

ISSN 1563-0315; eISSN 2663-2276

Индекс 75877; 25877

ӘЛ-ФАРАБИ атындағы ҚАЗАҚ ҰЛТТЫҚ УНИВЕРСИТЕТІ

# ХАБАРШЫ

Физика сериясы

---

КАЗАХСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ имени АЛЬ-ФАРАБИ

# ВЕСТНИК

Серия физическая

---

AL-FARABI KAZAKH NATIONAL UNIVERSITY

# RECENT CONTRIBUTIONS TO PHYSICS

---

№1 (72)

Алматы  
«Қазақ университеті»  
2020



# ХАБАРШЫ

ФИЗИКА СЕРИЯСЫ №1 (72) наурыз



04.05.2017 ж. Қазақстан Республикасының Ақпарат және коммуникация министрлігінде тіркелген

**Қуәлік № 14498-Ж**

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

## ЖАУАПТЫ ХАТШЫ

**Иманбаева А.К.**, ф.-м.ғ.к. (Қазақстан)

Телефон: +7(727) 377-33-46

E-mail: akmaral@physics.kz

## РЕДАКЦИЯ АЛҚАСЫ:

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

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

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

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

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

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

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

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

**Буфенди Лайфа**, профессор (Франция)

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

**Ишицук Эцуо**, доктор (Жапония)

**Лунарска Элина**, профессор (Польша)

**Сафарик П.**, доктор (Чехия)

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

**Кеведо Эрнандо**, профессор (Мексика)

## ТЕХНИКАЛЫҚ ХАТШЫ

**Дьячков В.В.**, ф.-м.ғ.к. (Қазақстан)

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



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



**Ғылыми басылымдар бөлімінің басшысы**

*Гульмира Шаққозова*

Телефон: +7 747 125 6790

E-mail: Gulmira.Shakkozova@kaznu.kz

**Редакторлары:**

*Гульмира Бекбердиева*

*Агила Хасанқызы*

**Компьютерде беттеген**

*Айгүл Алдашева*

**ИБ № 13410**

Пішімі 60x84 1/8. Көлемі 8 б.т. Тапсырыс № 2415.

Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университетінің «Қазақ университеті» баспа үйі.

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

«Қазақ университеті» баспа үйінің баспаханасында басылды.

© Әл-Фараби атындағы ҚазҰУ, 2020

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

---

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

---

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

Е.А. Малков<sup>1</sup>, А.А. Беков<sup>2,3</sup> , С.Б. Момынов<sup>2,3\*</sup> , И.Б. Бекмухамедов<sup>2</sup> ,  
Д.М. Курмангалиев<sup>2</sup> , А.М. Мукамеджан<sup>2</sup> , И.С. Орынкул<sup>4</sup> 

<sup>1</sup>Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН, Россия, г. Новосибирск

<sup>2</sup>Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Казахстан, г. Алматы

<sup>3</sup>Казахский национальный исследовательский технический университет им. К.И. Сатпаева, Казахстан, г. Алматы, \*e-mail: momynov\_serzhan@mail.ru

<sup>4</sup>КГКП «Алматинский колледж моды и дизайна», Казахстан, г. Алматы

## СЕЧЕНИЯ ПУАНКАРЕ ДЛЯ ЗАДАЧИ ДВУХ НЕПОДВИЖНЫХ ЦЕНТРОВ И ПОТЕНЦИАЛА ХЕНОНА-ХЕЙЛЕСА

В данной работе исследуется потенциал Хенона-Хейлеса и задача двух неподвижных центров. При исследовании нелинейных систем, для которых неизвестны точные решения, используется метод сечения Пуанкаре. Для потенциала Хенона-Хейлеса были получены сечения Пуанкаре. При малых энергиях система Хенона-Хейлеса выглядит интегрируемой, так как независимо от начальных условий, траектории, полученные с помощью численного интегрирования, лежат на двумерных поверхностях, т.е. так, как если бы существовал второй независимый интеграл. Далее был исследован потенциал задачи двух неподвижных центров. Было показано на основе сечения Пуанкаре, что в случае  $\mu_1 = \mu_2 = 1$  внутренняя структура сечений распадается со значений  $H = -1.7$ , но внутренняя структура сечений сохраняется в отрезке  $H \in [-0.5, -1.6]$ , в случае  $\mu_1 = 0.9$  и  $\mu_1 = 0.1$  внутренняя структура сечений распадается со значений  $H = -0.9$ , но внутренняя структура сечений сохраняется в отрезке  $H \in [-0.3, -0.8]$ , в случае  $\mu_1 = 0.7$  и  $\mu_1 = 0.3$  внутренняя структура сечений распадается со значений  $H = -0.8$ , но внутренняя структура сечений сохраняется в отрезке  $H \in [-0.2, -0.7]$ . С увеличением энергии многие из этих поверхностей распадаются. Предполагается, что полученные численные результаты послужат основой для сравнения с аналитическими решениями.

**Ключевые слова:** модель Хенона-Хейлеса, задача двух неподвижных центров, сечение Пуанкаре, численные решения.

E.A. Malkov<sup>1</sup>, A.A. Bekov<sup>2,3</sup>, S.B. Momynov<sup>2,3\*</sup>, I.B. Beckmuhamedov<sup>2</sup>,  
D.M. Kurmangaliyev<sup>2</sup>, A.M. Mukametzhan<sup>2</sup>, I.S. Orynqul<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Khristianovich institute of theoretical and applied mechanics Siberian Branch  
of Russian Academy of Sciences, Russia, Novosibirsk

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

<sup>3</sup>Satbayev University, Kazakhstan, Almaty, \*e-mail: momynov\_serzhan@mail.ru

<sup>4</sup>MSOE «Almaty College of Fashion and Design», Kazakhstan, Almaty

### Poincare sections for two fixed centers problem and Henon-Heiles potential

In this paper, we study the Henon-Heiles potential and the problem of two fixed centers. In studies of nonlinear systems for which exact solutions are unknown, the Poincare section method is used. For the Henon-Heiles potential, Poincare sections were obtained. At low energies, the Henon-Heiles system looks integrable, since independently of the initial conditions, the trajectories obtained with the help of numerical integration lie on two-dimensional surfaces, i.e. as if there existed a second independent integral. Next, the potential of two fixed centers was investigated. It was shown on the basis of the Poincare section that, in the case  $\mu_1 = \mu_2 = 1$  the internal cross-sectional structure decomposes from the values  $H = -1.7$ , but the internal cross-sectional structure is preserved in the interval  $H \in [-0.5, -1.6]$ , in the case  $\mu_1 = 0.9$  and  $\mu_1 = 0.1$  the internal cross-sectional structure decomposes from the values  $H = -0.9$  but the internal cross-sectional structure is preserved in the

interval  $H \in [-0.3, -0.8]$ , in the case of  $\mu_1 = 0.7$  and  $\mu_1 = 0.3$  the internal cross-sectional structure decomposes from the values  $H = -0.8$ , but the internal cross-sectional structure is preserved in the interval  $H \in [-0.2, -0.7]$ . With increasing energy, many of these surfaces decay. It is assumed that the numerical results obtained will serve as the basis for comparison with analytical solutions.

**Key words:** Henon-Heiles model, the problem of two fixed centers, Poincaré section, numerical solutions.

Е.А. Малков<sup>1</sup>, А.А. Беков<sup>2,3</sup>, С.Б. Момынов<sup>2,3\*</sup>, И.Б. Бекмұхамедов<sup>2</sup>,  
Д.М. Құрманғалиев<sup>2</sup>, А.М. Мұқаметжан<sup>2</sup>, И.С. Орынқұл<sup>4</sup>

<sup>1</sup>С.А. Христианович атындағы теориялық және қолданбалы механика институты,  
Ресей Ғылым Академиясы Сібір Бөлімі, Ресей, Новосибирск қ.

<sup>2</sup>Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Қазақстан, Алматы қ.

<sup>3</sup>Қ.И. Сәтбаев атындағы Қазақ ұлттық техникалық зерттеу университеті,  
Қазақстан, Алматы қ., \*e-mail: momynov\_serzhan@mail.ru

<sup>4</sup>КМҚК «Алматы сән және дизайн колледжі», Қазақстан, Алматы қ.

### Қозғалмайтын екі центр есебі мен Хенон-Хейлес потенциалы үшін Пуанкаре қимасы

Берілген мақалада Хенон-Хейлес потенциалы мен қозғалмайтын екі центр есебі қарастырылады. Сызықты емес жүйелердің нақты шешімдері белгісіз болғанда Пуанкаре қима әдісі қолданылады. Хенон-Хейлес потенциалы үшін Пуанкаре қимасы алынды. Энергияның төмен деңгейлерінде Хенон-Хейлес жүйесі интегралданады, екінші белгісіз интегралы бар секілді бастапқы шарттардан тәуелсіз жүйенің траекториясы сандық интегралдық әдіспен шешіліп, екі өлшемді кеңістікте сипатталады. Сонымен қатар қозғалмайтын екі центр есебі зерттелді. Пуанкаре қимасының негізінде қозғалмайтын екі центр есебіне келесідей тұжырымдамалар алынды:  $\mu_1 = \mu_2 = 1$  кезінде  $H = -1.7$  мәнінен бастап ішкі қима ыдырайды, ал  $H \in [-0.5, -1.6]$  аралығында ішкі қима сақталады;  $\mu_1 = 0.9$  және  $\mu_1 = 0.1$  кезінде  $H = -0.9$  мәнінен бастап ішкі қима ыдырайды, ал  $H \in [-0.3, -0.8]$  аралығында ішкі қима сақталады;  $\mu_1 = 0.7$  және  $\mu_1 = 0.3$  кезінде  $H = -0.8$  мәнінен бастап ішкі қима ыдырайды, ал  $H \in [-0.2, -0.7]$  аралығында ішкі қима сақталады. Сонымен қатар, энергияның өсуімен, осы қималардың көпшілігі ыдырайды. Алынған сандық нәтижелер аналитикалық шешімдермен салыстыру үшін негіз болады деп болжануда.

**Түйін сөздер:** Хенон-Хейлес моделі, қозғалмайтын екі центр есебі, Пуанкаре қимасы, сандық шешімдер.

## Введение

Интерес к существованию третьего интеграла движения для звезд, движущихся в потенциале галактики, возродился еще в конце 50-х и начале 60-х годов прошлого столетия. Первоначально предполагалось, что потенциал имеет симметрию и не зависит от времени, поэтому в цилиндрических координатах  $(r, \theta, z)$  это будет только функция от  $r$  и  $z$ . Должны существовать пять интегралов движения, постоянных для шестимерного фазового пространства. Однако интегралы могут быть либо изолирующими, либо неизолирующими. Неизолирующие интегралы обычно заполняют все доступные фазовые пространства и не ограничивают орбиту.

Хенон и Хейлес попытались выяснить, могут ли они найти какое-либо реальное доказательство того, что должен существовать

третий изолирующий интеграл движения. Проводя численные вычисления, они не слишком усложняли астрономический смысл проблемы; они требовали только, чтобы исследованный ими потенциал был аксиально-симметричным. Авторы также предположили, что движение привязано к плоскости и перешло в декартово фазовое пространство  $(x, y, \dot{x}, \dot{y})$ . После некоторых испытаний им удалось найти действительный потенциал. Этот потенциал аналитически прост, так что орбиты можно вычислить довольно легко, но он все еще достаточно сложный, так что типы орбит нетривиальны. Этот потенциал теперь известен как потенциал Хенона и Хейлеса [1-3].

Известны некоторые частные решения задачи трех тел, но общее решение еще не найдено. Одним из частных случаев задачи трех тел является задача двух неподвижных центров. Она была впервые рассмотрена Эйлером 1760 г

[4]. Якоби показал, что уравнения движения могут быть интегрированы в терминах эллиптических функций [5]. Данная задача может быть использована как некоторое первое приближение в астрономических задачах о движении малых планет и комет под действием гравитации Солнца и Юпитера. Период обращения Юпитера составляет около двенадцати лет, и в течение небольшого промежутка времени движение указанных небесных тел можно рассматривать в рамках задачи двух неподвижных центров. Также задачу о движении космического корабля к Луне можно рассматривать в рамках указанной задачи. Время полета космического корабля до Луны составляет около четырех суток. За это время Луна по круговой орбите Земли переместится незначительно. Исследование задачи двух неподвижных центров проводилось различных направлениях [6-21]. К примеру, В.В. Козлов и А.О. Харин рассмотрели модификацию задачи двух неподвижных центров на сфере [22].

**Методы и расчеты.** Потенциал Хенона-Хейлеса, несомненно, является одним из самых простых, классических и характерных примеров открытых гамильтоновых систем с двумя степенями свободы. На выше сказанную тему было посвящено большое количество исследований ученых [23-25].

Потенциал системы Хенона-Хейлеса определяется формулой:

$$U(x, y) = \frac{1}{2}(x^2 + y^2 + 2x^2y - \frac{2}{3}y^3). \quad (1)$$

В уравнении (1) видно, что потенциал фактически состоит из двух гармонических осцилляторов, которые связаны возмущающими членами  $x^2y - \frac{1}{3}y^3$ .

Основными уравнениями движения для пробной частицы с единичной массой ( $m = 1$ ) являются:

$$\begin{cases} \ddot{x} = -\frac{\partial U}{\partial x} = -x - 2xy, \\ \ddot{y} = -\frac{\partial U}{\partial y} = -y - x^2 + y^2. \end{cases} \quad (2)$$

Следовательно, гамильтониан системы (1) имеет вид:

$$H = \frac{1}{2}(\dot{x}^2 + \dot{y}^2) + \frac{1}{2}(x^2 + y^2) + x^2y - \frac{1}{3}y^3 = h, \quad (3)$$

где  $\dot{x}$  и  $\dot{y}$  – импульсы на единицу массы,  $x$  и  $y$  – координаты системы; численное значение гамильтониана, которое сохраняется. Видно, что гамильтониан  $h > 0$  симметричен относительно  $x \rightarrow -x$ , а  $H$  также проявляет симметрию вращения при  $2\pi / 3$ .

Ниже приведены зависимости координат от функций по времени для систем уравнений (2).

Для исследования системы Хенона-Хейлеса используется метод сечения Пуанкаре. Достоинства данного метода особенно проявляются, когда рассматриваются нелинейные системы, для которых точные решения неизвестны. В этом случае фазовые траектории рассчитываются численными методами.

Для решения систем уравнений (2) выбираются граничные условия так, чтобы они удовлетворяли уравнение (3). Далее системы уравнения (2) решаются на основе метода Рунге – Кутты. Ниже представлены сечения Пуанкаре для систем Хенона-Хейлеса при разных значениях энергии:  $E = 1/12$ ,  $E = 1/8$ . С увеличением энергии структура сечений разрушается. Полученные результаты согласуются с другими авторами [1,2].

Далее, исследуется задача двух неподвижных центров. Представим что на плоскости OXY расположены две неподвижные точки  $S_1$  и  $S_2$  с массами  $m_1$  и  $m_2$  под действием ньютоновского притяжения которых в этой же плоскости движется материальная точка  $S$  массой  $m$ . Таким образом, уравнения движения материальной точки можно написать в следующем виде [26]:

$$\begin{cases} \ddot{x} = \frac{\partial U}{\partial x} = -fm_1 \frac{x}{r_1^3} - fm_2 \frac{x}{r_2^3}, \\ \ddot{y} = \frac{\partial U}{\partial y} = -fm_1 \frac{y-c}{r_1^3} - fm_2 \frac{y+c}{r_2^3}, \end{cases} \quad (4)$$

где  $U = f(\frac{m_1}{r_1} + \frac{m_2}{r_2})$ ,  $f$  - гравитационная постоянная.

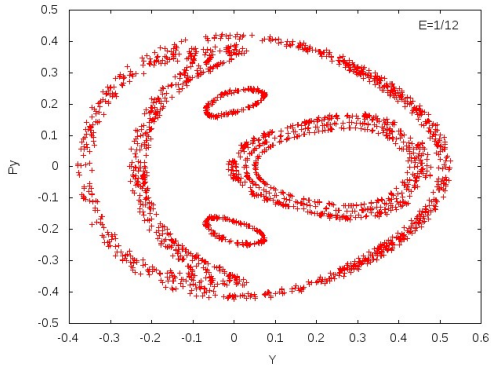


Рисунок 1 – Сечение Пуанкаре при  $E = 1/12$

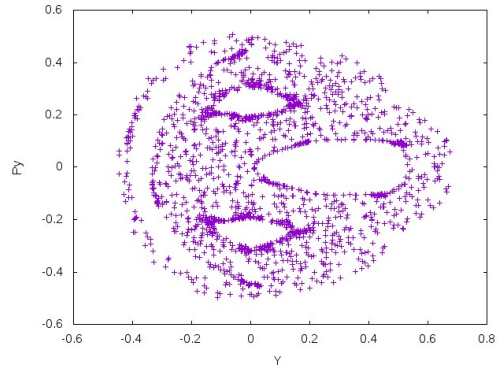


Рисунок 2 – Сечение Пуанкаре при  $E = 1/8$ .

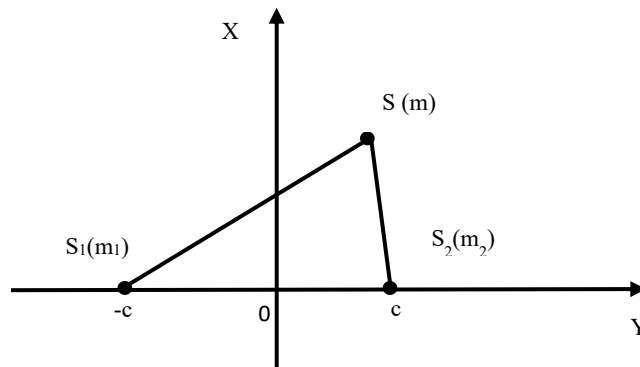


Рисунок 3 – Схема задачи

Радиус- вектора определяются следующим образом:

$$r_1 = \sqrt{x^2 + (y-c)^2}, \quad r_2 = \sqrt{x^2 + (y+c)^2} \quad (5)$$

Канонические уравнения задачи двух неподвижных центров будут иметь вид [27]:

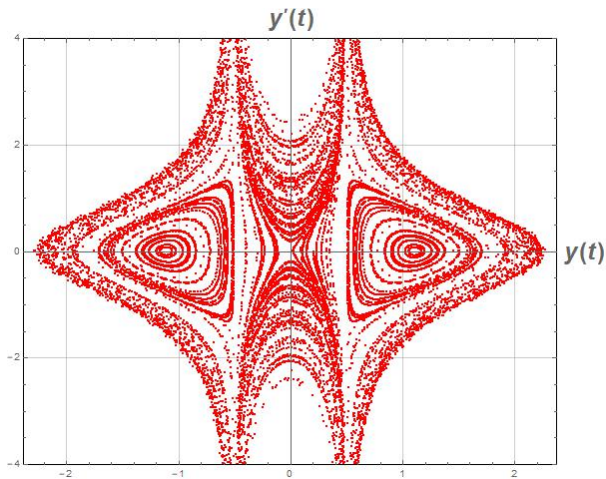
$$\begin{cases} \frac{dx}{dt} = +\frac{\partial H}{\partial \dot{x}}, & \frac{dx}{dt} = +\frac{\partial H}{\partial \dot{y}} \\ \frac{d\dot{x}}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial x}, & \frac{d\dot{y}}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial y} \end{cases} \quad (6)$$

где гамильтониан определяется формулой

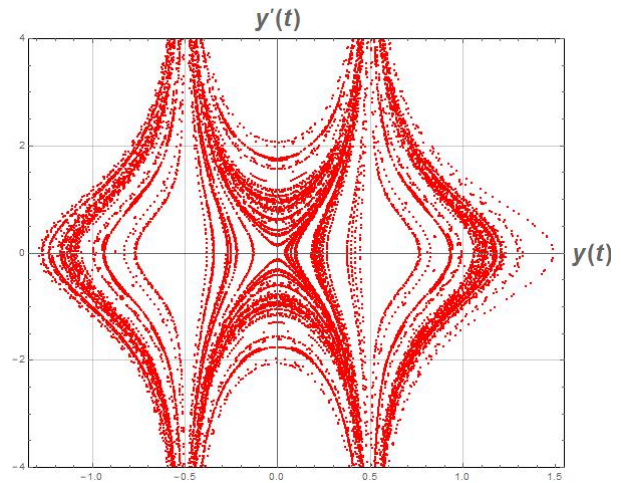
$$H = T - U = \frac{1}{2}(\dot{x}^2 + \dot{y}^2) - f\left(\frac{m_1}{r_1} + \frac{m_2}{r_2}\right), \quad (7)$$

$$H = const.$$

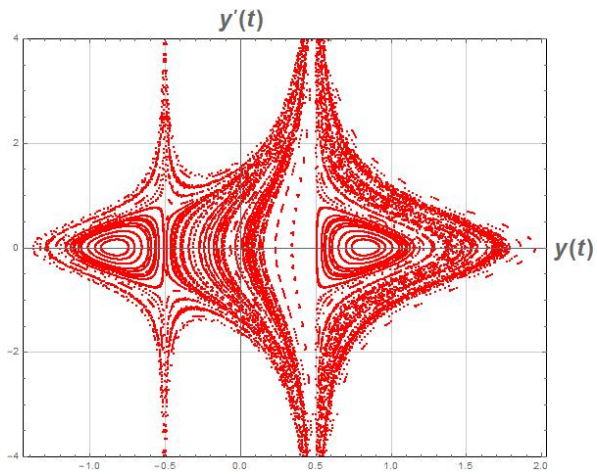
Введем обозначения:  $\mu_1 = fm_1$ ,  $\mu_2 = fm_2$ . Рассмотрим случай  $\mu_1 = \mu_2 = 1$ , второй случай  $\mu_1 = 0.9$  и  $\mu_2 = 0.1$ , третий случай  $\mu_1 = 0.7$  и  $\mu_2 = 0.3$ . Данные параметры показывают разные соотношения масс неподвижных центров. Теперь исследуется сечение Пуанкаре для указанной модели задачи и параметров. На основе полученных результатов можно сказать что, в случае  $\mu_1 = \mu_2 = 1$  внутренняя структура сечений распадается со значений  $H = -1.7$ , но внутренняя структура сечений сохраняется в отрезке  $H \in [-0.5, -1.6]$ , в случае  $\mu_1 = 0.9$  и  $\mu_2 = 0.1$  внутренняя структура сечений распадается со значений  $H = -0.9$ , но внутренняя структура сечений сохраняется в отрезке  $H \in [-0.3, -0.8]$ , в случае  $\mu_1 = 0.7$  и  $\mu_2 = 0.3$  внутренняя структура сечений распадается со значений  $H = -0.8$ , но внутренняя структура сечений сохраняется в отрезке  $H \in [-0.2, -0.7]$ .



