юров .....	138
МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕХНОЛОГИИ СНИЖЕНИЯ ВЫБРОСОВ ОКСИДОВ АЗОТА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ НЕКАТАЛИТИЧЕСКИХ РЕАКЦИЙ (SELECTIVENON-CATALYTICREDUCTIONSNCR) А.С. Аскарова, С.А. Болегенова, В.Ю. Максимов, А.С.Сагинаева .....	140
ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА ПРИ НАЛИЧИИ ПРОЦЕССОВ ГОРЕНИЯ А.С. Аскарова, С.А. Болегенова, В.Ю. Максимов, А.Б. Ергалиева, З.Х. Габитова .....	143
ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОСТРУКТУР В.М. Юров, В.С. Портнов, В.Ч. Лауринас, С.А. Гученко .....	145
ИК-СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ КРИОВАКУУМНЫХ КОНДЕНСАТОВ МЕТАНА И ТЕТРАХЛОРОМЕТАНА А. Шинбаева, А. Дробышев, М. Рамос, Д. Соколов .....	147
ПЛАЗМЕННАЯ ГАЗИФИКАЦИЯ ТВЕРДЫХ БЫТОВЫХ ОТХОДОВ В.Е. Мессерле, А.Л. Моссэ, А.Б. Устименко, Р.В. Баймулдин, Ж.Ж. Ситдииков .....	148
ПЛАЗМЕННАЯ ПЕРЕРАБОТКА БУРОГО УГЛЯ С ПОЛУЧЕНИЕМ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ГАЗА И ЦЕННЫХ КОМПОНЕНТОВ МИНЕРАЛЬНОЙ МАССЫ В.Е. Мессерле, А.Б. Устименко, К.А. Умбеткалиев, Ц.Ц. Дамбиев .....	150
ИССЛЕДОВАНИЕ И МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК КАМЕРЫ СГОРАНИЯ РЕАЛЬНОГО ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ОБЪЕКТА А.С. Аскарова, С.А. Болегенова, Х.И. Бейсенов, А.Г. Турбекова .....	153
ПЛАЗМЕННОЕ ВОСПЛАМЕНЕНИЕ ТВЕРДЫХ ТОПЛИВ НА ТЭС КАЗАХСТАНА В.Е. Мессерле, А.Б. Устименко, К.А. Умбеткалиев, В.Г. Лукьященко, Ц.Ц. Дамбиев .....	155
INFRARED SPECTROSCOPY OF ETHANOL FORMED BY ITS RECONDENSATION FROM NITROGEN CRYOMATRIX А. Aldiyarov, В. Rakhat, А. Baurzhan .....	157
ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СЖИГАНИЯ ЭКИБАСТУЗСКОГО УГЛЯ РАЗЛИЧНОЙ ВЛАЖНОСТИ В ТОПКЕ РЕАЛЬНОГО КОТЛА ПК-39 А.С. Аскарова, С.А. Болегенова, З.Х. Габитова, А.Б. Ергалиева .....	158
MODERN CONCEPTS OF SCIENTIFIC INVESTIGATIONS IN THE FIELD OF PROTECTION OF ENVIRONMENT WHICH REALIZED IN KAZAKHSTAN N.Mazhrenova, A. Nugymanova .....	160
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНЫХ СТРУЙ И ИЗУЧЕНИЕ ДАЛЬНОБОЙНОСТИ КРУПНОМАСШТАБНЫХ ВИХРЕЙ Г. Толеуов, М.С. Исатаев, А. Тугелбаева, Б. Разкул, Д. Бабашева .....	162

ТЕМПЕРАТУРА ПЛАВЛЕНИЯ И РЕКРИСТАЛЛИЗАЦИИ ЛЕГИРОВАННЫХ СТАЛЬНЫХ ПОКРЫТИЙ С.А. Гученко, А.Ш. Сыздыкова, А.Р. Аулбаева, А.Ш. Нускабекова .....	164