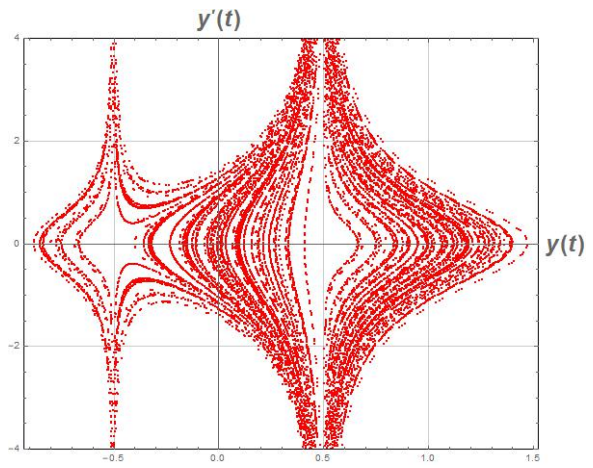
**Рисунок 4** – Сечение Пуанкаре  
при  $H = -0.9, c = 0.5, \mu_1 = 1.0, \mu_2 = 1.0$ .



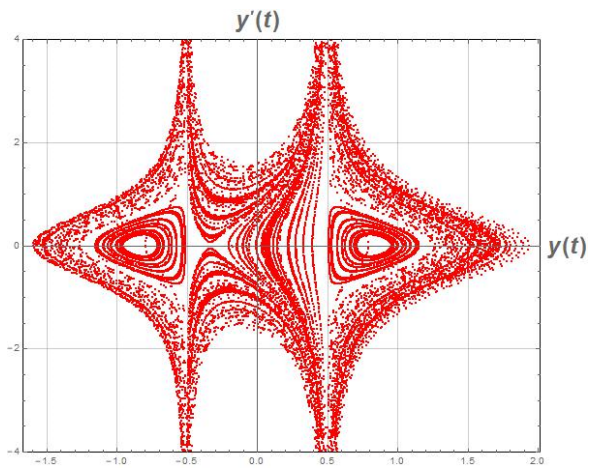
**Рисунок 5** – Сечение Пуанкаре  
при  $H = -1.7, c = 0.5, \mu_1 = 1.0, \mu_2 = 1.0$ .



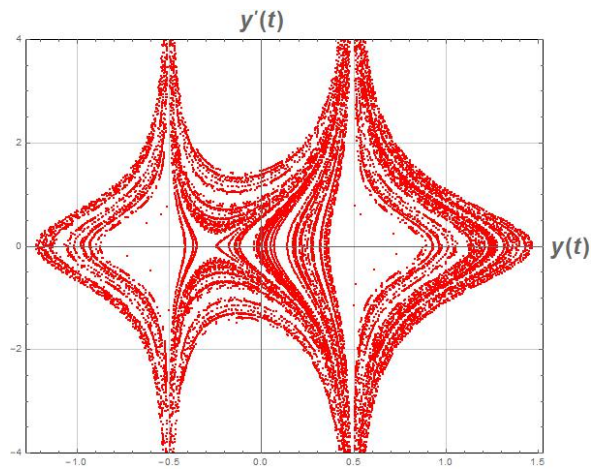
**Рисунок 6** – Сечение Пуанкаре  
при  $H = -0.6, c = 0.5, \mu_1 = 0.9, \mu_2 = 0.1$ .



**Рисунок 7** – Сечение Пуанкаре  
при  $H = -0.9, c = 0.5, \mu_1 = 0.9, \mu_2 = 0.1$ .



**Рисунок 8** – Сечение Пуанкаре  
при  $H = -0.6, c = 0.5, \mu_1 = 0.7, \mu_2 = 0.3$ .



**Рисунок 9** – Сечение Пуанкаре  
при  $H = -0.8, c = 0.5, \mu_1 = 0.7, \mu_2 = 0.3$ .



## Заключение

Таким образом, результаты, полученные численным методом, определяют структуру










сечений Пуанкаре для модели задачи двух неподвижных центров и служат основой для сравнительного анализа при определении аналитического отображения.

## Литература

- 1 Лихтенберг А., Либерман М. Регулярная и стохастическая динамика. – М.: Мир, 1985. – С.59-71.
- 2 Euaggelos E. Zotos Classifying orbits in the classical Henon-Heiles Hamiltonian system // arXiv:1502.02510v1 [nlin.CD] 9 Feb 2015.
- 3 Вернов С.Ю. Построение решений обобщенной системы Хенона–Хейлеса с помощью теста Пенлеве// ТМФ. – 2003.– том 135(3).– С. 409–419.
- 4 Euler L. Historie de L'Academie // Royale des sciences et Belles-lettres. -1760, 1767-Vol. XVI. – P. 228–247.
- 5 Jacobi C. G. J. Vorlesungen uber Dynamik. –Chelsea Publ., New York, 1969. – 300 p.
- 6 Gonzalez Leon M.A., Mateos Guiltre J., de la Torre Mayado M. Orbits in the problem of two fixed centers on the sphere//Regular and Chaotic Dynamics –2017.– Vol. 22(5). – P. 520-542.
- 7 Borisov A.V. and Mamaev I.S. Generalized problem of two and four Newtonian centers//Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy – 2005.– Vol. 92. –P.371-380.
- 8 Borisov A.V. and Mamaev I.S. Relations between integrable systems in plane and curved spaces//Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy – 2007. – Vol. 99. – P. 253-260.
- 9 Seri M. The problem of two fixed centers: bifurcation diagram for positive energies//Journal of Mathematical Physics – 2015. – Vol. 56, 012902.
- 10 Vozmicheva T.G. Classification of motions for generalization of the two centers problem on sphere/ Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy–2000. –Vol. 77. –P.37–48.
- 11 Vozmicheva T.G, Oshemkov A. A. Topological analysis of the two-centre problem on the two-dimensional sphere//Mat. Sb.–2002. –Vol. 193(8).–P. 3–38.
- 12 Albouy A., The underlying geometry of the fixed centers problems //in Topological Methods, Variational Methods and Their Applications, Brezis, H., Chang, K.C., Li, S.J., Rabinowitz, P. (Eds.), Singapore: World Scientific.–2003.–P. 11-21.
- 13 Albouy A. and Stuchi T. Generalizing the classical fixed-centres problem in a non-Hamiltonian way//J. Phys. A. – 2004.– Vol. 37. –P. 9109-9123.
- 14 Waalkens H., R. Dullin H., and H. Richter P. The Problem of two fixed centers: Bifurcations, Actions, Monodromy//Physica D. –2004. –Vol. 196. –P. 265-310.
- 15 Demin V.G. Orbits in the problem of two fixed centers //Astronomicheskii Zhurnal.–1960.– Vol. 37. –P. 1068-1075.
- 16 O Mathuna D. Integrable Systems in Celestial Mechanics.–Boston: Birkhauser, 2008.–234 p.
- 17 Arathoon Ph. Singular reduction of the 2-body problem on the 3-sphere and the 4-dimensional spinning top //Regular and Chaotic Dynamics. – 2019. – Vol. 24(4).–P. 370-391.
- 18 Borisov A.V., Mamaev I.S. and Bizyaev I.A. The Spatial Problem of 2 Bodies on a Sphere. Reduction and Stochasticity //Regul. Chaotic Dyn. – 2016. – Vol. 21(5). –P. 556-580.
- 19 Borisov A.V., Mamaev I.S. The restricted two-body problem in constant curvature spaces//Celestial Mech Dyn Astr. – 2006. –Vol. 96. –P. 1–17.
- 20 Garcia-Naranjo L.C., Marrero J.C., Perez-Chavela E. and Rodriguez-Olmos M., Classification and stability of relative Equilibria for the two-body problem in the hyperbolic space of Dimension 2//J. Differential Equations. –2016. – Vol. 260(7). – P. 6375–6404.
- 21 Tremblay F., Turbiner A.V., and Winternitz P., Periodic orbits for an infinite family of classical superintegrable systems //J. Phys. A. –2010.– Vol. 43(1).–015202.–14 p.
- 22 Kozlov V.V. and Harin A.O. Kepler's Problem in Constant Curvature Spaces//Celest. Mech. Dyn. Astr. – 1992. –Vol. 54(4). –P. 393-399.
- 23 Omarov Ch.T. and Malkov E. A. Order and Chaos in Stellar and Planetary Systems //ASP Conference Series. – St. Petersburg, 17-24 August, 2003. – Vol.316. – P.371-373.
- 24 Euaggelos E. Zotos, A. Riaño-Doncel, F.L. Dubeibe. Basins of convergence of equilibrium points in the generalized Henon-Heiles system//arXiv:1803.07398v1 [nlin.CD] 20 Mar 2018.
- 25 Euaggelos E. Zotos An overview of the escape dynamics in the Henon-Heiles Hamiltonian system //arXiv:1709.04360v2 [nlin.CD] 14 Sep 2017
- 26 Герасимов И.А., Жуйко С.В. Исследование первых интегралов задачи двух неподвижных центров Л. Эйлера //Матем. моделирование и краев. задачи. Часть 3. – 2005. –С. 74–81.
- 27 Дубошин Г.Н. Небесная механика. Основы задачи и методы. –М.: Наука. Глав. Ред. физ.-мат. лит., 1968, – С. 800.

### References

- 1 A.Lihtenberg and M.Lieberman, *Reguljarnaja i stohasticheskaia dinamika*, (M:Mir, 1985), 59-71. (in Russ).
- 2 Euaggelos E. Zotos. Classifying orbits in the classical Henon-Heiles Hamiltonian system, arXiv:1502.02510v1 [nlin.CD] 9 Feb 2015.
- 3 S.Ju.Vernov, TMF135(3), 409–419(2003). (in Russ).
- 4 L. Euler *Historie de L'Academie Royale des sciences et Belles-lettres*, 1767, XVI, 228–247(1760).
- 5 C.G.J. Jacobi *Vorlesungen uber Dynamik* (Chelsea Publ., New York, 1969), 300p.
- 6 M.A. Gonzalez Leon, J. Mateos Guilatre and M. de la Torre Mayado, *Regular and Chaotic Dynamics* 22(5), 520-542 (2017).
- 7 A.V. Borisov and I.S. Mamaev, *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy* 92, 371-380 (2005).
- 8 A.V. Borisov and I.S. Mamaev, *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy* 99, 253-260 (2007).
- 9 M. Seri, *J. of Mathematical Physics* 56, 012902 (2015).
- 10 T.G. Vozmicheva, *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy* 77, 37–48 (2000).
- 11 T.G. Vozmicheva and A.A. Oshemkov, *Mat. Sb.* 193(8), 3–38 (2002).
- 12 A. Albouy, *Variational Methods and Their Applications*, 11-21 (2003).
- 13 A. Albouy and T. Stuchi, *J. Phys. A* 37, 9109-9123 (2004).
- 14 H. Waalkens, R. Dullin H., and H. Richter P., *Physica D* 196, 265-310 (2004).
- 15 V.G. Demin, *Astronomicheskii Zhurnal* 37, 1068-1075 (1960).
- 16 D. O Mathuna, *Integrable Systems in Celestial Mechanics*, (Boston: Birkhauser, 2008), 234p.
- 17 Ph. Arathoon, *Regular and Chaotic Dynamics* 24(4), 370-391 (2019).
- 18 A.V. Borisov, I.S. Mamaev and I.A. Bizyaev, *Regul. Chaotic Dyn.* 21(5), 556-580 (2016).
- 19 A.V. Borisov and I.S. Mamaev, *Celestial Mech Dyn Astr* 96, 1–17(2006).
- 20 L.C. Garcia-Naranjo, J.C. Marrero, E. Perez-Chavela and M. Rodriguez-Olmos, *J. Differential Equations* 260 (7), 6375–6404 (2016).
- 21 F. Tremblay, A.V. Turbiner and P. Winternitz, *J. Phys. A:Math Theor.* 43(1), 015202, 14 pp (2010).
- 22 V.V. Kozlov and A.O. Harin, *Celest. Mech. Dyn. Astr.* 54(4), 393-399 (1992).
- 23 Ch. T Omarov. and E. A. Malkov, *Order and Chaos in Stellar and Planetary Systems ASP Conference Series*( St. Petersburg, 17-24 August, 2003) 316, 371-373.
- 24 Euaggelos E. Zotos, and A. Riaño-Doncel, arXiv:1803.07398v1 [nlin.CD] 20 Mar 2018.
- 25 Euaggelos E. Zotos., arXiv:1709.04360v2 [nlin.CD] 14 Sep 2017.
- 26 I.A. Gerasimov., and S.V. Zhujko, *Matem. modelirovanie i kraev. Zadachi* 3, 74–81 (2005). (in Russ).
- 27 G.N. Duboshin *Nebesnaja mehanika. Osnovy zadachi i metody*, (Moscow: Nauka. Glav. Red. fiz.-mat. lit., 1968), 774-785. (in Russ).

**М.Е. Абишев<sup>1</sup>** , **Э. Кэведо<sup>1,2</sup>** , **Н.А. Бейсен<sup>1,3\*</sup>** , **С. Токтарбай<sup>1</sup>** ,  
**А.А. Мансурова<sup>1</sup>** , **М.О. Алимкулова<sup>1,4</sup>** , **А. Муратхан<sup>1</sup>** ,  
**Н.М. Джапашов<sup>1</sup>** , **Б.С. Кусманова<sup>1</sup>** 

<sup>1</sup>Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Казахстан, г. Алматы

<sup>2</sup>Институт ядерных наук, национальный автономный университет Мексики, Мексика, Мехико

<sup>3</sup>Таразский государственный педагогический университет,

Казахстан, г. Тараз, \*e-mail: Sila756@mail.ru

<sup>4</sup>Казахский национальный педагогический университет имени Абая, Казахстан, г. Алматы

## ОПРЕДЕЛЕНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ МУЛЬТИПОЛЬНЫХ МОМЕНТОВ В НЬЮТОНОВСКОЙ ГРАВИТАЦИИ МАССИВНЫХ ОБЪЕКТОВ

В ньютоновском приближении гравитационное поле ограниченного распределения масс задается как решение уравнения Пуассона. Можно исследовать некоторые предельные случаи данной метрики, чтобы понять ее физический смысл и структуру. В этой статье мы даем краткое вводное описание наиболее важных понятий мультипольных моментов в ньютоновской гравитации, чтобы оптимизировать нахождение релятивистских определений. В статическом ньютоновском случае мы можем получить полное описание гравитационного поля вне массивного объекта с помощью мультипольных моментов и эти мультипольные моменты относительно легко можно получить путем разложения по сферическим гармоникам. Однако в релятивистском случае ситуация гораздо сложнее. В литературе существует несколько релятивистских определений координатно-независимых мультипольных моментов, которые можно сравнить с ньютоновскими мультипольными моментами.

Явный расчет мультипольных моментов действительно довольно громоздкий и трудоемкий. Поэтому приведем некоторые рекуррентные формулы, которые упрощают вычисления и представим некоторые примеры для вычисления мультипольных моментов статической  $q$ -метрики. Мы будем использовать метод Героха-Хансена, потому что вычисления в этом случае просты, а метод не зависит от координат. Кроме того, представлено определение Элерса ньютоновского предела и оно использовано для определения мультипольных моментов в ньютоновском приближении данной метрики.

**Ключевые слова:** релятивистский мультипольный момент,  $q$ -метрика, гравитация, ОТО, ньютоновская гравитация.

M. Abishev<sup>1</sup>, Quevedo Hernando<sup>1,2</sup>, N. Beissen<sup>1,3\*</sup>, S. Toktarbay<sup>1</sup>, A.A. Mansurova<sup>1</sup>,  
M. Alimkulova<sup>1,4</sup>, A. Muratkhan<sup>1</sup>, N.M. Djapashov<sup>1</sup>, B.C. Kusmanova<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Al-Farabi Kazakh national university, Kazakhstan, Almaty

<sup>2</sup>Instituto de Ciencias Nucleares, Universidad Nacional Autónoma de México, México, Mexico

<sup>3</sup>Taraz State Pedagogical University, Kazakhstan, Taraz, \*e-mail: Sila756@mail.ru

<sup>4</sup>Abai Kazakh National Pedagogical University, Kazakhstan, Almaty

### Definitions of relativistic multipole moments in Newtonian gravity of massive objects

The gravitational field of a limited mass distribution is specified as a solution to the Poisson equation in the Newtonian approximation. One can investigate some limiting cases of this metric in order to understand its physical meaning and structure. In this paper, we give a short introduction to essential concepts of multipole moments in Newtonian gravitation to motivate the definition of the relativistic definitions. In the static Newtonian case, we can get a complete description of the gravitational field outside a massive object by means of the multipole moments and these multipole moments are relatively easy to obtain by an expansion in terms of spherical harmonics. In the relativistic case, however, the situation is much more difficult. There are several relativistic definitions of coordinate independent multipole moments and they can be compared to the Newtonian multipole moments.

The explicit calculation of multipole moments is really quite tedious and laborious. We present some recurrence formulas which simplify the calculations. We will present some examples for calculating multipole moments of the static  $q$ -metric. We will use the Geroch-Hansen method because the calculations in this case are straightforward and the method is coordinate-independent. In addition, the Elers definition of the Newtonian limit is presented and it is used to determine the multipole moments in the Newtonian approximation of this metric.

**Key words:** relativistic multipole moment,  $q$ -metric, gravity, GR, Newtonian gravity.

М.Е. Әбішев<sup>1</sup>, Э. Кеведо<sup>1,2</sup>, Н.А. Бейсен<sup>1,3\*</sup>, С. Тоқтарбай<sup>1</sup>, А.А. Мансұрова<sup>1</sup>,  
М.О. Әлімқұлова<sup>1,4</sup>, А. Мұратхан<sup>1</sup>, Б.С. Кузманова<sup>1</sup>, Н.М. Джапашов<sup>1</sup>, Б.С. Құсманова<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Қазақстан, Алматы қ.

<sup>2</sup>Мексика автономды университетінің ядролық ғылымдар институты, Мексика, Мехико қ.

<sup>3</sup>Тараз мемлекеттік педагогикалық университеті, Қазақстан, Тараз қ., \*e-mail: Sila756@mail.ru

<sup>4</sup>Абай атындағы Қазақ ұлттық педагогикалық университеті, Қазақстан, Алматы қ.

### Массивті денелердің Ньютондық гравитациясындағы релятивистік мультипольдық моменттерге анықтау

Ньютондық жуықтауда Пуассон теңдеуінің шешімі ретінде шектеулі масса таралуының гравитациялық өрісі көрсетілген. Бұл метрикалық физикалық мағынасы мен құрылымын түсіну үшін кейбір шектеулі жағдайларды зерттеуге болады. Осы мақалада біз релятивистік анықтамаларды табуды ынталандыру үшін Ньютон ауырлық күшіндегі мультипольді моменттердің негізгі ұғымдарына қысқаша кіріспе береміз. Статикалық Ньютон жағдайында біз мультипольді моменттерді қолдана отырып, массивті объектінің сыртындағы гравитациялық өрістің толық сипаттамасын аламыз, сонымен қоса, сфералық гармоника арқылы бұл мультипольді моменттерді салыстырмалы түрде алу жолын қарастырамыз. Алайда, релятивистік жағдайда жағдай әлдеқайда күрделі. Ньютондық мультипольдік моменттермен салыстыруға болатын координатадан тәуелсіз мультипольдік моменттердің бірнеше релятивистік анықтамалары бар.

Мультипольдік моменттерді нақты есептеу шынымен де көп уақытты қажет етеді. Сол себепті осы жұмыста біз есептеулерді жеңілдететін бірнеше қайталану формулаларын ұсынамыз, статикалық  $q$ -метриканың мультипольдік моменттерін есептеу үшін бірнеше мысалдарды келтіреміз. Біз Герох-Хансен әдісін қолданамыз, өйткені бұл жағдайда есептеулер қарапайым және әдіс координаттарға тәуелді емес. Сонымен қатар, Ньютон шегінің Элерс анықтамасы келтірілген және ол Ньютондық жуықтаудағы мультипольді моменттерді анықтау үшін қолданылды.

**Түйін сөздер:** релятивистік мультипольдік момент,  $q$ -метрика, ауырлық күші, ЖСТ, Ньютон ауырлық күші.

## Введение

Мультипольное расширение является одним из самых полезных инструментов теоретической физики. Задача получения мультипольных моментов решения уравнения Эйнштейна – это задача интерпретации решения в терминах его ньютоновского предела и вывода возможного распределения источника, порождающего гравитационное поле. Существует несколько различных методов получения релятивистских мультипольных моментов из заданной метрики. Существуют важные релятивистские определения мультипольных моментов, известные как 1) определение Героха-Хансена, 2) определение Торна, 3) определение Бейга-Саймона.

Не существует уникальной процедуры нахождения гравитационного поля, описываемого заданной метрикой. Однако можно получить

некоторую информацию о гравитационном поле, вычисляя соответствующий ньютоновский предел метрики. Ньютоновский предел позволяет вычислить мультипольные моменты тела, которые в ньютоновской теории определяют гравитационное поле однозначно. Понятно, что процедура вычисления ньютоновского предела зависит от выбора координат.

В этой статье мы будем изучать методы, которые позволяют нам сделать релятивистскую и координатно-инвариантную обработку мультипольных моментов. Здесь мы ограничиваемся внешними гравитационными полями.

## Ньютоновский случай

В ньютоновской гравитации гравитационное поле ограниченного распределения масс задается как решение уравнения Пуассона.

Ньютоновское приближение содержится в теории Эйнштейна как частный случай, можно исследовать некоторые предельные случаи данной метрики, чтобы понять ее физический смысл и структуру. Явный расчет линейного приближения связан с координатами, в которых задана метрика. В статическом ньютоновском случае Томас Бэкдал [1] исследовал координатно-независимые ньютоновские мультипольные моменты, чтобы побудить определение Героха и Хансена [2] для релятивистского случая. Гравитационное поле изолированного объекта может быть описано гладким потенциалом  $V$ , таким, что  $G_a = -\nabla_a V$ ,  $\theta = \nabla^a G_a = -\nabla^a \nabla_a V$ , и  $V$  исчезает на бесконечности. Если мы зафиксируем начало координат и используем сферические координаты, мы можем расширить гармоническую функцию  $V$  в степенях  $1/R$

$$V(R, \theta, \varphi) = \sum_{k=0}^{\infty} \sum_{l=-k}^k c_{k,l} Y_k^l(\theta, \varphi) R^{-k-l}, \quad (1)$$

где  $Y_k^l$  – сферические гармоники. Коэффициенты  $c_{k,l}$  описывают мультипольные моменты в базе сферических гармоник. Мы можем получить более простое расширение, если изменим радиальную переменную  $r = 1/R$  и масштабируем:

$$\begin{aligned} \tilde{V}(r, \theta, \varphi) &= \frac{V\left(\frac{1}{r}, \theta, \varphi\right)}{r} = \\ &= \sum_{k=0}^{\infty} \sum_{l=-k}^k c_{k,l} Y_k^l(\theta, \varphi) r^k. \end{aligned} \quad (2)$$

Обратите внимание, что  $\tilde{V}$  гармонический по отношению к сферическим координатам  $(r, \theta, \varphi)$ . С помощью  $x^1 = r \sin \theta \cos \varphi$ ,  $x^2 = r \sin \theta \sin \varphi$ ,  $x^3 = r \cos \theta$ , мы видим, что  $r^k Y_k^l(\theta, \varphi)$  – это однородный многочлен  $x^1, x^2, x^3$  в порядке  $k$ . Формула Тейлора дает нам

$$\tilde{V}(x^a) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{x^{a_1} \dots x^{a_k}}{k!} \nabla_{a_1} \dots \nabla_{a_k} \tilde{V} \Big|_0. \quad (3)$$

Это означает, что существует прямая связь между  $\{c_{k,l}\}_{k=-l}^l$  и  $\nabla_{a_1} \dots \nabla_{a_k} \tilde{V} \Big|_0$ . Из-за плоскостности и гладкости поля производные операторы коммутируют. Это означает, что  $P_{a_1 \dots a_k} = \nabla_{a_1} \dots \nabla_{a_k} \tilde{V}$  полностью симметричен. Мы также имеем

$$g^{a_{k-1} a_k} P_{a_1 \dots a_k} = \nabla_{a_1} \dots \nabla_{a_{k-2}} \nabla^b \nabla_b \tilde{V} = 0, \quad (4)$$

то есть,  $P_{a_1 \dots a_k}$  полностью симметричен и не содержит следов. Заметим, что мы получаем рекурсивное определение тензоров  $P_{a_1 \dots a_k}$  посредством  $P_{a_1 \dots a_k} = \nabla_{a_1} P_{a_2 \dots a_k}$ . Теперь мультипольные моменты являются полностью симметричными и бесследными тензорами  $P_{a_1 \dots a_k}$  в  $r = 0$ .

Учитывая  $\tilde{V}$ , это описание не зависит от координат, и поэтому его легче обобщить, чем  $c_{k,l}$  – описание.

### Мультипольные моменты Героха-Хансена

Мультипольные моменты (массы) в ньютоновской гравитации могут быть определены в двух эквивалентных формах:

- (i) как моменты распределения массы, если известна плотность массы, или
- (ii) как коэффициенты мультипольного расширения.

Дальнейшее определение было предложено Герохом [3]. Мультипольные моменты являются конформными тензорами Киллинга [4] в евклидовом пространстве  $N$  с метрикой  $h_{ij}$ , т. е.

тензорами  $\xi^{ij\dots}$ , удовлетворяющими уравнению

$$\nabla^{(i} \xi^{jk\dots l)} = h^{(i} T^{k\dots l)}, \quad (5)$$

где  $\nabla$  – оператор градиента в  $N$  и  $T^{k\dots l}$  – произвольный тензор в  $N$ .

Пусть  $M$  – четырехмерное риманово многообразие (без кручения) с метрикой  $g_{ab}$ , имею-

щий знаки  $(+ -)$  и удовлетворяющей уравнениям вакуумного поля Эйнштейна. Пусть  $\xi^a$  временное векторное поле Киллинга, определенное в  $M$ . Введем  $f$  и  $\omega_a$ , посредством

$$f = \xi^a \xi_a, \quad \omega_a = \varepsilon_{abcd} \xi^b \nabla^c \xi^d. \quad (6)$$

Уравнения вакуумного поля требуют  $\nabla_{[a} \omega_{b]} = 0$ , т.е. существует скалярное поле  $\Omega$  удовлетворяющее

$$\omega_a = \nabla_a \Omega. \quad (7)$$

Обратите внимание что  $f$  и  $\Omega$  определяют потенциал Эрнста для осесимметричных полей. Орбиты векторного поля  $\xi^a$  образуют трехмерное дифференцируемое многообразие  $Y$  с метрикой

$$s_{ij} = g_{00} g_{ij} + g_{0i} g_{0j}. \quad (8)$$

Теперь мы введем понятие асимптотической плоскостности в  $Y$ . Это можно сделать, введя "асимптотически евклидовы" системы координат. Но это может привести к определенной зависимости от системы координат. Существует координатно-инвариантная альтернатива, состоящая в добавлении "точки на бесконечности" ( $\Lambda$ ) к многообразию  $Y$  посредством конформного преобразования. Асимптотическое поведение поля затем определяется поведением в  $\Lambda$ .

Кроме того, вводятся скалярные поля:

$$\begin{aligned} \tilde{\Phi}^M &= \Sigma^{-1/2} \Phi^M, \quad \Phi^M = \frac{1}{4f} (f^2 + \Omega^2 - 1), \\ \tilde{\Phi}^J &= \Sigma^{-1/2} \Phi^J, \quad \Phi^J = \frac{1}{2f} \Omega \end{aligned} \quad (9)$$

в  $Y$  и определяет симметричные, свободные от трассировки тензорные поля  $P_{a_1 \dots a_l}^M$  и  $P_{a_1 \dots a_l}^J$  посредством ( $A=M, J$ ):

$$\begin{aligned} P^A &= \tilde{\Phi}^A P_{a_1 \dots a_{l+1}}^A = \\ &= @[\tilde{D}_{a_{l+1}} P_{a_1 \dots a_l} - \frac{1}{2} l (2l - 1) \tilde{R}_{a_l a_{l+1}} P_{a_2 \dots a_{l-1}}^A]. \end{aligned} \quad (10)$$

$2^l$  – полюсный момент  $\Phi^M$  и  $\Phi^J$  определяется значением тензоров  $P_{a_1 \dots a_l}^M$  и  $P_{a_1 \dots a_l}^J$  соответственно, т. е.

$$M_{a_1 \dots a_l} = P_{a_1 \dots a_l}^M \Big|_{\Lambda}, \quad J_{a_1 \dots a_l} = P_{a_1 \dots a_l}^J \Big|_{\Lambda}. \quad (11)$$

Массовые мультипольные моменты обозначаются через  $M_{a_1 \dots a_l}$  и те из распределения углового момента мимо  $J_{a_1 \dots a_l}$ .

Тензоры  $P_{a_1 \dots a_l}^M$  и  $P_{a_1 \dots a_l}^J$  инвариантны при вращениях, индуцированных  $\eta$  вокруг оси симметрии можно показать [5], что  $2^l$ -полусные моменты определяются скалярами

$$\begin{aligned} M_l &= \frac{1}{l!} M_{a_1 \dots a_l} \tilde{z}^{a_1} \dots \tilde{z}^{a_l} \Big|_{\Lambda}, \\ J_l &= \frac{1}{l!} J_{a_1 \dots a_l} \tilde{z}^{a_1} \dots \tilde{z}^{a_l} \Big|_{\Lambda}. \end{aligned} \quad (12)$$

Кроме того, легко видеть, что мультипольные моменты Героха-Хансена осесимметричных полей в плоском пространстве-времени (теория Ньютона) совпадают с моментами Ньютона  $N_l$ , т. е.  $M_l = N_l$

### Определение мультипольных моментов по Бейгу-Саймону

Анализ мультипольных моментов Бейг-Саймона [6] основан на асимптотическом разложении потенциалов Героха-Хансена  $\Phi^M$  и  $\Phi^J$ . В этом случае физическая значимость мультипольных моментов более правдоподобна. Прежде чем сформулировать определение Бейг-Саймона, мы должны объяснить некоторые понятия и обозначения.

Стационарная метрика определяется над четырехмерным римановым многообразием (без кручения)  $M$  с локальными координатами  $\{t, x^i\}$ . Это означает топологически, что

$$M = Y \times N_R, \quad (13)$$

где  $Y$  представляет собой ось  $t$  и  $N_R$  диффеоморфна  $\mathfrak{R}^3$  сфере радиуса  $R$ . метрика в  $M$  может быть записана как:

$$ds^2 = f (dt + \sigma_i dx^i)^2 - \frac{\gamma_{ij}}{f} dx^i dx^j, \quad (14)$$

где  $f, \sigma_i$  и  $\gamma_{ij}$  это функции принадлежащие  $\{x^i\}$  удовлетворяя уравнениям вакуумного поля Эйнштейна[7]. Рассмотрим потенциалы Героха-Хансена  $\Phi^M$  и  $\Phi^J$ , который может быть вычислен :

$$\Phi^M = \frac{1}{4f}(f^2 + \Omega^2 - 1), \quad \Phi^J = \frac{\Omega}{2f}, \quad (15)$$

$2^l$  – полюсные моменты  $M_{a_1 \dots a_l}^{BS}$  и  $J_{a_1 \dots a_l}^{BS}$  стационарного асимптотически плоского решения уравнений вакуума Эйнштейна однозначно определяются соотношениями

$$M_{a_1 \dots a_l}^{BS} = @ [ E_{a_1 \dots a_l} ] J_{a_1 \dots a_l}^{BS} = @ [ F_{a_1 \dots a_l} ]. \quad (16)$$

Мультипольные моменты Бейг-Саймона можно вычислить, введя систему координат  $\{x^i\}$ . Можно показать, что уравнение ( $m \geq 0$ )

$$\frac{\partial}{\partial x^j} \left( \gamma_{ij} - \frac{1}{2} \delta_j^k \gamma_{ik} \right) = O^\infty (r^{-m-3}) \quad (17)$$

выполняется в каждой этой системе координат. Наконец, можно получить мультипольные моменты Бейг-Саймона  $M_{a_1 \dots a_l}^{BS}$  и  $J_{a_1 \dots a_l}^{BS}$  как полностью симметричные части констант без следов  $E_{a_1 \dots a_l}$  и  $F_{a_1 \dots a_l}$ . Саймон [6] обобщил это определение, включив в него стационарные асимптотически плоские решения уравнений Эйнштейна-Максвелла.

#### Соотношения между различными определениями мультипольных моментов

Определения мультипольных моментов на первый взгляд кажутся совершенно отличными друг от друга. Недавно было показано, что они различаются только математическим методом их формулировки и что между этими определениями существуют определенные отношения, а именно[7,8,9]:

1. Мультипольные моменты Торна эквивалентны мультипольным моментам Героха-Хансена с точностью до постоянного коэффициента

2.

$$M_{a_1 \dots a_l} = (2l-1)!! M_{a_1 \dots a_l}^T, \\ J_{a_1 \dots a_l} = \frac{2l(2l-1!!)}{2l+1} J_{a_1 \dots a_l}^T. \quad (18)$$

3. Мультипольные моменты Героха-Хансена и Бейга-Симона полностью идентичны

$$M_{a_1 \dots a_l} = M_{a_1 \dots a_l}^{BS}, \quad J_{a_1 \dots a_l} = J_{a_1 \dots a_l}^{BS}. \quad (19)$$

Исследуя мультипольные моменты, можно доказать некоторые важные свойства стационарных и статических осесимметричных вакуумных решений.

**Теорема 1.** Стационарное пространство-время статично тогда и только тогда, когда все его моменты угловых моментов исчезают.

**Теорема 2:** Статическая метрика является плоской тогда и только тогда, когда все ее массовые мультипольные моменты исчезают

**Теорема 3:** Стационарная метрика осесимметрична тогда и только тогда, когда все ее мультипольные моменты осесимметричны.

**Теорема 4:** Две метрики с одинаковыми мультипольными моментами имеют одинаковую геометрию на больших расстояниях от источника.

**Теорема 5:** Любое стационарное, осесимметричное, асимптотически плоское решение уравнений вакуума Эйнштейна приближается к решению Керра асимптотически.

**Теорема 6:** Любое статическое, осесимметричное, асимптотически плоское вакуумное решение приближается к решению Шварцшильда асимптотически.

Заметим, что эти теоремы были доказаны с помощью определения Героха-Хансена или Бейга-Саймона. Из-за своего правдоподобного физического значения метод Торна очень интенсивно используется во многих астрофизических проблемах. В следующих главах мы приведем несколько примеров расчета мультипольных моментов. Гюрзель [10] доказал, что мультипольные моменты героха-Хансена эквивалентны моментам Трона для стационарных систем. Из формализма Эрнста Фодор, Хоэнселерс и Перье (ФНР) [10] было найдено

элегантный метод для получения явных выражений для мультипольных моментов данного стационарного (осесимметричного) пространства–времени с асимптотической плоскостью.

$$ds^2 = -h^{1+q} + h^{-q} \left[ \left( 1 + \frac{m^2 \sin^2 \theta}{r^2 h} \right)^{-q(2+q)} \left( \frac{dr^2}{h} + r^2 d\theta^2 \right) + r^2 \sin^2 \theta d\phi^2 \right], \quad (20)$$

где  $h = 1 - 2m/r$ . Он был получен из преобразования Зипоя-Вурхиза с  $\delta=1+q$ . Из параметров  $m$  и  $q$  масса и квадрупольный момент объекта задаются  $M_0=(1+q)m$  и  $M_2=-m^3 q(1+q)(2+q)/3$ , соответственно. Это самая простая статическая метрика с массовыми и квадрупольными параметрами.

В этом разделе мы применяем процедуру ГНР к  $q$ -метрике, мы получим самые низкие релятивистские мультипольные моменты с помощью метода ГНР.

Процедура получения релятивистских мультипольных моментов заключается в следующем [10]:

(i) Использовать обратный потенциал Эрнста  $\xi^{-1}$ ,

(ii) задать  $y = \cos \theta = 1$  и  $\sigma x \rightarrow \frac{1}{z} \xi^{-1}$ ,

(iii) Разложить в ряд Тейлора  $z$  обратный потенциал Эрнста и, наконец,

(iv) использовать формулы ГНР [10].

В случае статического осесимметричного пространства-времени потенциал Эрнста равноопределяется как:

$$\xi(x, y) = \frac{1 - e^{2\varphi}}{1 + e^{2\varphi}} \quad (21)$$

### Q-метрические мультипольные моменты

$Q$ -метрика является обобщением метрики Шварцшильда с квадрупольным параметром. Статическая версия в сферических координатах задается формулой [9,11,12]

Для  $q$ -метрики релятивистские мультипольные моменты могут быть вычислены как:

$$\tilde{z} = \frac{1}{z} = \frac{1}{mx}, \quad c\sigma = m$$

Если мы теперь введем обратный потенциал как

$$\begin{aligned} \tilde{\xi}(\tilde{z}, 1) &= \frac{1}{\tilde{z}} \xi(\tilde{z}, 1), \quad M_n = \\ &= m_n + d_n, \quad m_n = \frac{1}{n!} \left. \frac{d^n \tilde{\xi}(\tilde{z}, 1)}{d\tilde{z}^n} \right|_{\tilde{z}=0}, \end{aligned} \quad (22)$$

где дополнительные термины  $d_n$  должны быть определены из исходного определения Героха. Теперь главное, что первый член  $m_n$  полностью определяется  $n$ -й производной обратного потенциала Эрнста  $\tilde{\xi}$ , тогда как второй член  $d_n$  зависит от производных порядка меньше  $n$ , так что момент  $M_n$  может быть вычислен явно, как только все производные порядка  $n$  или меньше известны. Наконец, для  $q$ -метрики мы получаем:

$$\begin{aligned} M_0 &= \delta M \\ M_2 &= \frac{1}{3} \delta M m^2 (1 - \delta^2) \\ M_4 &= \delta M m^4 \left( \frac{19}{105} \delta^4 - \frac{8}{21} \delta^2 + \frac{1}{5} \right) \\ M_6 &= \delta M m^6 \left( -\frac{389}{3465} \delta^6 + \frac{23}{63} \delta^4 - \frac{457}{1155} \delta^2 + \frac{1}{7} \right) \\ M_8 &= \delta M m^8 \left( \frac{257}{3465} \delta^8 - \frac{44312}{135135} \delta^6 + \frac{73522}{135135} \delta^4 - \frac{54248}{135135} \delta^2 + \frac{1}{9} \right) \\ M_{10} &= \delta M m^{10} \left( -\frac{443699}{8729721} \delta^{10} + \frac{17389}{61047} \delta^8 - \frac{27905594}{43648605} \delta^6 + \frac{6270226}{8729721} \delta^4 - \frac{5876077}{14549535} \delta^2 + \frac{1}{11} \right), \end{aligned} \quad (23)$$



где  $\delta = 1 + q$ . Таким образом, легко показать, что для пространства–времени Шварцшильда мультипольные моменты задаются как  $M_0 = m$ ,  $M_k = 0$ , ( $k \geq 1$ ), результат, который соответствует физической интерпретации метрики Шварцшильда, полученной с использованием других методов. Из приведенного выше расчета мы видим, что высшие моменты пропорциональны и могут быть полностью переписаны в терминах  $M_0$  и  $M_2$ . Соответственно, произвольные параметры  $m$  и  $q$  определяют массу и квадруполь, которые являются единственными независимыми мультипольными моментами решения. Кроме того, отметим, что все нечетные мультипольные моменты равны нулю, поскольку решение обладает дополнительной симметрией отражения относительно экваториальной плоскости  $\theta = \pi / 2$ .