ПРИБОР ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ОКСИДА ЖЕЛЕЗА В УГОЛЬНОМ ВЕЩЕСТВЕ Я.Ж. Байсагов, В.С. Портнов, В.М. Юров, И.С. Голубев .....	166
АЗОТ МАТРИЦАСЫНДАҒЫ КРИОМАТРИЦАЛЫҚ ОҚШАУЛАНҒАН ЭТАНОЛ МОЛЕКУЛАЛАРЫН ИҚ-СПЕКТРОМЕТРЛІК ЗЕРТТЕУ А.У. Алдияров, Ұ.Ж. Жексен .....	168
ВНЕДРЕНИЕ СИСТЕМ ЭКОЛОГИЧЕСКОГО МЕНЕДЖМЕНТА ПО МЕЖДУНАРОДНОМУ СТАНДАРТУ ISO 14001:2004 О.А. Лаврищев, М.К.Саргужина .....	169
<b>4-СЕКЦИЯ. Бейсызық физика және электроника. Астрофизика</b> <b>SECTION 4. Nonlinear Physics and Electronics. Astrophysics</b>	
МОДЕЛЬ ИСКУССТВЕННОЙ НЕЙРОННОЙ СЕТИ С ИЕРАРХИЧЕСКИ ТРЕХСЛОЙНОЙ СТРУКТУРОЙ З.Ж. Жанабаев, Т.Ю. Гревцева, Д.М. Жексебай, Е.Т. Кожугулов.....	172
ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОТНОШЕНИЯ СИГНАЛ/ШУМ СИСТЕМ СВЯЗИ ИНФОРМАЦИОННО-ЭНТРОПИЙНЫМ АНАЛИЗОМ З.Ж. Жанабаев, С.Н. Ахтанов .....	175
НОРМИРОВАННАЯ ИНФОРМАЦИОННАЯ ЭНТРОПИЯ ЗВЕЗД РАННИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ З.Ж. Жанабаев, А.С. Бейсебаева, С.А. Хохлов .....	177
СКЕЙЛИНГОВЫЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ МОРФОЛОГИИ НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ З.Ж. Жанабаев, Т.Ю. Гревцева, Е.Т. Кожугулов, А.Т. Агишев, Р.Б. Асилбаева.....	179
ИССЛЕДОВАНИЯ ПОТЕРИ МАССЫ И ПЫЛЕОБРАЗОВАНИЯ У ГОРЯЧИХ ЗВЕЗД ТИПА FSCMAMWC 728 А.К.Куратова, К.С.Куратов, А.С.Мирошниченко, А.Т.Майлыбаев, А.Ж. Наурызбаева, Н.Ш.Алимгазина, А.Б.Манапбаева, А.С.Бейсебаева .....	181
ВРЕМЯ-ПРОЛЕТНАЯ СИСТЕМА ИЗМЕРЕНИЯ ЭНЕРГИИ НА ЦИКЛОТРОНЕ ДЦ-60 И.А. Иванов, М.В. Здоровец, М.В. Колобердин, В.В. Александренко, С.Г. Козин, Е.К. Самбаев, А.Е. Курахмедов, А.К. Морзабаев.....	183
ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ ГЕНЕРАТОР ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА НА ОСНОВЕ ЭФФЕКТА ВЫНУЖДЕННОГО РАМАНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ А.Б. Аканаев, Б.А. Аканаев.....	185
АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ДВУХМАТРИЧНЫЙ ФОТОМЕТР К.С.Куратов, А.М.Сейтимбетов, А.К.Куратова, А.Т. Майлыбаев, Н.Ш.Алимгазина, А.Б.Манапбаева, Н.Т. Изтлеуов .....	186
ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭНЕРГИИ В СПЕКТРЕ МОЛОДОЙ ЗВЕЗДЫ АЕ/ВЕ ХЕРБИГА IRAS 22150+6109 К.С. Куратов, О.В. Захожай, А.К. Куратова, А.Б. Манапбаева, Н.Ш. Алимгазина .....	188
ФРАКТАЛЬНАЯ ТОПОЛОГИЯ ГАЛАКТИЧЕСКИХ СКОПЛЕНИЙ З.Ж. Жанабаев, С.А. Хохлов, А.Т. Агишев .....	190
КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ШУМА НА ДИНАМИКУ КЛАСТЕРА, СОСТОЯЩЕГО ИЗ ВЗАИМОСВЯЗАННЫХ НЕЙРОНОВ ФИТЦХЬЮ-НАГУМО Б.Ж. Медетов, А.Ж. Наурызбаева, Н.Ш. Алимгазина, Н. Албанбай.....	193

ПОРИСТОСТЬ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ НАНОКЛАСТЕРНЫХ ПЛЕНОК З.Ж. Жанабаев, Т.Ю. Гревцева, А.Е. Жанабаева, И.С. Тлеубаева.....	195
ИНФОРМАЦИОННО-ЭНТРОПИЙНЫЙ АНАЛИЗ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ГАЛАКТИК А.Ж. Наурызбаева, Д.Рахымжанқызы, Г.С. Касымханова .....	197
ХАРАКТЕРИСТИКИ И ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКОЙ СВЯЗИ Ш.А. Туляганова.....	199
ЧИСЛЕННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СТОХАСТИЧЕСКОГО РЕЗОНАНСА ДИНАМИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ С НАСЫЩЕНИЕМ А.К. Иманбаева, Ж.Б. Токмырзаева .....	201
ОПТИЧЕСКИЙ МИКРОСКОП С ТРЕМЯ СТУПЕНЯМИ УВЕЛИЧЕНИЯ А.Л. Шакиров, В.В. Дьячков .....	203
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК АНИЗОТРОПНОЙ ФРАКТАЛЬНОЙ АНТЕННЫ Б.А. Карибаев, Т. Намазбаев, З.Ж. Жанабаев, А.К. Иманбаева, А.А. Темирбаев.....	205
<b>5-СЕКЦИЯ. Конденсацияланған күй физикасы. Нанотехнология</b> <b>SECTION 5. Condensed Matter Physics. Nanotechnology</b>	
СИНТЕЗ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК PECVD МЕТОДОМ Д.Г. Батрышев, Т.С. Рамазанов, М.К. Досболаев, М.Т. Габдуллин, Е. Ерланулы.....	208
ИЗЛУЧЕНИЕ ПОЗИТРОНОВ В ВАКАНСИЯХ И ВАКАНСИОННЫХ КЛАСТЕРАХ А.И. Купчишин .....	210
РАЗРАБОТКА НОВОГО МЕТОДА СИНТЕЗА ПЛЕНОК ОКСИДА МЕДИ (II) В.С. Антощенко, А.А. Мигунова, Ю.В. Францев, О.А. Лаврищев, Е.В. Антощенко.....	211
THE DEPENDENCE OF THE OPTICAL PROPERTIES OF ORGANOMETAL PEROVSKITES ON HALOGEN CONTENT K.S. Sekerbayev, G.E. Botantayeva, E.T. Taurbayev.....	213
ПЕРСПЕКТИВЫ ПРИМЕНЕНИЯ Фуллеренов в медицине М.Т. Габдуллин, Б.А.Каюпов, Д.В. Исмаилов, К.К. Хамитова, Керимеков Д.С. ....	215
РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ ЧАСТИЦ ОБЛУЧЕНИЯ, ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ, МЕДИЦИНСКИХ МАТЕРИАЛОВ, АНАЛИЗ И ВЫБОР РЕЖИМОВ КОМПЛЕКСНОЙ ОБРАБОТКИ ПРОДУКЦИИ А.И. Купчишин, Б.А.Тронин, К.Ш. Шаханов .....	217
КАСКАДНО-ВЕРОЯТНОСТНЫЙ МЕТОД ОПИСАНИЯ ПРОЦЕССОВ ПРОХОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ ЧЕРЕЗ ВЕЩЕСТВО И ЕГО СВЯЗЬ С УРАВНЕНИЯМИ БОЛЬЦМАНА А.И. Купчишин, А.А. Купчишин, Н.А. Воронова, В.М. Лисицын .....	218
О СВЯЗИ РАДИАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ С ЦЕПЯМИ МАРКОВА ПРИ ПРОТОННОМ ОБЛУЧЕНИИ А.А. Купчишин, А.И. Купчишин, В.М. Лисицын, Е.В. Шмыгалев, Т.А. Шмыгалева .....	219
ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ ОБЛУЧЕНИЙ НА ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНОК ZnTe/GaAs М.Б. Шарипбаев, А. Бижанов, А. Жалекешов.....	220
ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ К.А. Исмаилов, А.К.Саймбетов, Б.К. Исмаилов .....	222
ИЗУЧЕНИЕ СТРУКТУРЫ БИОМАТЕРИАЛОВ СОРБУЛАКА, ОБЛУЧЕННЫХ ЭЛЕКТРОНАМИ О.В. Есырев, А.И. Купчишин, М.К. Наурызбаев, Н.Н. Ходарина .....	223

СОЛНЕЧНАЯ ЭНЕРГЕТИКА: СЕГОДНЯ И ЗАВТРА К.А. Исмаилов, З.Т. Кенжаев, Г.Р. Абдиреймова .....	225
ИЗУЧЕНИЕ ДОЗОВОЙ ЗАВИСИМОСТИ МЕХАНИЧЕСКОЙ ПРОЧНОСТИ РЯДА ПОЛИМЕРНЫХ МАТЕРИАЛОВ А.И. Купчишин, Б.Г. Таипова.....	227
КАСКАДНО-ВЕРОЯТНОСТНАЯ (КАТАСТРОФИЧЕСКАЯ) МОДЕЛЬ РАЗРУШЕНИЯ МАТЕРИАЛОВ ПРИ ОДНООСНОМ РАСТЯЖЕНИИ А.И. Купчишин, Б.Г. Таипова.....	228
ИЗУЧЕНИЕ ВЛИЯНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ, СТАТИЧЕСКОЙ НАГРУЗКИ И ЭЛЕКТРОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА ДЕФОРМАЦИЮ НЕКОТОРЫХ ЛИНЕЙНЫХ ПОЛИМЕРОВ А. И. Купчишин, М.Н. Ниязов, К.Б. Тлебаев .....	229
ИССЛЕДОВАНИЕ ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПОЛИМЕРНЫХ КОМПОЗИТОВ НА ОСНОВЕ ПОЛИИМИДОВ И ПОЛИКАРБОНАТОВ А.И. Купчишин, Б.Г. Таипова.....	230
ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ НЕОБЛУЧЕННЫХ ПЛЕНОЧНЫХ ПОЛИМЕРОВ А.И. Купчишин, Б.Г. Таипова, М.Н. Ниязов.....	231
ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ НАГРУЗКИ И ЭЛЕКТРОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА ДЕФОРМАЦИЮ ПОЛИЭТИЛЕНТЕРЕФТАЛАТА В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ВРЕМЕНИ А.И. Купчишин, М.Н. Ниязов.....	232
ИССЛЕДОВАНИЕ СКОРОСТИ ОСЕДАНИЯ АКТИВНОГО ИЛА С ПОМОЩЬЮ ОПТИЧЕСКОГО МЕТОДА А.И. Купчишин, М.Н. Ниязов, Е.В. Шмыгалев .....	233
ПРОВЕДЕНИЕ НАТУРНЫХ ИСПЫТАНИЙТЕПЛО-ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ СОЛНЕЧНОЙ ЭНЕРГИИ В.С. Антощенко, О.А. Лаврищев, Ю.В. Францев, Е.В. Антощенко .....	234
ГИДРИРОВАНИЕ ФУЛЛЕРИТА C <sub>60</sub> Х.А. Абдуллин, М.Т. Габдуллин, Т.С. Рамазанов, Д.В. Щур, Д.Г. Батрышев, Д.В. Исмаилов, Д.С. Керимбеков, Е. Ерланулы.....	236
ВЛИЯНИЕ УДЕЛЬНОЙ МОЩНОСТИ РАЗРЯДА ПОСТОЯННОГО ТОКА НА СТРУКТУРУ И СВОЙСТВА a-C<Sn <sub>x</sub> > А.П. Рягузов, Р.Р. Немкаева, Р.К. Алиаскаров, Н.Р. Гусейнов .....	238
СВОЙСТВА КОМПОЗИТА С РАЗЛИЧНЫМ СОДЕРЖАНИЕМ НАНОПОРОШКА ПОЛИТЕТРАФТОРЭТИЛЕНА, ОБЛУЧЕННОГО ЭЛЕКТРОНАМИ К.Б. Тлебаев, А.И. Купчишин.....	240
ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНОК InP А. Жуманазаров, А. Юлдашев, Г. Турманова, М. Шарипбаев .....	241
ВЫЯВЛЕНИЕ ОСОБЕННОСТИ СТРУКТУРЫ a-C<Sn <sub>x</sub> > ПЛЕНОК ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ СИНТЕЗА МЕТОДОМ РАМАНОВСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ А.П. Рягузов, Р.Р. Немкаева, Р.К. Алиаскаров, Н.Р. Гусейнов.....	243
МЕХАНИЧЕСКАЯ ПРОЧНОСТЬ ПОЛИМЕРНЫХ МАТЕРИАЛОВ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ А.И. Купчишин, Б.Г. Таипова.....	245
ТРИ СТАДИИ ОБРАЗОВАНИЯ НАНОСТРУКТУРНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ПОКРЫТИЙ Е.Н. Еремин, В.М. Юров, С.А. Гученко, В.Ч. Лауринас.....	246
АНТИФРИКЦИОННЫЕ МАТЕРИАЛЫ НА ОСНОВЕ ФУЛЛЕРЕНОВ Х.А. Абдуллин, М.Т. Габдуллин, Д.Г. Батрышев, Д.В. Исмаилов, Д.С.Керимбеков, С.А. Сарбай, С.Л. Ли.....	248

ПОЛУЧЕНИЕ УГЛЕРОДНЫХ НАНОСТРУКТУР ДУГОВЫМ В ЖИДКОЙ ФАЗЕ М.Т. Габдуллин, Х.А. Абдуллин, Д.В. Исмаилов, Д.С. Керимбеков, С.А. Сарбай, К.М. Амирханова .....	250
КОРРОЗИОННО – ЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКОЕ ПОВЕДЕНИЕ ПОКРЫТИЙ, ОСАЖДАЕМЫХ ИЗ ХРОМОВОГО ЭЛЕКТРОЛИТА С ДОБАВЛЕНИЕМ МУРАВЬИНОЙ КИСЛОТЫ Г. Яр-Мухамедова, К. Мукашев, А. Мурадов .....	252
ФАКТОРЫ, ВЛИЯЮЩИЕ НА СТРУКТУРНОЕ СОВЕРШЕНСТВО ГЕТЕРОЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЕВ $Ga_xIn_{1-x}P/GaP$ М.А. Абдукадыров .....	254
АНАЛИЗ ВОЗМОЖНЫХ МЕТОДОВ ПОВЫШЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ ГЕЛИОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УСТРОЙСТВ Т.А. Джалалов, Э.З. Имамов, Р.А. Муминов .....	255
ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ Фуллеренов, полученных в дуговом разряде в атмосфере гелия М.Т. Габдуллин, Т.С. Рамазанов, Х.А. Абдуллин, Д.В. Щур, Д.Г. Батрышев, Д.В. Исмаилов, Д.С. Керимбеков .....	257
ПОЛУЧЕНИЕ p-i-n СТРУКТУР НА ОСНОВЕ 4H-SiC МЕТОДОМ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ДИФФУЗИИ Х.Н. Жураев, И.Г. Атабаев .....	259
МОДИФИКАЦИЯ СТРУКТУРНЫХ И ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ АМОРФНОГО КРЕМНИЯ ПУТЕМ ДОБАВЛЕНИЯ УГЛЕРОДА В АМОРФНУЮ МАТРИЦУ С.М. Манаков .....	261
ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРНЫХ И ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ТОНКИХ ПЛЁНОК $TiO_2$ , ПОЛУЧЕННЫХ ЗОЛЬ-ГЕЛЬ МЕТОДОМ А.Б. Болатбекова, Л.В. Гриценко, С.Е. Кумекоев, Х.А. Абдуллин .....	263