### Заключение

В этой статье мы рассматриваем наиболее важные релятивистские определения мультипольных моментов. Кроме того, представлено определение Элерса ньютоновского предела и












оно использовано для определения мультипольных моментов в ньютоновском приближении данной метрики. Мы рассматриваем важные независимые от координат определения релятивистских мультипольных моментов, такие как определения Героха-Хансена, Торна и Бейга-Саймона. Мы возрождаем  $q$ -метрику. С практической точки зрения  $q$ -метрика имеет определенные преимущества перед остальными метриками. Действительно, математическая структура этой метрики очень проста, что облегчает ее изучение. Затем мы получили самые низкие релятивистские мультипольные моменты  $q$ -метрики, в то время как более высокие моменты пропорциональны  $mq$  и могут быть полностью переписаны в терминах  $M_0$  и  $M_2$ . Это означает, что произвольные параметры  $m$  и  $q$  определяют массу и квадруполь, которые являются единственными независимыми мультипольными моментами решения. В предельном случае  $q = 0$  сохраняется только монополь  $M_0 = m$ , как и в пространстве-времени Шварцшильда. В пределе  $m = 0$ , с  $q = 0$ , все моменты исчезают одинаково, подразумевая, что нет распределения массы, и пространство-время должно быть плоским.

### Литература

- 1 Bäckdahl T., Herberthson M. Static axisymmetric spacetimes with prescribed multipole moments // *Classical and Quantum Gravity*. – 2005. – Т. 22. – №. 9. – С. 1607.
- 2 Bäckdahl T. Relating the Newman–Penrose constants to the Geroch–Hansen multipole moments // *Classical and Quantum Gravity*. – 2009. – Т. 26. – №. 17. – С. 175021.
- 3 Geroch R. Domain of dependence // *Journal of Mathematical Physics*. – 1970. – Т. 11. – №. 2. – С. 437-449.
- 4 Krtouš P. et al. Killing-Yano tensors, rank-2 Killing tensors, and conserved quantities in higher dimensions // *Journal of High Energy Physics*. – 2007. – Т. 2007. – №. 02. – С. 004.
- 5 Hansen R. O. Multipole moments of stationary space-times // *Journal of Mathematical Physics*. – 1974. – Т. 15. – №. 1. – С. 46-52.
- 6 Beig R., Simon W. On the multipole expansion for stationary space-times // *Proceedings of the Royal Society of London. A. Mathematical and Physical Sciences*. – 1981. – Т. 376. – №. 1765. – С. 333-341.
- 7 Kerr R. P., Schild A. Republication of: A new class of vacuum solutions of the Einstein field equations // *General Relativity and Gravitation*. – 2009. – Т. 41. – №. 10. – С. 2485-2499.
- 8 Quevedo H. Mass quadrupole as a source of naked singularities // *International Journal of Modern Physics D*. – 2011. – Т. 20. – №. 10. – С. 1779-1787.
- 9 Quevedo H., Toktarbay S., Yerlan A. Quadrupolar gravitational fields described by the  $q$ - $q$  metric // *arXiv preprint arXiv:1310.5339*. – 2013.
- 10 Dubeibe F. L., Lora-Clavijo F. D., González G. A. Pseudo-Newtonian planar circular restricted 3-body problem // *Physics Letters A*. – 2017. – Т. 381. – №. 6. – С. 563-567.
- 11 Frutos-Alfaro F., Quevedo H., Sanchez P. A. Comparison of vacuum static quadrupolar metrics // *Royal Society open science*. – 2018. – Т. 5. – №. 5. – С. 170826.
- 12 Frutos-Alfaro F., Soffel M. On relativistic multipole moments of stationary space-times // *Royal Society open science*. – 2018. – Т. 5. – №. 7. – С. 180640.

### References

- 1 T. Bäckdahl, and Magnus Herberthson, *Classical and Quantum Gravity* 22.9: 1607(2005).
- 2 T. Bäckdahl, *Classical and Quantum Gravity* 26.17, 175021 (2009)
- 3 R. Geroch, *Journal of Mathematical Physics*, 11.2, 437-449(1970).
- 4 P. Krtouš, et al, *Journal of High Energy Physics*, 2007.02, 004(2007).
- 5 R.O. Hansen, *Journal of Mathematical Physics*, 15.1, 46-52(1974).
- 6 R. Beig, and S. Walter, On the multipole expansion for stationary space-times, *Proc. of the Royal Society of London. A. Mathematical and Physical Sciences*, 376.1765, 333-341(1981).
- 7 R.P. Kerr, , and A. Schild, *General Relativity and Gravitation*41.10, 2485-2499(2009).
- 8 H. Quevedo, *Intern. J. of Modern Physics D*20.10, 1779-1787(2011).
- 9 H. Quevedo, S.Toktarbay, and Ye. Aimuratov, arXiv preprint arXiv:1310.5339 (2013).
- 10 F.L.Dubeibe, F.D. Lora-Clavijo, and Guillermo A. González, *Physics Letters A* 381.6, 563-567(2017).
- 11 Frutos-Alfaro, Francisco, Hernando Quevedo, and Pedro A. Sanchez, *Royal Society open science* 5.5, 170826(2018).
- 12 Frutos-Alfaro, Francisco, and Michael Soffel, *Royal Society open science* 5.7, 180640(2018).

N. Yerezhep<sup>1\*</sup> , W.H. Trzaska<sup>2</sup> , L. Bezrukov<sup>3</sup> , T. Enqvist<sup>2</sup>, P. Kuusiniemi<sup>2</sup>,  
L. Inzhechik<sup>4</sup> , J. Joutsenvaara<sup>5</sup> , K. Loo<sup>2</sup> , B. Lubsandorzhiev<sup>3</sup> ,  
M. Slupecki<sup>2</sup> , N.O. Saduyev<sup>1</sup> , A. Baktorzat<sup>1</sup> , Y. Mukhamejanov<sup>1</sup> 

<sup>1</sup>National open-type nanotechnology laboratory (NNLOT), al-Farabi Kazakh National University, Kazakhstan, Almaty, \*e-mail: nurzhan.yerezhep@gmail.com

<sup>2</sup>Department of Physics, University of Jyväskylä, Finland, Jyväskylä,

<sup>3</sup>Institute of Nuclear Research, Russian Academy of Sciences, Russia, Moscow

<sup>4</sup>Moscow Institute of Physics and Technology, Russia, Moscow

<sup>5</sup>Kerttu Saalasti Institute, University of Oulu, Finland, Oulu

## UNDERGROUND INVESTIGATION OF EXTENSIVE AIR SHOWERS SPECTRA AT HIGH ENERGY RANGE OF COSMIC RAYS AND OTHER RESEARCH IN THE PYHÄSALMI MINE

High energy particles reaching the Earth's atmosphere are known as cosmic rays. As a result of interactions with nuclei of air molecules, cosmic rays induce showers of secondary particles, which can be divided into 3 components: electromagnetic, hadronic and muonic components. The Experiment with Multi Muon Array (EMMA), located at the depth of 75 m in the Pyhäsalmi mine in Finland, investigates the muonic component of the Extensive Air Showers (EAS) to deduce the direction, energy, and the mass of the primary cosmic ray particles. In this paper we give a concise description and methodology used by EMMA followed by a brief review of the C14 experiment. Finally, we review the feasibility to host in the Pyhäsalmi mine a future large-scale liquid-based neutrino detector and implement a novel concept of acoustic detection of neutrinos in bedrock utilizing the network of many kilometers of boreholes surrounding the now-exploited ore body.

**Key words:** high-energy muon, cosmic rays, Extensive Air Shower (EAS), knee, EMMA.

Н. Ережеп<sup>1\*</sup>, В.Н. Трзаска<sup>2</sup>, Л. Безруков<sup>3</sup>, Т. Энквист<sup>2</sup>, П. Куусиниеми<sup>2</sup>,  
Л. Инжечик<sup>4</sup>, Ж. Джутсенваара<sup>5</sup>, К. Лоо<sup>2</sup>, Б. Лубсандоржиев<sup>3</sup>, М. Слупецк<sup>2</sup>,  
Н.О. Сәдуаев<sup>1</sup>, А. Бақтораз<sup>1</sup>, Е. Мұхамеджанов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Ұлттық ашық нанотехнологиялық зертхана, әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Қазақстан, Алматы қ., \*e-mail: nurzhan.yerezhep@gmail.com

<sup>2</sup>Физика кафедрасы, Джываскйя университеті, Финляндия, Джываскйя қ.

<sup>3</sup>Ядролық зерттеулер институты, Ресей ғылым академиясы, Ресей, Мәскеу қ.

<sup>4</sup>Мәскеу физика және технология институты, Ресей, Мәскеу қ.

<sup>5</sup>Kerttu Saalasti институты, Оулу университеті, Финляндия, Оулу қ.

### Pyhäsalmi шахтасындағы ғарыш сәулелерінің жоғары энергетикалық диапазонында кең ауқымды нөсер спектрлерін жерасты зерттеу

Жер атмосферасы арқылы өтетін жоғары энергия бөлшектерінің ағыны ғарыштық сәулелер ретінде белгілі. Жоғары энергетикалық ғарыш сәулесі бөлшектерінің ядролық өзара әрекеттесуі нәтижесінде екінші реттік бөлшектер өндіреді, оларды 3 құрамдас бөлікке бөлуге болады: электромагниттік, адрондық және муондық. Финляндиядағы Пюхясалми шахтасында 75 м тереңдікте орналасқан мульти-муон массиві (EMMA) бар Эксперимент бастапқы ғарыш сәулесі бөлшектерінің бағытын, энергиясын және массасын шығару үшін кең әуе нөсерлерінің (EAS) муондық құрамын зерттейді. Бұл мақалада біз Эмма қолданатын қысқаша сипаттама мен әдіснаманы, содан кейін C14 экспериментіне қысқаша шолу береміз. Ақырында, біз шахтада болашақ ірі көлемді сұйық нейтринді детекторды Пюхясалми орналастыру мүмкіндігін қарастырамыз және қазіргі қолданыстағы кең көлемі көптеген километрлік ұңғымалар желісін пайдалана отырып, жартастағы жыныстардағы нейтриноны акустикасын анықтаудың жаңа тұжырымдамасын іске асырамыз.

**Түйін сөздер:** жоғары энергиялы муон, ғарыш сәулелері, кең ауқымды нөсер (КАН), тізе аймағы, EMMA

Н. Ережеп<sup>1\*</sup>, В.Н. Трзаска<sup>2</sup>, Л. Безруков<sup>3</sup>, Т. Энквист<sup>2</sup>, П. Куусиниеми<sup>2</sup>, Л. Инжечик<sup>4</sup>,  
Ж. Джутсенваара<sup>5</sup>, К. Лоо<sup>2</sup>, Б. Лубсандоржиев<sup>3</sup>, М. Слупецк<sup>2</sup>,  
Н.О. Садуев<sup>1</sup>, А. Бактораз<sup>1</sup>, Е. Мухамеджанов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Национальная нанотехнологическая лаборатория открытого типа (ННЛОТ), Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Казахстан, г. Алматы, \*e-mail: nurzhan.yerezhep@gmail.com

<sup>2</sup>Физический факультет, Университет Ювяскюля, Финляндия, г. Ювяскюля

<sup>3</sup>Институт ядерных исследований РАН, Россия, г. Москва

<sup>4</sup>Московский физико-технический институт, Россия, г. Москва

<sup>5</sup>Институт Керту Сааласти, Университет Оулу, Финляндия, г. Оулу

### **Подземное исследование спектров широких атмосферных ливней в высокоэнергетическом диапазоне космических лучей в шахте Pyhäsalmi**

Частицы высокой энергии, достигающие атмосферы Земли, известны как космические лучи. В результате взаимодействия с ядрами молекул воздуха космические лучи вызывают потоки вторичных частиц, которые можно разделить на 3 составляющие: электромагнитную, адронную и мюонную. Эксперимент с мультимюонным массивом (EMMA), расположенным на глубине 75м в шахте Пюхясалми в Финляндии, исследует мюонную составляющую широких атмосферных ливней (EAS) для вывода направления, энергии и массы частиц первичного космического луча. В этой статье дается краткое описание и методология, используемая EMMA, а затем краткий обзор эксперимента S14. В итоге, рассматривается возможность размещения в шахте Пюхясалми будущего крупномасштабного жидкостного нейтринного детектора и реализуется новая концепция акустического обнаружения нейтрино в коренных породах с использованием сети многокилометровых скважин, окружающих ныне эксплуатируемое рудное тело.

**Ключевые слова:** высокоэнергичный мюон, космические лучи, широкий атмосферный ливень (ШАЛ), колена, EMMA.

## **Introduction**

The existence of the “knee” in the energy spectrum of the cosmic rays has been discovered decades ago but still awaits a satisfactory explanation. Several models have been proposed to explain the bend in the spectrum, but the experimental data are still insufficient to allow for conclusive analysis. The flux of CR has very steep energy dependence. While at the low-energy end of the spectrum it is possible to make direct measurements of CR using detectors mounted on satellites or high-altitude balloons, the only way to study CR at or above the knee energy of  $10^{15}$ - $10^{16}$  eV is by measuring the properties of the Extensive Air Showers (EAS) using large-area ground-based arrays. The largest of them are the Pierre Auger Observatory [1], the recently decommissioned KASCADE-Grande [2], and the still under construction LHAASO experiment [3]. Especially relevant for the understanding of its origins would be information on the mass composition of the primary cosmic ray (CR) particles. It would probe the hypothesis explaining the knee as a manifestation of the switch between the proton-dominated flux into the iron-dominated flux of CR. As the extraction of the mass of CR from the EAS components is heavily model-based, it is important to use complementary experimental techniques to address this issue.

Experiment with Multi-Muon Array (EMMA) is the first low-depth underground cosmic rays experiment dedicated to the study of the mass composition around the knee. The EMMA setup is able to probe the lateral distribution of underground muons up to high muon multiplicities. The energy of the primary CR is deduced from the core density and the mass, from its slope. Since the simulations using different air-shower models give similar predictions for the lateral distribution of these high-energy muons, we are confident that EMMA should yield reliable and model-independent data on the composition of cosmic rays around the knee region [4].

## **The Pyhäsalmi mine**

The Pyhäsalmi mine (63°39.6 N, 26°02.5 E), located close to the geographical center of Finland, is the deepest metal mine in Europe reaching down to 1.4 km below the surface. Because of the compactness of the ore deposit, very good mechanical properties of the surrounding rock, modern infrastructure, safety record, and cool temperature, the mine would be an ideal site for future large-scale scientific projects [5][6].

The main level of the mine, where all the major facilities are located, is at 1400 m underground. These facilities, now scheduled for gradual

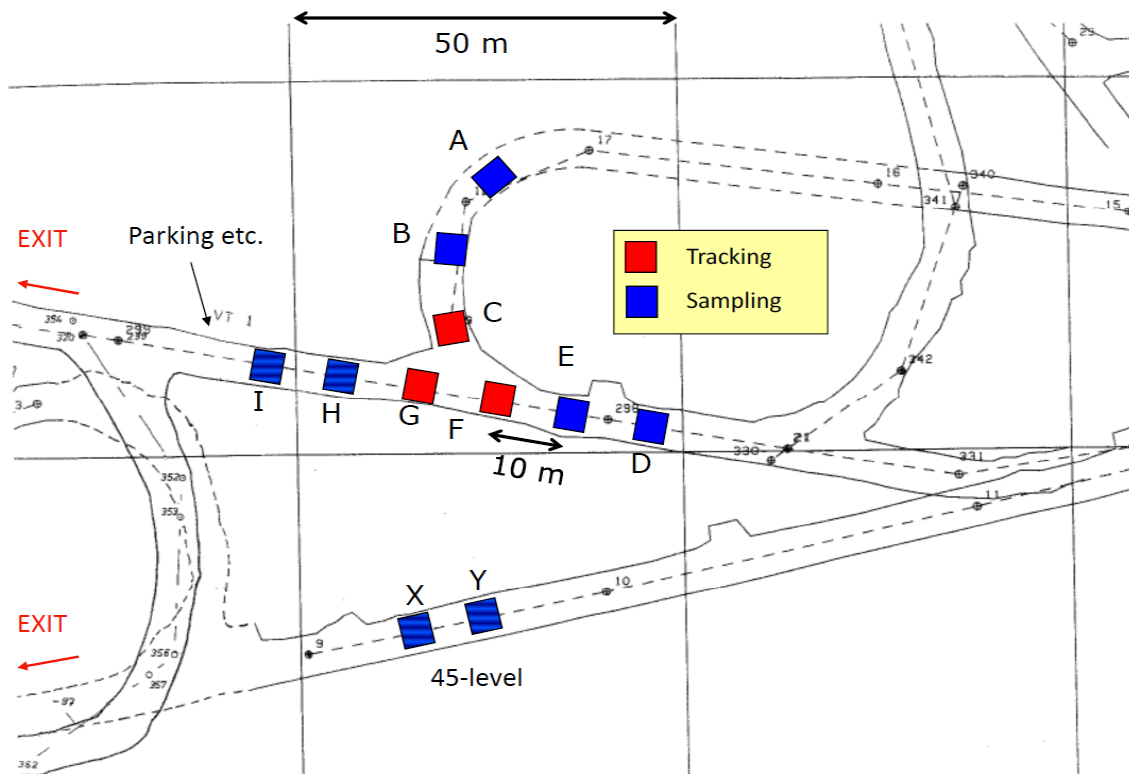
decommissioning following the end of the ore excavations in 2019, include four large halls designed for storage, service and maintenance of mining machinery. There are also control rooms, social areas and a restaurant. The 1400 m level is accessible from the ground level by an elevator and by a 12-km long truck-size decline. The elevator ride takes about three minutes while a car ride lasts about half-an-hour. In addition to the main level, there are additional large caverns at the depths of 990, 660 and 400 m.

Currently there are two physics experiment collecting data in the mine: the cosmic ray experiment EMMA at the depth of 75 meters and, at 1410 meters, a radiopurity setup probing the content of  $^{14}\text{C}$  in liquid scintillator samples coming from or intended for neutrino experiments such as Borexino [7], SNO+ [8], and JUNO [9].

### Experiment with Multi-Muon Array

The EMMA array consists of 11 detector stations, as shown in Fig. 1, situated at the depth of 75 meters in the Callio Laboratory of the Pyhäsalmi

mine, Finland. The three central stations have extended tracking ability with the increased height (flight path) and with segmented, high-granularity scintillator detectors in the middle. The remaining 8 stations are called sampling stations as their tracking performance is inferior, but still sufficient to correlate with the events registered by the tracking stations. In addition to drift chambers and plastic scintillation detectors, there are plans to extend the instrumented surface of EMMA with limited streamer tubes. The gas required for the operation of the drift chambers is supplied from a large liquid gas tanks on the surface via a 90 m borehole. The array is able to measure muon multiplicity (the number of muon tracks), their lateral distribution and the arrival direction. The shower core can be located with an accuracy better than three meters in the central area of  $300\text{ m}^2$  registering a couple of knee-region air showers per day. The arrival direction (zenith and azimuth angles) of air showers is determined by the tracking stations with an accuracy of 1 degree. This is important as the direction relates to the effective rock thickness (for vertical muons, it is 75 m) and consequently to the muon energy cut-off.



**Figure 1** – Schematic layout of the detector stations of the EMMA array. The footprint of each station is about  $15\text{ m}^2$ . The key tracking stations: C, G, and F are at the depth of 75 meters. The stations X and Y are at 45 meters.

### 3.2. EMMA detection system

The main detector types used by EMMA are: drift chambers [10] and plastic scintillation detectors [11]. The former is the primary detector of the experimental setup providing the total active area of approximately 240 m<sup>2</sup>. The drift chambers used by EMMA have been recovered from the decommissioned DELPHI experiment [10] at CERN LEP collider. They were designed and built for muon tracking. The plastic scintillation detectors with the total coverage of approximately 24 m<sup>2</sup> were designed as ancillary detectors for EMMA but they can also be used in other underground measurements [12]. Funding permitting, it would be possible to further extend the coverage of EMMA with Limited Streamer Tubes [13]. This would enlarge the total instrumented area by 180 m<sup>2</sup> (60 modules, 3 m<sup>2</sup> each).

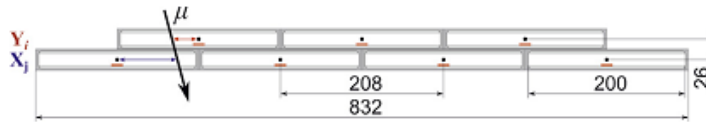
#### 3.2.1. Drift chamber

The drift chambers, referred to as planks, operate in the proportional mode at the anode voltage of approximately 6 kV. Instead of the original gas

mixture of Ar(85.5%):CH<sub>4</sub>(8.5%):CO<sub>2</sub>(6%) we chose to use an Ar(92%):CO<sub>2</sub>(8%) mixture to avoid the use of methane gas in the mine environment even if that slightly reduces the performance.

Each plank consists of seven position-sensitive drift chambers (365 × 20 cm<sup>2</sup>, 20mm thick) arranged in lengthwise half-overlapping groups of 3+4 (the area of 2.9 m<sup>2</sup> each). The gas volume of one drift chamber is 16×200×3650 mm<sup>3</sup> (height×width×length), or 11.68 l. The total gas volume for the seven chambers is ≈80 l. The cross-section of a plank are shown in Fig.2 [14].

The absolute position calibration in the delay-line direction was performed on the surface using a <sup>22</sup>Na source and employing cosmic muons and muon tracking. The muon detection efficiency was carried out using tracking to compare the numbers of fired chambers to those not detecting muons even if the track is passing through the given chamber. This takes into account both the geometry and the air pressure changes.



**Figure 2** – Schematic cross-section of a plank. The black dot is the anode wire and the red square is the delay line (copper) used for longitudinal position determination. (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)

#### 3.2.2. Plastic scintillation detectors

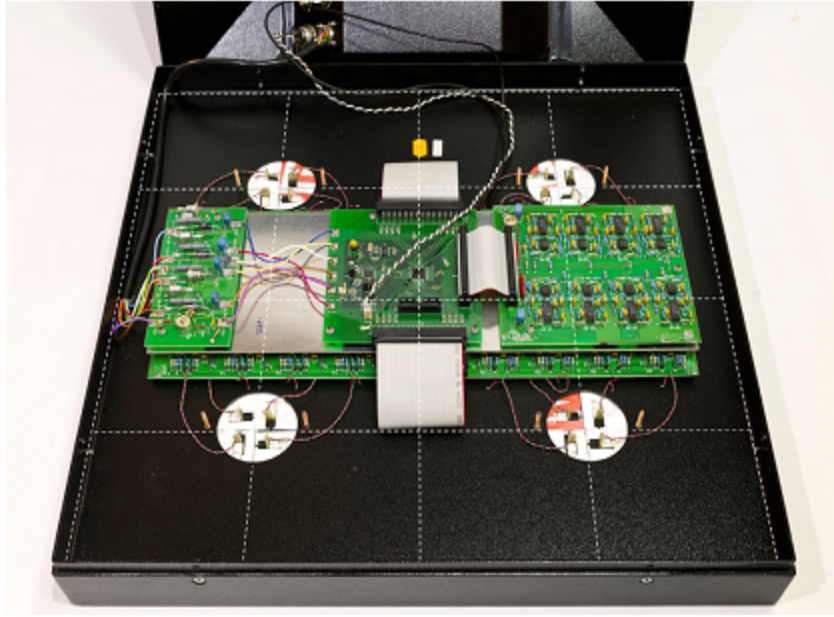
In addition to the drift chambers EMMA employs plastic scintillation detectors. These detectors were designed for EMMA and were manufactured by INR/RAS, Moscow. The 3 cm thick plastic scintillation pixels, equipped with Silicon Photomultipliers have an area of 122×122 mm<sup>2</sup>. They are arranged into units with 16 pixels, called SC16, housed in a 1 mm thick metal shielding. The total active area of SC16 is 0.5×0.5 m<sup>2</sup>. The electronic is placed above the scintillator surface, as shown in Fig.3. The total of 96 SC16 units was manufactured. Currently 72 SC16s are installed in EMMA providing 72×16=1152 individual detector channels covering the total area of 18 m<sup>2</sup>. The technical details concerning SC16 are given in [11].

The efficiency calibrations of SC16s were carried out on the surface to benefit from the larger muon flux. The timing studies were performed using

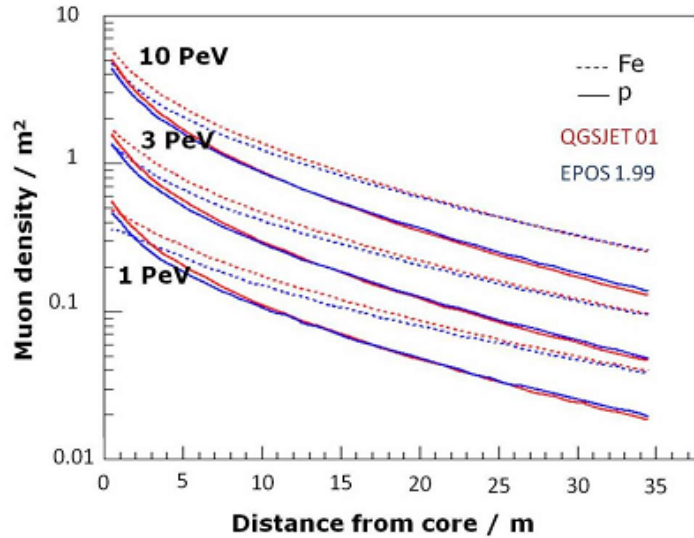
two overlapping sets of SC16s placed in the middle and bottom levels in the Station G. In total, the test setup consisted of 128 + 384 = 512 pixels in two layers separated by the vertical gap of 1125 mm.

#### 3.3 CORSIKA simulations

Figure 4 shows CORSIKA simulations [15] of the muon lateral density distribution for the primary CR with energies of 1, 3 and 10 PeV both for proton- and for iron-initiated air showers. Energy threshold of  $E_{\mu} > 50$  GeV was applied reflecting the average absorption in the overburden. The figure reveals two important features relevant to EMMA: i) the primary energy translates to the muon density at the shower core and is practically independent on mass, and ii) the slope of muon density distribution differs for proton and iron-initiated showers. These two features provide the basis for the extraction of the energy and of the mass of the primary cosmic ray from the data [16].



**Figure 3** – SC16 electronics. The dashed white lines outline the areas of 16 individual pixels. The electronics is mounted above the scintillator plane.



**Figure 4** – Simulated lateral muon density distributions of high-energy muons ( $E_{\mu} > 50$  GeV) of proton- and iron-induced air showers at 1, 3 and 10 PeV energies. CORSIKA+QGSJET 01 and CORSIKA+EPOS 1.99 models indicated by red and blue lines, respectively.

### 3.4 Significance of EMMA

The novel approach implemented by EMMA is to restrict the detection to the high-energy muonic component of EAS. It is achieved by locating the detector array underground at a shallow depth of about 75 meters (210 m.w.e), corresponding to the muon cutoff energy of about 45 – 50 GeV. If the

instrumentation of the constructed infrastructure is completed and the setup is operated in the full configuration for three years, EMMA would make a significant contribution towards solving of the long-standing puzzle of the presence of the knee in the energy spectrum of cosmic rays. This, in turn, may reveal further information on cosmic-ray sources

and acceleration mechanisms. The current understanding is that the acceleration can take place up to the knee energies in supernova shock fronts that could propagate thousands of years after the explosion. However, there should be also other mechanisms since the supernova shock front mechanism does not produce energies above the knee. Addressing these questions is relevant and important as they are among the major topics in present-day astrophysics.

The second important task of EMMA is to verify the alleged muon excess in EAS. This problem is extremely important because, if confirmed, it would force a substantial revision of the existing particle interaction models with serious repercussions in multiple fields of science relying on these models. For example, the results from Pierre Auger Observatory and Yakutsk EAS Array indicate that there is an excess of muons in extensive air showers compared with the numbers extracted from the most realistic theoretical models. On the other hand, Ice-Top and EAS-MSU did not find such excess. If the excessive production of muons in EAS would be confirmed by a methodologically different experiment such as EMMA, it would have important implications for the current particle interaction models.

The possible origin of the discrepancy may also be the difference in the energy of detected muons. While the majority of experiments reporting muon excess detect muons with energies around 1 GeV, experiments focusing on energies around 10 GeV, like the EAS-MSU experiment, do not find the excess. The muon energy cut-off at the location of EMMA underground arrays is even higher: 45 GeV. Because of that EMMA has an opportunity to confirm or disprove the existence of the energy dependence of the muon excess and clarify the origin of the effect itself.

### C14 experiment

The beta decay of the long-lived radioactive<sup>14</sup>C is the main source of background for low-energy ( $E < 300$  keV) neutrino measurements using high-purity liquid scintillation detectors [12]. The lowest <sup>14</sup>C concentration has been reported by the Borexino Collaboration for Pseudocumene (PC) amounting to  $\sim 2 \times 10^{-18}$  [13]. There are three other published results for the concentration (for PXE and PC+Dodecane) with the highest being  $(12.6 \pm 0.4) \times 10^{-18}$  [17][18][19]. Such low concentrations are currently below the sensitivity of the Atomic Mass Spectrometry [20].

The preferred solvent for the new generation of large neutrino detectors is LAB (Linear alkylbenzene). LAB, just like the other petrochemical products, is synthesized from the crude gas or oil extracted from old geological deposits where the remanences of the cosmogenic<sup>14</sup>C are expected to be very low. Therefore, if contamination during processing, transportation and storage can be avoided, it should be possible to manufacture LAB with a low concentration of the radiocarbon [21]. We intended to make systematic analysis of the samples of different origin and composition with the aim of finding concentrations smaller than  $10^{18}$  for use, for instance, by the SNO<sup>+</sup> [8] and the JUNO Collaboration [9].

### Future plans and possibilities

#### 5.1 Giant liquid-based neutrino detectors

As mentioned before, the Pyhäsalmi mine has ideal conditions to host underground experiments of the next generation [22]. In fact, Pyhäsalmi was already selected as the prime site for the far detector of the LAGUNA-LBNO project and the feasibility for the construction in Finland of giant caverns, capable of containing 50 kiloton-size detectors in a single cave has been documented [23]. The plan was to produce a high-energy neutrino beam at CERN and send it over the distance of 2288 km to Finland [24]. However, following the new European strategy on particle physics, Fermilab took over from CERN accelerator-based neutrino physics and the LAGUNA-LBNO was replaced by the DUNE experiment [25].

The second of the LAGUNA detectors that has chosen the Pyhäsalmi mine as its preferred location is LENA (Low Energy Neutrino Astronomy) – a multi-purpose neutrino observatory employing 50 kilotons of liquid scintillator [26]. Unfortunately, LENA Collaboration failed to obtain support from the funding agencies. Instead, the majority of the neutrino scientists involved with the liquid scintillator technology have joined the Jiangmen Underground Neutrino Observatory (JUNO) – a medium-baseline reactor neutrino experiment, currently under construction in South China [7]. Nevertheless, it is conceivable that, in a few years, LENA or a similar project will be reconsidered because JUNO, located at a relatively shallow depth of 600 meters and at the distance of only 53 km from 10 high-power nuclear reactors, won't have the desired sensitivity to address the astroparticle goals of LENA.



### 5.2. Acoustic detection of neutrinos in the rock

As a legacy of the extended site investigation for LAGUNA-LBNO and decades of mining and exploration activities, there is a network of boreholes surrounding the ore body. These boreholes have a very well documented geological profile and are now available for scientific research. The area covers the volume of about 1 km<sup>3</sup> reaching from the depth of around 1300 m down to 2500 m. The total length of the new boreholes is 3.5 km. It has been proposed [27] to deposit strings of microphones into the boreholes in a similar fashion it has been done or is going to be done by the ANTARES/AMADEUS [28] and the KM3NeT collaborations for the purpose of acoustic detection of particleshowers following interactions of ultra-high energy neutrinos. Performing this type of measurements in the rock has never been tried or

even proposed before. It is expected that since the density of the rock is three-times larger and the speed of sound is four-times larger, the amplitude of the generated bipolar pressure pulse in rock following the interaction with an ultra-high energy neutrino should be by an order of magnitude larger than in water. In addition, a higher density of rock also guarantees higher interaction rate for neutrinos while a longer attenuation length in rock reduces signal dissipation.

### Acknowledgments

This work is partially supported by MES RK PTF “Fundamental and applied research in related fields of physics of terrestrial, near-earth and atmospheric processes and their practical application” (IRN: BR05236494)









### References

- 1 Kampert K.H., Mostafa M.A., Zas E. et al. Multi-Messenger Physics With the Pierre Auger Observatory //Front. Astron. Space Sci. – 2019. – Vol. 6, No. 24. – P.6.
- 2 Apel W. D. et al. KASCADE-Grande Collaboration //Astroparticle Physics. – 2013. – Vol.47. – P.54.
- 3 Zhao Y., Yuan Q., Bi X.J., Zhu F.R. and Jia H.Y. Perspective of detecting very high energy gamma-ray emission from active galactic nuclei with Large High Altitude Air Shower Observatory (LHAASO) // Intern. J. Of Modern Physics D. – 2016. – Vol.25, Iss. 1. – No. 1650006.
- 4 Kalliokoski T., Bezrukov L., Enqvist T., Fynbo H., and Virkajärvi A. Advantages of locating LAGUNA in Pyhasalmi mine //Progress in Particle and Nuclear Physics – 2011. – Vol. 66, – Iss. 2. – P. 468–472.
- 5 Trzaska W.H. et al., Advantages of locating LAGUNA in Pyhäsalmi mine //Prog. Part. Nucl. Phys. – 2011. – Vol. 66. – P. 463–467.
- 6 Trzaska W.H., Site selection for the new generation of giant neutrino detectors //J. Phys. Conf. Ser. – 2012. – Vol. 375. – P. 042060.
- 7 Alimonti G. et al. Measurement of the C-14 abundance in a low-background liquid scintillator //Phys. Lett., B. – 1998. – Vol. 422. – P. 349–358.
- 8 Chen Mark C. The SNO+ Experiment. In Proceedings, 34th International Conference on High Energy Physics (ICHEP 2008): Philadelphia, Pennsylvania, July 30-August 5, 2008.
- 9 An F. et al. Neutrino Physics with JUNO //J. Phys. G. – 2016. – Vol. 43(3). – No. 030401.
- 10 P. Aarnio and The DELPHI Collaboration, The DELPHI detector at LEP //Nucl. Inst. Meth.in Phys.Res.A. – 1991. – Vol. 303. – P. 233-276.
- 11 Akhrameev E.V., et al., Multi-pixel Geiger-mode avalanche photodiode and wavelength-shifting fibre-optics readout of plastic scintillator counters for the EMMA underground experiment //Nucl.Inst. Meth.in Phys.Res.A. – 2009. – Vol. 610, – Iss. 1. – P. 419-422.
- 12 Bandac, et al., Calculation of total muon flux observed by Muon Monitor experiment //J. Phys.Conf.Ser. – 2017. – Vol. 934. – No. 012019.
- 13 Antoni T., et al. A large area limited streamer tube detector for the air shower experiment KASCADE-Grande //Nucl.Inst. Meth.in Phys.Res.A. – 2004. – Vol. 533. – P. 387-403.
- 14 Kuusiniemi P., Bezrukov L., Dzaparova I., Enqvist T., Yanin A. Possibilities for Underground Physics in the Pyhäsalmi mine //Astroparticle Physics. – 2018. – Vol. 102, – P. 67-76.
- 15 Heck D., Capdevielle J.N., Schatz G. and Throuw T., Corsika: A Monte Carlo Code to Simulate Extensive Air Showers // Report FZKA 6019. – 1998.
- 16 Kuusiniemi P., Bezrukov L., Enqvist T. and Trzaska W.H., Underground cosmic-ray experiment EMMA //J. Phys.: Conf. Ser. – 2013. – Vol. 409. – No. 012067.
- 17 Back H.O. et al. Study of phenylxylylene (PXE) as scintillator for low energy neutrino experiments //Nucl.Instrum.Meth. A. – 2008. – Vol.585. – P.48–60.
- 18 Keefer G. Laboratory Studies of Lead Removal from Liquid Scintillator in Preparation for KamLAND’s Low Background Phase //AIP Conf. Proc. – 2011. – Vol. 1338. – P. 175–178.

- 19 Buck C. et al. Measuring the  $(14)\text{C}$  isotope concentration in a liquid organicscintillator at a small-volume setup // *Instrum. Exp. Tech.* – 2012. – Vol. 55. – P. 34–37.
- 20 Accelerator mass spectrometry (AMS) dating. <https://www.radiocarbon.com/accelerator-mass-spectrometry.htm>.
- 21 Bonvicini G. et al. The chemical history of  $14\text{C}$  in deep oilfields // <https://cds.cern.ch/record/636433/files/0308025.pdf>. – 2003. –16 p.
- 22 Trzaska W.H. et al., Advantages of locating LAGUNA in Pyhäsalmi mine // *Prog. Part. Nucl. Phys.* – 2011. – Vol.66. – P.463–467.
- 23 Trzaska W.H. Site selection for the new generation of giant neutrino detectors // *J. Phys. Conf. Ser.* – 2012. – Vol. 375. – No. 042060.
- 24 Galymov V..The LAGUNA-LBNO neutrino observatory in Europe // *Nucl. Part. Phys. Proc.* – 2016. – Vol. 273-275. – P.1854–1860.
- 25 <http://www.dunescience.org/>
- 26 Wurm M. et al. The next-generation liquid-scintillator neutrino observatory LENA // *Astropart. Phys.* – 2012. – Vol. 35. – P. 685–732.
- 27 Trzaska W.H. et al. Acoustic detection of neutrinos in bedrock // *EPJ Web Conf.* – 2019. –Vol. 216, No 04009. – P. 6.
- 28 Aguilar J.A. et al. AMADEUS – The Acoustic Neutrino Detection Test System of the ANTARES Deep-Sea Neutrino Telescope // *Nucl.Instrum.Meth. A.* – 2011. – Vol. 626-627. – P.128–143.

### References

- 1 K.H. Kampert et al. *Front. Astron. Space Sci.*, 6 (24) (2019).
- 2 W.D. Apel et al. *Astroparticle Physics*, 47, 54 (2013).
- 3 Y. Zhao et al. *Intern. J. Of Modern Physics D*, 25 (1), 1650006 (2016).
- 4 T. Kallioikoski et al. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 66, 468–472 (2011).
- 5 W.H. Trzaska et al., *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 66, 463–467, (2011).
- 6 W.H. Trzaska et al., *J. Phys. Conf. Ser.*, 375, 042060 (2012).
- 7 G. Alimonti et al., *Phys. Lett.*, B422, 349–358 (1998).
- 8 C. Che. Mark et al., 34th Intern. Conf. on High Energy Physics (ICHEP 2008), Philadelphia, Pennsylvania, July 30-August 5 (2008).
- 9 An. Fengpeng et al., *J. Phys.*, G43 (3), 030401 (2016).
- 10 P. Aarnio and the DELPHICollaboration, *Nucl.Inst. Meth.in Phys.Res. A303*, 233 (1991).
- 11 E.V. Akhrameev et al., *Nucl. Inst. Meth. in Phys.Res. A610*, 419 (2009).
- 12 Bandac et al., *J. Phys.Conf.Ser.* 934, 012019 (2017).
- 13 T. Antoni et al., *Nucl.Inst. Meth.in Phys.Res. A533*, 387 (2004).
- 14 P. Kuusiniemi et al., *Astroparticle Physics*, 102, 67–76 (2018).
- 15 D. Heck et al., *Report FZKA*, 6019 (1998).
- 16 P. Kuusiniemi et al., *J. Phys. Conf. Ser.*, 409, 012067 (2013).
- 17 H.O. Back et al., *Nucl. Instrum. Meth.*, A585, 48–60 (2008).
- 18 G. Keefer., *AIP Conf. Proc.*, 1338, 175–178 (2011).
- 19 C. Buck et al., *Instrum. Exp. Tech.*, 55, 34–37 (2012).
- 20 Accelerator mass spectrometry (AMS) dating. <https://www.radiocarbon.com/accelerator-mass-spectrometry.htm>.
- 21 G. Bonvicini et al., <https://arxiv.org/abs/hep-ex/0308025v2> (2003).
- 22 W.H. Trzaska et al., *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 66, 463–467 (2011).
- 23 W.H. Trzaska et al., *J. Phys. Conf. Ser.*, 375, 042060 (2012).
- 24 Vyacheslav Galymov et al., *Nucl. Part. Phys. Proc.*, 273-275, 1854–1860 (2016).
- 25 Dune. <http://www.dunescience.org/>. Accessed: 2018-09-30.
- 26 M. Wurm et al., *Astropart. Phys.*, 35, 685–732 (2012).
- 27 W.H. Trzaska et al., *EPJ Web Conf.*, 216, 04009 (2019).
- 28 J.A. Aguilar et al., *Nucl. Instrum.Meth.*, A626-627, 128–143 (2011).