СИНТЕЗ ВОЛЬФРАМАТА ЦИНКА ГИДРОТЕРМАЛЬНЫМ МЕТОДОМ А.А. Мархабаева, Х.А. Абдуллин, В.М. Лисицын, Р.Р. Немкаева .....	265
ИМПУЛЬСНОЕ ЛАЗЕРНОЕ НАПЫЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОЛИТИЧЕСКОГО СЛОЯ YSZ ПОЛУЧЕННОГО ГОРЯЧИМ ПРЕССОВАНИЕМ МИШЕНИ А.Г. Умирзаков, А.Л. Мереке, Р.Е. Бейсенов, Д.А. Муратов, Б.А. Рақыметов .....	267
DEVELOPMENT OF THE VIRTUAL SIMULATOR OF THE SCANNING ELECTRON MICROSCOPE Y. Daineko, M. Ipalakova, M. Brodyagina, M. Yunnikova, D. Ulykpanov, M. Tanashev .....	268
ФОРМИРОВАНИЕ СТРУКТУР $ZnO-Cu_2O$ НИЗКОЗАТРАТНЫМИ МЕТОДАМИ СИНТЕЗА Н.К. Даутбекова, Л.В. Гриценко, Х.А. Абдуллин, G. Cicero .....	269
EFFECT OF TRIBOCORROSION ON THE FRICTIONAL RESISTANCE OF TITANIUM ALLOY Ti6Al4V IN THE BIOMEDICAL APPLICATIONS A. Bronczyk, P. Kowalewski, W. Wieleba, T. Aldabergenova .....	271
ВЛИЯНИЕ ЛЕГИРОВАНИЯ НА ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КРЕМНИЕВЫХ НАНОНИТЕЙ Г.К. Мусабек, К.К. Диханбаев, В.А. Сиваков, Д. Ермухамед, А.С. Курмаш, З.А. Сулейменова .....	272
МОДЕЛИРОВАНИЕ НА ЭВМ РАДИАЦИОННЫХ ЯВЛЕНИЙ В КРЕМНИИ И В ДИОКСИДЕ КРЕМНИЯ А.И. Купчишин, Т.А. Шмыгалева, Е.В. Шмыгалев .....	273
ИСПЫТАНИЕ ПЛЕНОЧНОГО ПОЛИТЕТРАФТОРЭТИЛЕНА НА ПОВТОРНО-ВОЗОБНОВЛЯЕМУЮ НАГРУЗКУ А.И. Купчишин, Б.Г. Таипова, М.Н. Ниязов .....	274
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ДЕФОРМАЦИОННО-ВРЕМЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПЛЕНОЧНЫХ МАТЕРИАЛОВ А. И. Купчишин, М. Н. Ниязов .....	275
ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СТРУКТУРЫ МАТЕРИАЛОВ, ОБЛУЧЕННЫХ ИОНАМИ А.И. Купчишин, Т.А. Шмыгалева, Е.В. Шмыгалев .....	276
ПЫЛЕВЫЕ ЧАСТИЦЫ И ПЫЛЕВЫЕ ОБЛАКА В ПЛАЗМЕ ТЛЕЮЩИХ РАЗРЯДОВ Г.И. Сухинин, А.В. Федосеев .....	277

*Ғылыми басылым*

**«ФИЗИКАНЫҢ ЗАМАНАУИ ЖЕТІСТІКТЕРІ ЖӘНЕ  
ІРГЕЛІ ФИЗИКАЛЫҚ БІЛІМ БЕРУ» атты  
9-ші Халықаралық ғылыми конференцияның  
ТЕЗИСТЕР ЖИНАҒЫ**  
*12-14 қазан, 2016, Алматы, Қазақстан*

Шығарушы редакторлары *А. Шуриева*  
Компьютерде бетеген *А. Иманбаева*  
Мұқаба дизайны *А. Қалиева*

**ИБ №**

Басуға 03.10.2016 жылы қол қойылды. Формат 60x84 <sup>1</sup>/<sub>8</sub>.  
Көлемі 24,5 б. т. Тапсырыс № . Таралымы 70 дана.  
Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университетінің  
«Қазақ университеті» баспа үйі.  
Алматы қаласы, әл-Фараби даңғылы, 71.  
«Қазақ университеті» баспа үйі баспаханасында басылды.