А.Т. Майлыбаев<sup>1</sup> , В.А. Захожай<sup>2</sup>, Н.Ш. Алимгазина<sup>1</sup> ,  
 А.М. Демесинова<sup>1</sup> , А.Ж. Сагынтаева<sup>1</sup> , А.Б. Манапбаева<sup>1</sup> ,  
 А.К. Куратова<sup>1</sup> , А.Ж. Наурзбаева<sup>1</sup> , М.Т. Кызгарина<sup>1\*</sup> 

<sup>1</sup>Казахский национальный университет имени аль-Фараби,  
 Казахстан, г. Алматы, \*e-mail: meir83physics@gmail.com

<sup>2</sup>Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина, Украина, г. Харьков

## ОПИСАНИЕ СЦЕНАРИЯ РАЗВИТИЯ ПРОТОГАЛАКТИК С МАЛЫМИ УГЛОВЫМИ МОМЕНТАМИ ЧЕРЕЗ КАСКАДНУЮ ФРАГМЕНТАЦИЮ С ОБРАЗОВАНИЕМ ПРОТОСКОПЛЕНИЙ И ПРОТОЗВЕЗД НА ОСНОВЕ ТЕОРИИ ГРАФОВ

В статье рассмотрен процесс развития протогалактик в период охлаждающейся Вселенной, когда их массы равны джинсовским значениям. В результате дальнейшего охлаждения протосистемы подвержены механизму каскадной фрагментации с образованием все новых и новых, меньших по массе фрагментов. Первичные фрагменты – будущие галактики (верхний предел массы фрагментов попадает в интервал масс галактик), во вторичной волне фрагментации образуются прародители будущих звездных скоплений, звезд и субзвезд. На основе общего представления об эволюции звездных систем построен ориентированный граф, описывающий каскадную фрагментацию в протосистемах с чрезвычайно малым угловым моментом. Для протосистем, определяемых степенными спектрами масс, проведены оценки эффективности звездообразования, вычислены вероятности ключевых событий. Рассчитаны долевые содержания вещества, уходящего на формирование нового поколения звезд и субзвезд, в зависимости от  $\mu$ -го цикла звездообразования (при полном его числе  $N$ ). Представлена в графическом виде зависимость массовой доли, передаваемой из протосистемы в систему, как функция ряда  $N$  фрагментаций. Получены четыре варианта развития эволюции таких звездных систем, как галактики, которые на первом и втором этапах эволюции описываются спектрами масс с разными показателями степени. Показано, что в зависимости от эволюционного сценария, определяемого комбинацией спектров масс на первом и втором этапах эволюции, галактики на конечном этапе эволюции могут иметь различный состав населений. По одному из сценариев галактики должны содержать звездный состав, ограниченный массами карликовых звезд ( $\leq 0.8 M_{\odot}$ ). Для рассчитанного максимального значения  $N_{max} \approx 70$  и времени одного цикла фрагментации, который реализуется при одноактном звездообразовании в звездных скоплениях галактик –  $\sim 10^7$  лет, ожидается, что время полного истощения газа в таких звездных системах, как эллиптические галактики, составит  $\sim 7 \cdot 10^9$  лет. Учитывая, что характерное время начала формирования галактик составляет  $\approx 12 \cdot 10^9$  лет, полученный результат удовлетворительно объясняет факт отсутствия звездообразования в эллиптических галактиках за последние 5 миллиардов лет. Дальнейшее развитие исследований в данном направлении может позволить понять причины различий в составах населений различных типов галактик.

**Ключевые слова:** статистическая космогония, граф, протоскопления, протогалактика, звездные системы, звездообразование, субзвезды, спектр масс, каскадная фрагментация.

A.T. Mailybaev<sup>1</sup>, V.A. Zakhzhay<sup>2</sup>, N.Sh. Alimgazina<sup>1</sup>, A.M. Demesinova<sup>1</sup>,  
 U.Zh. Sagyntayeva<sup>1</sup>, A.B. Manapbayeva<sup>1</sup>, A.K. Kuratova<sup>1</sup>, A.Zh. Naurzbaeva<sup>1</sup>, M.T. Kyzgarina<sup>1\*</sup>

<sup>1</sup>Al-Farabi Kazakh national university, Kazakhstan, Almaty, \*e-mail: meir83physics@gmail.com

<sup>2</sup>Kharkov national university named after V.N. Karazina, Ukraine, Kharkov

### Description of the scenario for the development of proto galaxies with small angular momentum through cascade fragmentation with the formation of proto clusters and proto stars based on graph theory

The process of proto galaxies development is considered in the period of Universe cooling, when their masses are equal to the Jeans values. As a result of further cooling, the proto systems are subjected to the cascade fragmentation mechanism under which the more and more new smaller

fragments are formed. Primary fragments are future galaxies (the upper limit of the mass of fragments falls within the mass range of galaxies), the ancestors of future star clusters, stars and sub stars form in the secondary fragmentation wave. In order to describe cascade fragmentation in proto systems with an extremely small angular momentum, a directed graph is constructed based on a general idea about the evolution of stellar systems. Star formation efficiency evaluations are carried out for proto systems, which determined by power-law mass spectra and the probabilities of key events are calculated. The fractional contents of the substance leaving for the formation of a new generation of stars and sub stars are calculated, depending on the  $\mu$ -th star formation cycle (for its total number  $N$ ). The dependence of the mass fraction transferred from the proto system to the system is presented in graphical form as a function of the fragments number  $N$ . Four options of the evolution of stellar systems such as galaxies are obtained, which are described by mass spectra with different exponents at the first and second stages of evolution. It is shown that, depending on the evolutionary scenario determined by the combination of mass spectra at the first and second stages of evolution, galaxies at the final stage of evolution may have different populations. According to one of the scenarios, galaxies should contain stellar composition limited by the masses of dwarf stars ( $\leq 0.8 M_{\odot}$ ). For the calculated maximum value  $N_{\max} \approx 70$  and the time of one fragmentation cycle, which occurs during one-star star formation in stellar clusters of galaxies  $\sim 10^7$  years, it is expected that the time of complete gas depletion in stellar systems such as elliptical galaxies will be  $\sim 7 \cdot 10^9$  years. Considering that the characteristic time for the beginning of the formation of galaxies is  $\approx 12 \cdot 10^9$  years, the obtained result explains satisfactorily the absence of star formation in elliptical galaxies over the past 5 billion years. Further development of research in this direction shows that it possible to understand the causes of differences in the composition of populations of various types of galaxies.

**Key words:** statistical cosmogony, graph, proto systems, proto galaxy, stellar systems, star formation, sub stars mass spectrum, cascade fragmentation.

А.Т. Майлыбаев<sup>1</sup>, В.А. Захожай<sup>2</sup>, Н.Ш. Алимгазинова<sup>1</sup>, А.М. Демесинова<sup>1</sup>,  
А.Ж. Сағынтаева<sup>1</sup>, А.Б. Манапбаева<sup>1</sup>, А.К. Куратова<sup>1</sup>, А.Ж. Наурызбаева<sup>1</sup>, М.Т. Қызғарина<sup>1\*</sup>

<sup>1</sup>Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Қазақстан, Алматы қ., \*e-mail: meir83physics@gmail.com

<sup>2</sup>В.Н. Каразин атындағы Харьков ұлттық университеті, Украина, Харьков қ.

### Бұрыштық моменттері аз протогалактикалардың даму көрінісін протошоғырлар мен протожұлдыздар қалыптасатын каскадты фрагментация арқылы графикалық теория негізінде сипаттау

Ғаламның салқындау кезеңінде, яғни олардың массалары Джинс мәңдеріне тең болған кездегі протогалактикалардың даму процесі қарастырылды. Әрі қарай салқындату нәтижесінде протосистемалар каскадтық фрагментация механизміне бағынады: барған сайын жаңа ұсақ фрагменттер пайда болады. Алғашқы фрагменттер – болашақ галактикалар (фрагменттер массасының жоғарғы шегі галактикалардың интервалына енеді), ал екінші фрагментация толқынында болашақ жұлдыз шоғырлары, жұлдыздар және субжұлдыздар пайда болады. Жұлдыздық жүйелер эволюциясы туралы жалпы идеяға сүйене отырып, бұрыштық моменті өте аз прото жүйелерде каскадтық фрагментацияны сипаттайтын бағытталған график салынды. Дәрежелік масс-спектрлермен анықталған протожүйелер үшін жұлдыз түзілу тиімділігі бағаланды, маңызды оқиғалардың ықтималдығы есептелді. Жұлдыздар мен субжұлдыздардың жаңа ұрпағын қалыптастыруға кететін заттың бөлшек құрамы  $\mu$ -ші жұлдыз түзілу циклына (оның жалпы саны  $N$ ) байланысты есептелді. Протожүйеден жүйеге берілген массалық үлестің тәуелділігі бірқатар  $N$  фрагменттер қатарының функциясы ретінде графикалық түрде көрсетілген. Галактикадағы сияқты жұлдыздық жүйелер эволюциясы дамуының төрт нұсқасы алынды, эволюцияның бірінші және екінші сатыларында олар әртүрлі дәрежелік көрсеткіштері бар масс-спектрлермен сипатталды. Эволюцияның бірінші және екінші сатыларында масса спектрлерінің бірігуімен анықталатын эволюциялық көрініске байланысты, эволюцияның соңғы сатысында галактикалар әртүрлі популяциялық құрамға ие болуы мүмкін екені көрсетілді. Көріністердің біріне сәйкес, галактикалар құрамында ергежейлі жұлдыздардың массаларымен шектелетін жұлдызды құрам болуы керек ( $\leq 0,8 M_{\odot}$ ). Есептелген  $N_{\max} \approx 70$  максималды мәні үшін және галактикалардың жұлдызшоғырларында бірсатылы жұлдызтүзілу кезінде  $\sim 10^7$  жыл болатын бір фрагменттік циклдің уақыты үшін, эллипстік галактикалар сияқты жұлдыздық жүйелердегі газдың толық таусылу уақыты  $\sim 7 \cdot 10^9$  жыл болады деп күтілуде. Галактика қалыптасуының басталу кезеңі  $\approx 12 \cdot 10^9$  жыл екенін ескерсек, алынған нәтиже соңғы 5 миллиард жыл ішінде эллипстік галактикалардағы жұлдызтүзілу болмауын қанағаттандырарлық түрде түсіндіреді. Осы бағыттағы зерттеулердің одан әрі дамуы әртүрлі типтегі галактикалардың популяциялық құрамындағы айырмашылықтардың себептерін түсінуге мүмкіндік береді.

**Түйін сөздер:** статистикалық космогония, граф, протошоғырлар, протогалактика, жұлдыздық жүйелер, жұлдызтүзілу, субжұлдыздар масс-спектрі, каскадты фрагментация.

## Введение

Звездные системы – это гравитационно-связанные группы звезд, имеющие общее происхождение и развитие. К ним, в зависимости от числа компонентов, относят кратные звезды, звездные скопления и ассоциации, галактики.

В исследовании звездных систем актуальными задачами являются изучение их динамического развития, химической эволюции, истории звездообразования, изменения фотометрических свойств. Проведение такого комплекса исследований позволяет представить общий сценарий развития звездных систем: от их зарождения до эволюции на основных стадиях. Несомненно, наиболее близкой нам с точки зрения ее важности и наиболее интересной для исследования звездной системой является Галактика, поскольку именно она является местом «проживания» солнечной системы. Галактика представляет собой сложную многоуровневую систему, которая включает в себя в виде составных элементов множество различных форм видимого и невидимого вещества. Это звезды, вносящие наибольший вклад в видимое вещество, субзвезды, планеты, диффузное межзвездное вещество разнообразного типа как видимого так и невидимого (плазма, атомы, молекулы, вещество в виде пыли), кванты электромагнитного излучения от сверхдлинных радиоволн до высокоэнергичных гамма-квантов, релятивистские частицы сверхвысоких энергий, а также гипотетические, пока неизвестные науке, невидимые доступными средствами наблюдений формы вещества, называемые поэтому темным веществом [1, 2, 3-5].

Зарождение в массивных молекулярных облаках протоскоплений с последующим их развитием в звездные скопления и ассоциации – является основным элементом общего сценария развития звездообразования. В зависимости от числа образовавшихся компонентов такие системы живут разное время, из-за диссипации компонентов. Этот процесс является определяющим в пополнении и формировании звезд и субзвезд поля звездных систем более высокого порядка – галактик. Исследования таких многокомпонентных систем требуют применения к ним специальных разделов математики, поскольку требуется обобщение происходящих процессов и их последствий методами математической статистики. В таких сложных

системах наряду с проявлениями перечисленных эволюционных изменений происходит изменение и их статистических свойств. Ранее в качестве возможного метода описания изменения статистических свойств звездных систем с изменением их возраста впервые было предложено применение элементов дискретной математики – теории графов. Такое направление получило название – статистическая космогония [6,7].

В статистической космогонии конечной задачей является построение эволюционной модели звездной системы, в которой предсказываются все долевые содержания её составляющих. В процессе решения этой задачи возникает необходимость аналитического представления спектров масс звезд, которые они имеют на стадиях развития звезд главной последовательности, гигантов и звездных остатков, в зависимости от начального спектра масс протозвезд [8,9]. Для получения спектра масс протозвезд необходимо рассмотреть те физические условия, которые сложились в межзвездных молекулярных облаках на момент их фрагментации.

При разработке и построении моделей звездных систем определяющее место занимают вычисления вероятностей ключевых событий, происходящих в звездных системах в процессе их эволюции. Ключевыми событиями являются такие события, которые играют первостепенную, определяющую роль в эволюции звездных систем [10]. Для этого необходимо записать аналитические выражения для всех спектров масс, которые фигурируют в таком эволюционном процессе. Целью данной работы и является решение частной задачи: получить алгоритм расчета статистического процесса, описывающего двухактовую фрагментацию протосистемы: сначала на протоскопления с последующей фрагментацией на протозвезды, все составляющие которых имеют малый угловой момент. Для достижения этой цели использовались графы.

## 1. Описание эволюционного процесса в Галактике с использованием графов

Определение долевых содержаний по массе компонент Галактики, находящихся на различных стадиях эволюции, – звезд, субзвезд, газа, участвующего в эволюционном «круговороте» в Галактике, звездно-субзвездных систем

различного возраста и принадлежащих различным подсистемам Галактики, удобно проводить с использованием аппарата теории графов [11,12].

Согласно классической схеме эволюции поколений звезд и субзвезд, возраст которых совпадает с возрастом звездной фазы Галактики, предшествовала протогалактическая газовая туманность с долей реликтового газа –  $G_{11} = 1$ . Образование звезд Галактики, согласно современным представлениям, объясняется каскадной фрагментацией реликтовой газовой туманности на все более мелкие фрагменты, вплоть до минимальных масс порядка масс звезд. На ранних стадиях эволюции Галактики образуются фрагменты с джинсовской массой порядка массы современных крупных шаровых скоплений. Самые большие скопления звезд участвуют в формировании галактического ядра, - они «падают» в центр Галактики из-за эффектов динамического звездного трения.

Эволюцию Галактики представляем, как и в [12], в виде несвязного графа (рис. 1), состоящего из отдельных ориентированных графов (рис. 2). Узлы графов отражают ключевые события в истории Галактики с вероятностью  $x_{\xi}$ . Естественно положить, что они образуют конечное множество вероятностей  $x_{\xi} \in X$  ключевых событий, определяющих эволюцию Галактики:

$a_{11}^i$  – доля массы вещества, оставшаяся в межзвездной среде после образования скоплений звезд ( $i = 0$ ) и ушедшая на образование последних ( $i = 1$ ), соответственно;

$v_{rs}^j$  – доля массы скоплений, устремившаяся к центру Галактики (из-за динамического звездного трения),  $j = 1$ , и сохранившаяся в скоплениях звезд ( $j = 2$ ) до конца  $r$ -фазы звездообразования Галактики;

$g_{rs1}^{k1}$  – доля массы вещества, оставшаяся после образования звезд и субзвезд в ядре, поле и скоплениях Галактики ( $k = 1 \div 4$ );

$g_{rs1}^{k2}, g_{rs1}^{k3}$  – доли массы вещества, ушедшие на образование субзвезд и звезд, соответственно (смысл  $k$  аналогичен предыдущей записи);

$f_{rs}^k$  – доля массы вещества, принадлежащая ядру ( $k = 1$ ), полю ( $k = 2, 3$ ) и скоплениям ( $k = 4$ ) Галактики;

$h_{rsi}^{k\lambda}$  – доля вещества, содержащаяся в звездах главной последовательности ( $\lambda = 1$ ), гигантах ( $\lambda = 2$ ), звездных остатках ( $\lambda = 3$ ) нулевого возраста ( $\tau_e = 0$ );

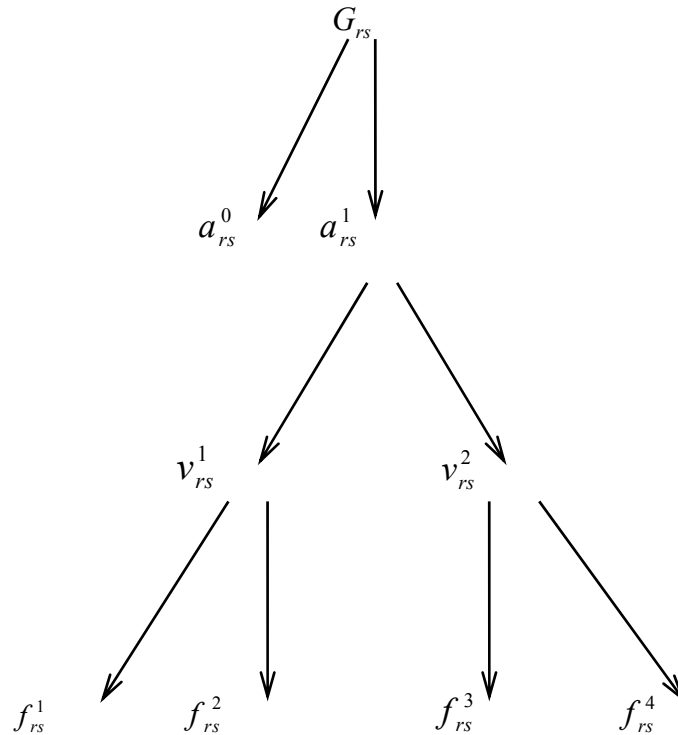
$p_{rsi}^{k\lambda}$  – доля вещества, содержащаяся в объектах, аналогично  $h_{rsi}^{k\lambda}$  через время  $\tau_e = t$ ;

$w_{rsi}^{k\lambda}$  – доля вещества, теряемая объектами за счет звездного ветра ( $\lambda = 1, 2$ ) и сверхветра + потери оболочек -  $\lambda = 3$ .

Индекс  $i$  в вероятностях  $g, h, p, w$  означает их принадлежность к  $i$ -му ярусу. Вероятности множества  $X$  размещены в узлах ориентированного графа  $G_{11}(X,U)$  (так, чтобы на каждом уровне выполнялось равенство  $\sum_i x_i = 1, x_i \in X$ ), описывающего последовательность детерминированных событий, происходивших в Галактике, которые определяются из цепей, состоящих из дуг, входящих в множество  $U$ .

На рис. 1 показан граф  $G_{rs}(X, U)$ , где  $f_{rs}^k$  – вершины подграфов, описывающих каскадную фрагментацию ядра ( $k = 1$ ), поля ( $k = 2, 3$ ) и скоплений ( $k = 4$ ) Галактики, подграфы которых изображены на рис. 2, где число ярусов, в общем случае, зависит от значения  $k$ . К концу первого цикла звездообразования газовая составляющая Галактики состояла из оставшегося газа после первого звездообразования ( $G_{21}$ ) и газа, образовавшегося в результате переработки вещества в недрах звезд первого поколения ( $G_{22}$ ).

Второй, третий и каждый последующий цикл звездообразования можно представить аналогично первому. Только описывается этот процесс не одним, а двумя –  $G_{21}(X,U)$  и  $G_{22}(X,U)$ , тремя –  $G_{31}(X,U), G_{32}(X,U), G_{33}(X,U)$  или несвязными ориентированными графами с вершинами в первом ярусе  $G_{21}$  и  $G_{22}$  для второго цикла,  $G_{31}, G_{32}, G_{33}$  для третьего цикла и  $G_{n1}, G_{n2}, G_{n3}, \dots, G_{nn}$  для каждого последующего  $n$ -го цикла.



**Рисунок 1** – Ориентированный граф  $G_{rs}(X,U)$ , отражающий образование первичных джинсовых фрагментов, соответствующих будущим скоплениям звезд

Порядок вычисления доли газовой составляющей к концу первой и последующих фаз эволюции Галактики и результирующих вероятностей наличия газа  $G_{21}$  и  $G_{22}$  к концу первого цикла и  $G_{n1}, G_{n2}, G_{n3}, \dots, G_{nn}$  к концу  $n-1$ -го цикла подробно описан в [11,12]. Здесь мы только приведем выражение для величины вклада газовой составляющей для конца любой эпохи  $(r-1)$ -го звездообразования  $(r = 1, \dots,$

$(n+1)$ ), которое имеет вид  $G_r = \sum_{s=1}^r G_{rs}$ ,

аналогичные выражения для содержания субзвезд, звезд, гигантов и их остатков

записываются в виде  $Y_r = \sum_{s=1}^r Y_{rs}$ , где

$1 \leq r \leq n, 1 \leq s \leq n, Y_{rs}$  обозначает,

соответственно, значения вкладов по массе в Галактику каждой из ее составляющих  $S_{rs}, Z_{rs}, F_{rs}, D_{rs}$ . Здесь обозначены

составляющие Галактики:  $G$  – газовая,  $S$  – субзвездная,  $Z$  – звездная,  $E$  – гиганты,  $D$  – звездные остатки. Описанная выше процедура

позволяет вычислять долевые содержания (по массе) компонентов Галактики, сложившихся в результате любого  $n$ -го цикла фрагментации исходной протогалактики.

## 2. Описание первичной каскадной фрагментации ориентированным графом

На основе обобщения наблюдательных данных и теоретических выводов о веществе недр космических тел, их внутреннем строении к настоящему времени в результате работы ряда авторов сложилось согласованное представление о классификации космических тел Галактики [1,13-15]. В разнообразии космических тел можно выделить три принципиально различных типа объектов: звезды, субзвезды и планеты. Основные космические тела Вселенной, доступные для наблюдений в нашей и других галактиках – звезды. Они эволюционируют, проходя различные стадии – от протозвезд до звезд нулевого возраста, звезд главной последовательности, гигантов и до звездных остатков.

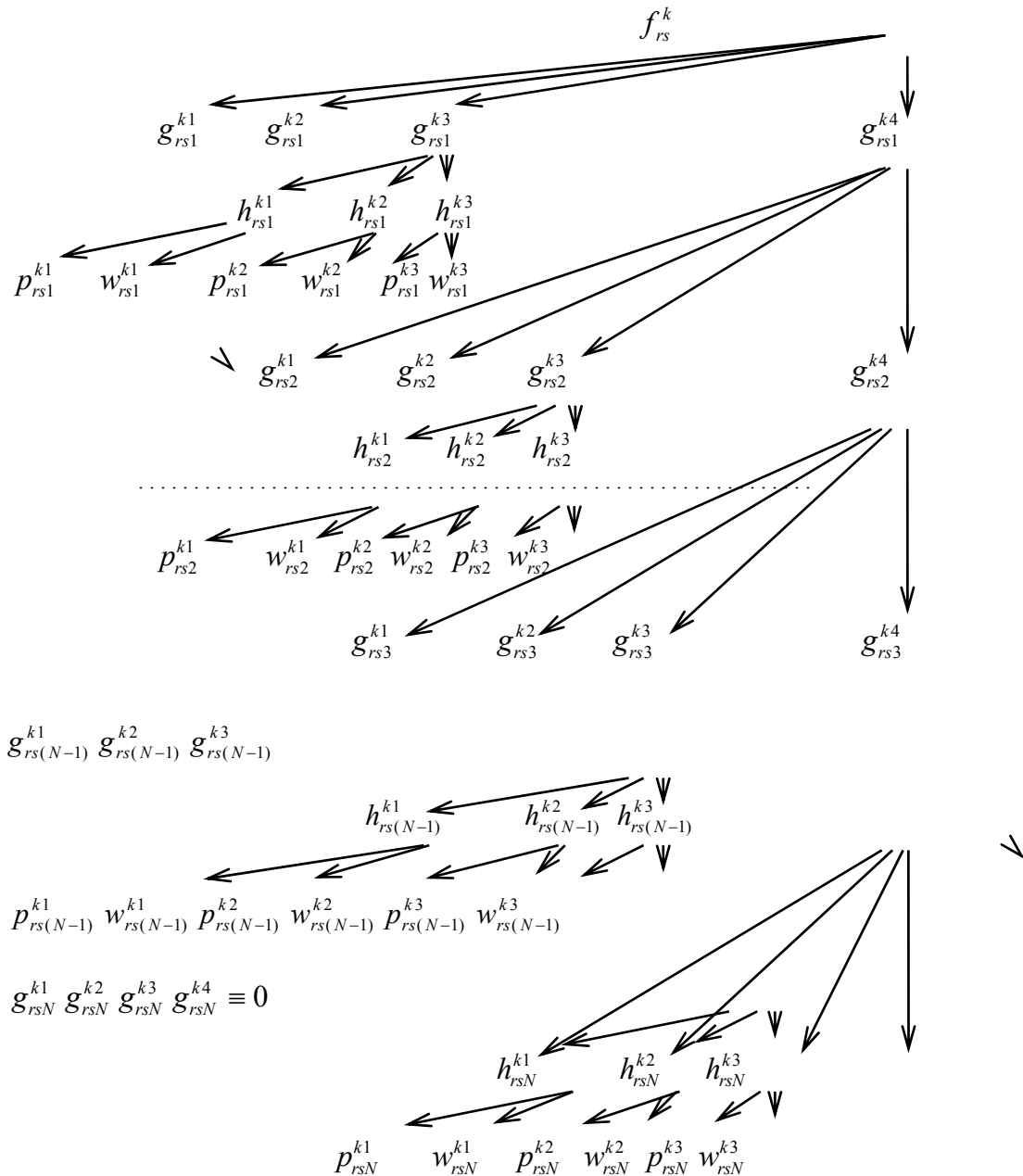


Рисунок 2 – Ориентированный подграф с вершиной, описывающий каскадную фрагментацию джинсовых фрагментов.

Звезды, субзвезды и планеты являются компонентами звездных систем – звездных скоплений, ассоциаций и галактик. Для представления эволюции звездных систем различной структурной сложности в виде статистического процесса, как показал анализ [6], необходимо выполнение ряда условий. Во-первых, исходная система на начало эволюционного процесса должна быть изолированной. Во-вторых, для

успешных вычислений вероятностей наступления ключевых событий в эволюции звездных систем необходим набор определенных функций распределения. И в-третьих, статистическое описание эволюционного процесса должно опираться на базовые физические модели, адекватно описывающие последовательные фазы эволюции системы и ее компонентов. Это модель первичной фрагментации, эволюцион-



ные модели звезд и субзвезд, позволяющие проследить дальнейшее эволюционное изменение важнейших физических характеристик объектов.

В общем случае звездные системы не являются замкнутыми, так как, входя в состав иерархических структур более высокого уровня, они могут взаимодействовать между собой. Однако существуют фазы эволюции звездных систем, в пределах которых их массы сохраняются, и реализуется их пространственная обособленность, поскольку взаимодействием с окружающей их средой можно пренебречь. В такие периоды изменение их структуры определяется только общими параметрами звездной системы, обусловленными внутренними процессами. В такие фазы своей эволюции звездные системы могут рассматриваться как обособленные, что позволяет проводить их статистическое описание путем учета последовательной смены ключевых событий, пренебрегая влиянием внешних факторов. К примеру, признаки обособленной системы выполняются для Местной группы, начиная с эпохи рекомбинации атомов водорода до настоящего времени. Такой вывод основывается на многочисленных исследованиях об интерпретации ее структуры и данные наблюдений о ее современных параметрах (в первую очередь: массе, размерах и возрасте) [16-24].

Описание и анализ формирования и эволюции таких обособленных структурных звездных систем как галактики целесообразно проводить, как ранее было показано [11-12], статистическим методом. Эволюцию многокомпонентной звездной системы можно представить в виде направленного графа, узлы которого определяют наступления ключевых событий в истории галактики с определенной вероятностью [25, 26]. Физической сутью вероятностей наступления ключевых событий является доленое содержание (по массе) каждой из компонент звездных систем, которая включена в соответствующий граф. Для вычисления вероятностей наступления ключевых событий необходимо знать соответствующие им плотности вероятностей.

Такие исходные системы как протогалактики, фрагментируют в два этапа: на протоскопления, которые в свою очередь, фрагментируют на протозвезды. Если протогалактика фрагментирует один раз, такой процесс будем называть одноактовым. Узлы графа, соответствующего такой фрагментации, в соответствии с общим описанием такого процесса [6, 11, 12],

соответствуют вероятностям ключевых событий, физический смысл которых ассоциируется с долевыми содержаниями (по массе):  $a_{11}^i$  – вещества оставшегося в межзвездной среде после образования скоплений звезд ( $i = 0$ ) и ушедшего на образование последних ( $i = 1$ ), соответственно;  $v_{11}^j$  – скоплений устремившихся к центру галактики (из-за динамического звездного трения),  $j = 1$ , и сохранившегося в скоплениях звезд ( $j = 2$ ) до конца первой фазы звездообразования;  $f_{11}^k$  – вещества, принадлежащего ядру ( $k = 1$ ), полю ( $k = 2, 3$ ) и скоплениям ( $k = 4$ ) галактики; очевидно, при  $G_{11} \equiv 1$ . В таком случае, доленое содержание вещества, после одноактовой фрагментации содержащегося в центральной области (ядре –  $N_1$ ) и поле ( $F_1$ ) галактики, ушедшего на формирование скоплений ( $C_1$ ) и оставшегося газа ( $G_1$ ), есть:

$$G_1 = a_{11}^0, \quad (1)$$

$$N_1 = a_{11}^1 \cdot v_{11}^1 \cdot f_{11}^1, \quad (2)$$

$$F_1 = a_{11}^1 \left( v_{11}^1 \cdot f_{11}^2 + v_{11}^2 \cdot f_{11}^3 \right), \quad (3)$$

$$C_1 = a_{11}^1 \cdot v_{11}^2 \cdot f_{11}^4, \quad (4)$$

где выполняется условие нормировки

$$G_1 + N_1 + F_1 + C_1 = 1. \quad (5)$$

Если возможно для каждого из процессов записать плотности вероятности, это позволит вычислить вероятности ключевых событий  $a_{11}^i$ ,  $v_{11}^j$ ,  $f_{11}^k$ .

### 3. Спектры масс, описывающие фрагментацию протосистем с малым угловым моментом

В работе [7] были рассчитаны спектры масс джинсовских фрагментов в зависимости от функций распределения температуры и плотности исходной флуктуирующей среды. На основании этих расчетов построена таблица 1. Функции  $\xi_{3k}(M_j, x)$  содержат величины  $M_j$  и  $x$  со сложными степенями (2, 4, 2/3, 4/3). Это не позволяет вычислить аналитически интегралы в колонке 3.

**Таблица 1** – Спектры масс джинсовых фрагментов, в зависимости от исходных дифференциальных функций распределения температуры  $\psi_i(T)$  и плотности  $\chi_k(\rho)$  флуктуирующей среды

	$i$	1	2	3
$k$	$\chi_k(\rho)$	$\propto \frac{1}{T_2 - T_1}$	$\propto T^\alpha$	$\propto \exp\left[-\frac{(T - \bar{T})^2}{2\sigma_T^2}\right]$
	$\psi_i(T)$			
1	$\propto \frac{1}{\rho_2 - \rho_1}$	$\propto M_J^{-1/3}$	$\propto M_J^{-\frac{1}{3}(1-2\alpha)}$ *	$\propto M_J^{-\frac{1}{3}} \int_{x_1}^{x_2} \xi_{31}(M_J, x) dx$
2	$\propto \rho^\beta$	$\propto M_J^{-1/3}$	$\propto M_J^{-\frac{1}{3}(1-2\alpha)}$ *	$\propto M_J^{-\frac{1}{3}} \int_{x_1}^{x_2} \xi_{32}(M_J, x) dx$
3	$\propto \exp\left[-\frac{(\rho - \bar{\rho})^2}{2\sigma_\rho^2}\right]$	$\propto M_J^{-1/3}$	$\propto M_J^{-\frac{1}{3}(1-2\alpha)}$ *	$\propto M_J^{-\frac{1}{3}} \int_{x_1}^{x_2} \xi_{33}(M_J, x) dx$ **

\* – не сложно видеть, что при  $\alpha = -1$ , спектры масс  $\varphi_{2k}(M_J) \propto M_J^{-1}$ , при  $\alpha = 0$  (равномерное распределение):  $\varphi_{2k}(M_J) \propto M_J^{-1/3}$ ;

\*\* – при политропном приближении спектр масс есть [6]:  $\varphi_{33n}(M_J) \propto M_J^{-1+\varepsilon}$ , где  $\varepsilon = 2n/3$  ( $\varepsilon \sim 0$  при политропном индексе  $n \rightarrow 0$ ,  $\varepsilon = 2/3$  при  $n = 1$ ).

Из анализа табл. 1 видно, что преимущественные спектры масс являются степенными функциями с показателями спектра масс  $-1/3$  и  $-1$ . Каждый из вариантов, мог бы характеризовать протосистемы с малым угловым моментом.

#### 4. Эффективность звездообразования в зависимости от их спектров масс

Под эффективностью звездообразования  $\xi$  понимается доленое содержание вещества, перешедшее в системы, которые состоят исключительно из звезд и субзвезд. За минимальную массу, участвующую в процессе фрагментации (в общем случае), следует выбрать массу водорода  $m_H$  (это значение несложно обосновать, используя теорему Коши), как характерный минимальный элемент барионной материи. Определяя минимальные массы образующихся неоднородностей  $M_{\min}$ , и  $i$ -ые спектры масс, описывающие фрагментацию протосистем –  $\varphi_i(M)$ , эффективность звездообразования может быть записана в следующем виде:

$$\xi = \frac{\int_{M_{\min}}^{M_{ps}} \varphi_i(M) dM}{\int_{m_H}^{M_{ps}} \varphi_i(M) dM}, \quad (6)$$

где  $M_{ps}$  – масса фрагментирующей протосистемы.

Очевидно, что доленое содержание газа, который остался от фрагментации, есть

$$\xi_g = 1 - \xi. \quad (7)$$

Доленое содержание вещества, которое заключено в звездах и субзвездах в таких системах как галактики, определяют вероятности

$a_{11}^i$  и  $f_{11}^k = g_{111}^{k1} + \sum_{i=2}^3 g_{111}^{ki}$  (долевые содержания:  $i = 1$  – газа, оставшегося после образования звезд и субзвезд,  $i = 2, 3$  – звезд и субзвезд). Значение  $v_{11}^j$  влияет на перераспределение вещества в галактиках. Остальные вероятности

наступления ключевых событий, входящие в стандартный ориентированный граф, описывающий эволюцию звездных систем [6, 11, 12], отражают долевые содержания звезд и субзвезд, находящиеся на определенных эволюционных стадиях. Минимальная масса первичных неоднородностей  $M_{\min 1}$  обосновывается исходя из температуры и плотности фрагментирующего вещества, а за её значение принимается масса Джинса. В соответствии с проведенным анализом в работе [3], за такую минимальную массу можно принять значение  $M_{\min 1} \sim 10^3 M_{\odot}$ . Во вторичной фрагментации ожидается появление не только звезд, но и субзвезд, минимальная масса которых определяется условием их образования за счет самогравитации. Согласно [27, 28], масса таких объектов  $M_{\min 2} \sim 10^{-2} M_{\odot}$ .

Рассмотрим процесс образования протогалактик в период охлаждающейся Вселенной, что подразумевает равенство их масс джинсовым значениям. Тогда, дальнейшее их охлаждение должно вызвать образование внутри их новых фрагментов с меньшими, также, джинсовыми массами. Такой каскадный механизм фрагментации позволяет брать в качестве верхнего предела для первичных фрагментов, значения, попадающие в интервал масс галактик –  $M_{ps1} \sim 10^6 \div 10^{12} M_{\odot}$ . Аналогично, для вторичной волны фрагментации в выделенных протоскоплениях, – значения масс типичных звездных скоплений:  $M_{ps2} \sim 10^2 \div 10^6 M_{\odot}$ . Это позволяет привести оценки эффективности звездообразования  $\xi_{ji}$  ( $j$  – этап фрагментации) в протосистемах, определяемых выше выделенными нами степенными спектрами масс  $\varphi_i(M)|_{i=1,2} \propto M^{-1/3}, M^{-1}$ :

$$\xi_{11} = \frac{\int_{10^3}^{10^6 \div 10^{12}} M^{-1/3} dM}{\int_{m_H}^{10^6 \div 10^{12}} M^{-1/3} dM} = \frac{M^{2/3} \Big|_{10^3}^{10^6 \div 10^{12}}}{M^{2/3} \Big|_0^{10^6 \div 10^{12}}} = 0.990 \div 1.000, \quad (8)$$

$$\xi_{12} = \frac{\int_{10^3}^{10^6 \div 10^{12}} M^{-1} dM}{\int_{m_H}^{10^6 \div 10^{12}} M^{-1} dM} = \frac{\ln M \Big|_{10^3}^{10^6 \div 10^{12}}}{\ln M \Big|_{10^{-57}}^{10^6 \div 10^{12}}} = 0.048 \div 0.130, \quad (9)$$

$$\xi_{21} = \frac{\int_{10^{-2}}^{10^2 \div 10^6} M^{-1/3} dM}{\int_{m_H}^{10^2 \div 10^6} M^{-1/3} dM} = \frac{M^{2/3} \Big|_{10^{-2}}^{10^2 \div 10^6}}{M^{2/3} \Big|_0^{10^2 \div 10^6}} = 0.998 \div 1.000, \quad (10)$$

$$\xi_{22} = \frac{\int_{10^{-2}}^{10^2 \div 10^6} M^{-1} dM}{\int_{m_H}^{10^2 \div 10^6} M^{-1} dM} = \frac{\ln M \Big|_{10^{-2}}^{10^2 \div 10^6}}{\ln M \Big|_{10^{-57}}^{10^2 \div 10^6}} = 0.068 \div 0.127. \quad (11)$$

Полученные значения позволяют записать вероятности интересующих ключевых событий, в зависимости от функционального вида

$$a_{11}^1(-1/3) = \xi_{11} = 0.995 \pm 0.005, \quad a_{11}^0(-1/3) = 1 - \xi_{11} = 0.005 \pm 0.005, \quad (12)$$

$$\sum_{i=2}^3 g_{111}^{ki}(-1/3) = \xi_{21} = 0.999 \pm 0.001, \quad g_{111}^{k1}(-1/3) = 1 - \xi_{21} = 0.001 \pm 0.001, \quad (13)$$

$$a_{11}^1(-1) = \xi_{12} = 0.089 \pm 0.041, \quad a_{11}^0(-1) = 1 - \xi_{12} = 0.911 \pm 0.041, \quad (14)$$

$$\sum_{i=2}^3 g_{111}^{ki}(-1) = \xi_{22} = 0.098 \pm 0.030, \quad g_{111}^{k1}(-1) = 1 - \xi_{22} = 0.903 \pm 0.030. \quad (15)$$

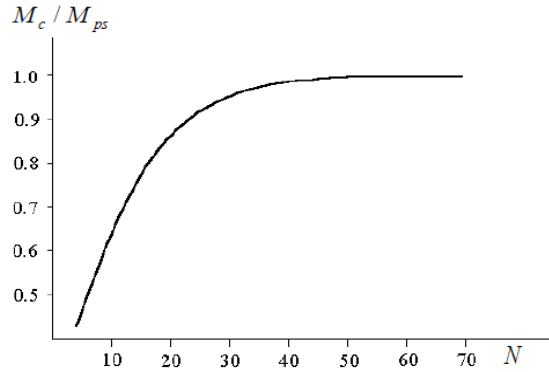
## 5. Каскадная фрагментация в протоскоплениях

Рассмотрим каскадную фрагментацию в газе, который не пошел на формирование звезд и субзвезд, долевого содержания которого много меньше пополняемого вещества, образующегося от коконов и звездного ветра массивных звезд, а также газовых оболочек, покидающих звезды на заключительных стадиях эволюции. В этом случае следует изменить стандартную структуру графа заменив  $g_{111}^{k4}$  на  $g_{111}^{k1}$ . Рост долевого содержания вещества уходящего на формирование нового поколения звезд и субзвезд, в зависимости от  $\mu$ -го цикла звездообразования (при полном его числе  $N$ ) может быть представлен следующим выражением:

$$M_c / M_{ps} = (g_{r11}^{k2} + g_{r11}^{k3}) \left[ 1 + \sum_{\mu=1}^N (g_{r11}^{k1})^\mu \right]. \quad (16)$$

Эта зависимость, как функция от  $N$ , изображена на рис.3. Из нее видно, что для перехода практически всей массы протоскопления в звезды и субзвезды необходимо не менее  $40 \div 70$  фрагментаций. Для перехода половины массы протоскопления в звезды и субзвезды достаточно  $6 \div 7$  фрагментаций.

спектра масс (показатель спектра масс указан в скобках) и массы протообъектов:



**Рисунок 3** – Зависимость доли массы перешедшей из протоскопления (массы  $M_{ps}$ ) в скопления суммарной массы звезд и субзвезд ( $M_c$ ) от числа фрагментаций  $N$ .

## Выводы

Из полученных результатов можно скомбинировать четыре варианта развития эволюции таких звездных систем, как галактики, которые на первом и втором этапах эволюции описываются спектрами масс с показателями степени  $-1/3$  или  $-1$ :  $(-1/3, -1/3)$ ,  $(-1/3, -1)$ ,  $(-1, -1/3)$ ,  $(-1, -1)$ .

1. Согласно первой комбинации, с показателями спектра масс  $(-1/3, -1/3)$ , на первом этапе эволюции весь газ протогалактики переходит в звезды и субзвезды, а вторичный

газ может быть связан с веществом коконов массивных звезд, со звездным ветром, оболочками планетарных туманностей и остатками сверхновых звезд. Такого вещества в галактиках должно быть мало, а их химический состав, является вторичным, по отношению к реликтовому газу.

2. Вторая комбинация показателей спектров масс  $(-1/3, -1)$ , предполагает, что на первом этапе фрагментации весь газ уходит на формирование звездных скоплений. На втором этапе звездообразования в скоплениях, допустима каскадная фрагментация, поскольку на момент её старта только  $\sim 10\%$  вещества начинает превращаться в звезды и субзвезды. Полное истощение газа в системе наступает при максимальном числе циклов  $N_{max} \approx 70$ .

3. При комбинации спектров масс  $(-1, -1/3)$ , на первом этапе фрагментации только  $\sim 10\%$  вещества переходит в звезды и субзвезды. Дальнейшая фрагментация в протосистемах заканчивается тем, что всё (10 процентное) вещество переходит в космические тела. Таким образом, в этих галактиках, должно остаться еще  $\sim 90\%$  газового вещества.

4. Согласно варианту комбинации спектров масс  $(-1, -1)$ , без каскадной фрагментации на втором этапе звездообразования, в системе только  $\sim 1\%$  вещества переходит в звездно-субзвездную составляющую. При каскадной фрагментации на втором этапе звездообразования, в конце эволюции в конце эволюции долевое содержание газа аналогично предыдущему 3-му сценарию.

Галактики, которые развиваются по 1-му эволюционному сценарию, должны содержать

звездный состав, ограниченный массами карликовых звезд ( $\leq 0.8 M_{\odot}$ ). Здесь также следует ожидать значительного представительства звездных остатков.

Для вычисленного максимального значения  $N_{max} \approx 70$  и времени одного цикла фрагментации, порядка того, которое реализуется при одноактном звездообразовании в рассеянных скоплениях звезд –  $\sim 10^7$  лет, время полного истощения газа в таких звездных системах, как эллиптические галактики, ожидается равным  $\sim 7 \cdot 10^9$  лет. С учетом того, что характерное время для начала формирования галактик  $\approx 12 \cdot 10^9$  лет, полученный результат удовлетворительно объясняет факт отсутствия звездообразования в эллиптических галактиках в последние 5 млрд. лет. Такой ход развития, как раз и может описывать 2-й эволюционный сценарий. Если количество циклов фрагментации не достигает максимального значения, долевое содержание газа может быть такое же, как в спиральных галактиках. Предельно «большое» его содержание в таких галактиках может объяснять и вариант 3 ( $\sim 10\%$ ).

Четвертый вариант ближе к сценарию образования неправильных галактик, содержащих значительную газовую составляющую, конкретное значения которой зависит от числа циклов звездообразования. Сделанные заключения не могут претендовать на окончательные выводы. Это предварительные результаты, дальнейшее развитие которых может позволить понять причины различий в составах населений различных типов галактик.

## Литература

- 1 Захожай В.А. Космические тела Галактики: классификация и эволюция // Вісн. астрон. школи – 2002. – Т. 3, № 2. – С.81-99.
- 2 Evsukov N.N., Zakhohaj V.A., Psaryov V.A. Planetary systems of the Galaxy// Odessa Astronomical Publications, – 2001. – Vol.14. – P.205.
- 3 Марочник Л.С., Сучков А.А. Галактика. – М.: Наука, 1984. – 392 с.
- 4 Сурдин В.Г. Рождение звезд. – М.: УРСС, 2001. – 262 с.
- 5 Сурдин В. Г. Протозвезды и планеты // Новые книги за рубежом. – 1993. – № 9. – С. 37-39.
- 6 Захожай В.А. Статистическая космогония – новое направление в исследовании эволюции звездных систем // Изв. ГАО в Пулкове. – 2009. – № 219, вып.4. – С. 105.
- 7 Захожай В.А., Минаков А.А., Шульга В.М. // Труды 10-й гамовской астрономической конференции-школы, 23-28 августа, 2010. – Одесса, Украина. – С. 115.
- 8 Захожай В.А., Педаш Ю.Ф., Писаренко А.И. Внутреннее строение и эволюция субзвезд // Международная научная конференция «Каразинские естественнонаучные студии» (г. Харьков, 14-16 июня 2004 г.). – Материалы конференции. – Харьков. – 2004. – С. 85-86.
- 9 Захожай В.А. // Изв. ГАО в Пулкове, 2009. № 219, вып.4. С. 105.
- 10 Zakhohaj V.A. // Astron. Astrophys. Transact., 1995. V. 6. P. 221.
- 11 Захожай В.А. Статистическая теория дискретного описания эволюции звездных систем // Изв. КрАО, – 2009. – Т.104, № 6. – С.80.

- 12 Zakhzhay V.A. Possible application of graphs to galactic evolution // *Astron. Astrophys. Transact.*, – 1996. – V. 10. – P. 321-328
- 13 Rees M.J. // *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.*, 1976. V. 176, № 3. P. 483.
- 14 Zakhzhaj V.A. Possible application of Graphs to Galactic evolution // *Astron. Astrophys. Transact.* – 1996. – Vol. 10. – P. 321-328.
- 15 Захожай В.А. Функция масс звезд Галактики // *Кинем. и физ. неб. тел.* – 2000. – Т. 16, № 2. – С. 153-168.
- 16 Einasto J., Kaasik A., Saar E. Dynamic evidence on massive coronas of galaxies // *Nature.* – 1974. – Vol. 250, № 5464. – P. 309-310.
- 17 Einasto J., Joeveer M., Kaasik A. The mass of the Galaxy // *Tartu Astron. Obs. Teated.* – 1976. – Vol. 54. – P. 3-75.
- 18 Воронцов-Вельяминов Б.А. Внегалактическая астрономия. – М.: Наука. – 1978. – 480с.
- 19 Bullock J.S., Kravtsov A.V., Weinberg D.H. Hierarchical Galaxy Formation and Substructure in the Galaxy's Stellar Halo // *Astrophys. J.* – 2001. – Vol. 548. – P. 33-46.
- 20 Kahn F., Woltjer L. Intergalactic matter and the Galaxy // *Astrophys. J.* – 1959. – Vol. 130, № 2. – P. 705-717.
- 21 Kuratova A.K., Miroshnichenko A.S., Kuratov K.S., Naurzbayeva A.Z., Alimgazina N.S., Manapbayeva A.B. A Search for New Objects with the B[e] Phenomenon // *Astronomical Society of the Pacific Conference Series.* – 2017. – Vol. 508. – P. 229.
- 22 Khokhlov, S. A.; Miroshnichenko, A. S.; Zharikov, S. V.; Manset, N.; Arkharov, A. A.; Efimova, N.; Klimanov, S.; Larionov, V. M.; Kusakin, A. V.; Kokumbaeva, R. I., Ch. T. Omarov, K. S. Kuratov, A. K. Kuratova, R. J. Rudy, E. A. Laag, K. B. Crawford, T. K. Swift, R. C. Puetter, R. B. Perry, S. D. Chojnowski, A. Agishev, D. B. Caton, R. L. Hawkins, A. B. Smith, D. E. Reichart, V. V. Kouprianov, J. B. Haislip Toward Understanding the B[e] Phenomenon. VII. AS 386, a Single-lined Binary with a Candidate Black Hole Component. 2018. - *Astrophysical Journal.* – V.856. – P.158-171. <https://arxiv.org/pdf/1803.03892.pdf>, DOI: 10.3847/1538-4357/aab49d. Импакт фактор 5.533 (Web of Science).
- 23 Manapbayeva A.B., Zakhzhay O.V., Kuratova A.K., Zakhzhay V.A., Kuratov K.S., Beisebayeva A.S. Observations and modeling of spectral energy distribution of young star//16-th Gamow Summer School «Astronomy and Beyond: Astrophysics, cosmology, cosmomicrophysics, astroparticle physics, radioastronomy and astrobiology», 14-20 August, 2016, Odessa, Ukraine. – P. 19.
- 24 Zakhzhay V.A. Kinematics of the Local Group Galaxies. // In VI International Conference “Relativistic Astrophysics, Gravitation and Cosmology”, 24-26 May, 2006. – Kyiv, Ukraine. – P. 9-10.
- 25 Zakhzhay V.A., Kuratov K.S., Maylybayev A.T. The Description of Cascade Fragmentation in Protosystems with Small Angular Momentum with Graphs // 5-th Gamow International Conference in Odessa: "Astrophysics and Cosmology after Gamow: progress and perspectives" and The XV -th G. Gamow's Odessa International Astronomical Summer Conference-School, August 16-23, 2015. – Odessa, Ukraine. – P.55
- 26 Zakhzhaj V.A., On a Problem of Determinative Event Probability in the Galaxy Evolution. Analytic Statement // International Conference to be held in Saint Petersburg “Order and Chaos in Stellar and Planetary Systems”, 17-24 August, 2003. – Saint Petersburg. – P.65.
- 27 Васильев Е.О., Щекинов Ю.А. О минимальной массе звезд в ранних галактиках // *Астрон. журн.* – 2005. – Т. 82, № 8. – С. 659-667.
- 28 Zakhzhaj V.A. Initial jeans mass spectra of the three modes of galactic star formation: A theoretical model // *Astron. Astrophys. Transact.* – 1995. – V.6. – P. 221.

## References

- 1 V.A. Zahozhay, *Visn. astron. shkoli* 3, 2, S81-S99 (2002). (in Russ).
- 2 N.N. Evsukov, V.A. Zakhzhaj and V.A. Psaryov, *Odessa Astron. Publ.* 14, 205 (2001).
- 3 L.S. Marochnik and A.A. Suchkov. *Galaktika* (Moscow: Nauka, 1984), 392 p. (in Russ).
- 4 V.G. Surdin *Rozhdenie zvezd* (Moscow: URSS, 2001), 262 p. (in Russ).
- 5 V. G. Surdin *Novye knigi za rubezhom* 9, 37–39., (1993). (in Russ).
- 6 V.A. Zahozhaj, *Izv. GAO v Pulkove* 4, 219, 10.5 (2009). (in Russ).
- 7 V.A. Zahozhaj, A.A. Minakov, V.M. Shul'ga. *Trudy 10-j gamovskoj astrono-micheskoy konferencii-shkoly*, (Odessa, Ukraina, 23-28 August, 2010), p. 115. (in Russ).
- 8 V.A. Zahozhay, Ju.F. Pedash and A.I. Pisarenko, *Mezhdunarodnaja nauchnaja konferencija Karazinskie estestvennonauchnye studii*, (Har'kov, 14-16 June, 2004), p. 85-86. (in Russ).
- 9 V.A. Zahozhay, *Izv. GAO v Pulkove* 219, 105 (2009). (in Russ).
- 10 V.A. Zakhzhay, *Astron. Astrophys. Transact.* 6, 221 (1995). (in Russ).
- 11 V.A. Zakhzhay, *Izv. KrAO* 104, 6, 80 (2009). (in Russ).
- 12 V.A. Zakhzhay, *Astron. Astrophys. Transact.* 10, 321-328 (1996).
- 13 M.J. Rees, *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.* 176, 3, 483 (1976).
- 14 V.A. Zakhzhay, *Astron. Astrophys. Transact.* 10, 321-328 (1996).
- 15 V.A. Zakhzhaj, *Kinem. i fiz. neb. tel* 16, 2, 153-168 (2000). (in Russ).
- 16 J. Einasto, A. Kaasik and E.Saar, *Nature* 250, 5464, 309-310 (1974).
- 17 J. Einasto, M. Joeveer and A. Kaasik, *Tartu Astron. Obs. Teated.* 54, 3-75, (1976).
- 18 B.A. Voroncov-Vel'jaminov, *Vnegalakticheskaja astronomija* (Moscow, Nauka, 1978) 480 p. (in Russ).
- 19 J.S. Bullock, A.V. Kravtsov and D.H. Weinberg, *Astrophys. J.* 548, 33-46 (2001).
- 20 F.Kahn and L. Woltjer, *Astrophys. J.* 130, 2, 705-717 (1959).

- 21 A.K. Kuratova, A.S. Miroshnichenko, et al, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*. 508, 229 (2017).
- 22 S. A. Khokhlov, A. S. Miroshnichenko, et al, *Astrophysical Journal*. 856, 158-171 (2018). <https://doi.org/10.3847/1538-4357/aab49d>.
- 23 A.B. Manapbaeva, O.V. Zakhzhay, et al, 16-th Gamow Summer School "Astronomy and Beyond: Astrophysics, cosmology, cosmomicrophysics, astroparticle physics, radioastronomy and astrobiology", (Odessa, Ukraine, 14-20 August, 2016), p. 19. (in Russ).
- 24 V.A. Zakhzhay, In VI Intern. Conf. "Relativistic Astrophysics, Gravitation and Cosmology", (Kyiv, Ukraine, 24-26 May, 2006), p. 9-10.
- 25 V.A. Zakhzhay, K.S. Kuratov and A.T. Maylybayev, 5-th Gamow Inter.Conf. in Odessa: "Astrophysics and Cosmology after Gamow: progress and perspectives" and The XV-th G. Gamow's Odessa Inter. Astr. Summer Conference-School, (Odessa, Ukraine, 16-23 August, 2015), p.55
- 26 V.A. Zakhzhaj, Inter. Conf. to be held in Saint Petersburg "Order and Chaos in Stellar and Planetary Systems", (Saint Petersburg, 17-24 August, 2003), p.65. (in Russ).
- 27 E.O. Vasil'ev and Ju.A. Shhekinov, *Astron. zhurn.* 82, 8, 659-667 (2005). (in Russ).
- 28 V.A. Zakhzhaj, *Astron. Astrophys. Transact.* 6, 221 (1995).





2-бөлім  
**ПЛАЗМА ФИЗИКАСЫ**

---

Section 2  
**PLASMA PHYSICS**

---

Раздел 2  
**ФИЗИКА ПЛАЗМЫ**

**Н.Х. Бастыкова\*** , **С.К. Коданова** ,  
**Т.С. Рамазанов** , **Ж.А. Молдабеков** 

НИИЭТФ, Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Казахстан, г. Алматы,  
\*e-mail: bastykova\_nuriya@physics.kz

## **ПРОЦЕССЫ ЗАРЯДКИ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ В ЗАМАГНИЧНОЙ ПЛАЗМЕ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА**

Пылевая плазма широко распространена в природе, например, в космосе: дисках галактик, кольцах планет, пылевых туманностях, а также часто используется в различных технологических процессах, таких как производство микроэлектроники, в термоядерных установках с магнитным удержанием. В данной работе было исследовано влияние магнитного поля на процессы зарядки пылевых частиц в плазме газового разряда. Расчеты по изучению процессов зарядки пылевой частицы в присутствии магнитного поля проводились численно на основе методов частиц в ячейках и Монте-Карло для характерных параметров плазмы газового разряда. Были получены оценки заряда, характерное время зарядки пылевой частицы, а также радиальное распределение плотности электронов и ионов при различных значениях магнитного поля. Учет магнитного поля привел к уменьшению абсолютного значения заряда пылевой частицы и увеличению времени зарядки пылевой частицы. В присутствии магнитного поля в окрестности пылевой частицы уменьшаются плотности электронов и ионов, что свидетельствует о снижении заряда пылевой частицы за счет ограничения траектории частиц плазмы вдоль силовых линий магнитного поля.

**Ключевые слова:** газовый разряд, замагниченная плазма, заряд пылевых частиц, метод частиц в ячейках, метод Монте-Карло.

N.Kh. Bastykova\*, S.K. Kodanova,  
T.S. Ramazanov, Zh.A. Moldabekov

Institute of Experimental and theoretical physics, al-Farabi Kazakh National university,  
Kazakhstan, Almaty, \*e-mail: ramazan@physics.kz

### **Charging processes of dust particles in magnetized gas discharge plasma**

Dusty plasma is widespread in nature, for example, in space: disks of galaxies, planetary rings, dust nebulae, and is also often used in various technological processes, such as the production of microelectronics, in thermonuclear installations with magnetic confinement. In this paper, the influence of the magnetic field on the charging processes of dust particles in the gas discharge plasma were investigated. Calculations to study the charging processes of dust particle in the presence of the magnetic field were carried out numerically on the basis of particle-in-cell and Monte Carlo methods for the characteristic parameters of the gas discharge plasma. Estimates of the charge, the characteristic charging time of the dust particle, and the radial distribution of the density of electrons and ions at different values of the magnetic field were obtained. Taking into account the magnetic field led to a decrease in the absolute value of the charge of the dust particle, and an increase in the charging time of the dust particle. In the presence of the magnetic field in the vicinity of the dust particle, the density of electrons and ions decreases, which indicates a decrease in the dust particle charge, due to the restriction of the trajectory of plasma particles along the magnetic field lines.

**Key words:** Gas discharge, magnetized plasma, the charge of dust particles, particle in cell method, Monte Carlo method.

Н.Х. Бастыкова\*, С.К. Қоданова,  
Т.С. Рамазанов, Ж.А. Молдабеков

ЭТФФЗИ, әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Қазақстан, Алматы қ.,  
\*e-mail: bastykova\_nuriya@physics.kz

### Тозаңды бөлшек поляризациясының әсерінен иондардың тозаңды бөлшекте классикалық шашырауы

Шаңды плазма табиғатта кең таралған, мысалы, ғарышта: галактикалардың дискілері, планетарлық сақиналар, сонымен қатар әртүрлі технологиялық процестерде, мысалы, микроэлектроника өндірісінде, термоядролық қондырғыларда қолданылады. Бұл жұмыста магнит өрісінің газдық разряд плазмасындағы тозаңды бөлшектердің зарядталу процестеріне әсері зерттелді. Магнит өрісінің қатысуымен тозаңды бөлшектердің зарядталу процестерін зерттеу бойынша газдық разряд плазмасына тән параметрлерге арналған есептеулер сандық түрде ұяшықтағы бөлшектер және Монте-Карло әдістері негізінде жүргізілді. Зарядтың мәні, тозаңды бөлшектердің зарядталу уақыты, сондай-ақ магнит өрісінің әр түрлі мәндерінде электрондар мен иондардың тығыздығының радиалды таралуы алынды. Магнит өрісін ескеру тозаңды бөлшек зарядының абсолюттік мәнінің азаюына және тозаңды бөлшектердің зарядталу уақытының ұлғаюына әкелді. Бұл магниттік өрістің күштік сызықтары бойымен плазма бөлшектерінің траекториясының шектелуі есебінен тозаң бөлшектерінің зарядының төмендеуін көрсетеді.

**Түйін сөздер:** газдық разряд, магниттелген плазма, тозаңды бөлшектің заряды, ұяшықтағы бөлшектер әдісі, Монте-Карло әдісі.

## Введение

Пылевая плазма является привлекательным и интересным объектом исследования из-за счет ее широкого распространения в природе – на Земле и в космосе, в технологических процессах, применяется в медицине и активно исследуется в лабораторных условиях [1 -3]. Кроме того, пылевая плазма проявляет весьма необычные и уникальные свойства, что вызывает повышенный интерес, как у теоретиков, так и экспериментаторов. Она проста в получении и наблюдении, обычно имеется возможность управления системой пылевых частиц, обладает способностью к самоорганизации и образованию упорядоченных структур. В лабораторных условиях пылевые частицы преднамеренно вводятся в газоразрядную плазму и в последние тридцать лет появилось много работ, посвященных изучению свойств пылевой плазмы в газовом разряде [1-8].

Пылевые частицы, находящиеся в плазме, приобретают электрический заряд и представляют собой дополнительную заряженную компоненту плазмы. Заряд пылевой частицы является одним из основных параметров пылевой плазмы, во многом определяющим ее свойства. Пылевые частицы являются центрами рекомбинации плазменных электронов и ионов, а иногда могут служить и источниками электронов благодаря процессам термоэлектронной, фото-

электронной и вторичной электронной эмиссии. Заряд пылевых частиц определяется параметрами окружающей плазмы и не является фиксированной величиной, а может меняться во времени как из-за его флуктуаций, так и из-за перемещений пылинки в пространстве.

Изучение процессов зарядки пылевых частиц, дает возможность решить основную задачу на пути построения теории пылевой плазмы. В работе [9] показано, что присутствие пылевой компоненты существенным образом сказывается и на коллективные процессы в плазме. Процесс зарядки пылевых частиц и структура заряженных пылевых частиц и их эволюция были исследованы в работах [11-15]. Процессы, такие как, неравновесная функция распределения электронов и захваченные ионы пылевой частицей, которые влияют на заряд пылевых частиц были исследованы в работе [16], по итогам данных известно, что дополнительный ионный поток приводит к несколько более быстрой зарядке пылевой частицы, но не влияет на порядок заряда частиц.

Экспериментально заряд пылевой частиц в объемной плазме газового разряда постоянного тока исследовалось в работе [17]. По данным этой работы замечаются расхождения теории ОМЛ с экспериментом по определению заряда пылевой частицы, которое объясняется влиянием ионн-атомных столкновений. Это влияние учтено в работе [18] и приведены результаты

заряда пылевых частиц для различных размеров. Данные указывают на то, что ионн-атомные столкновения представляют собой важный фактор, который существенно уменьшает заряд частицы в типичных условиях газового разряда.

Первые исследования влияния магнитного поля на процессы зарядки пылевых частиц были выполнены Цытовичем [19], где был выполнен анализ эффектов, связанных с влиянием сильного магнитного поля на состояние пылевой плазмы. Показано что, при увеличении параметров внешнего магнитного поля заряд пылевой частицы сначала уменьшается (когда электроны в процессе зарядки становятся замагниченными), а затем, при дальнейшем увеличении магнитного поля, заряд пылевых частиц увеличивается (когда ионы также становятся замагниченными).

В работах [20,21] заряд пылинок рассчитывался с учетом магнитного поля в приближении ограниченных орбит (OML), а в работах [21,22] заряд пылевых частиц в пристеночной плазме термоядерного реактора с учетом влиянием магнитного поля рассчитывался методом частиц в ячейках (PIC). Из результатов этих работ следует, что влияние магнитного поля на заряд пылинки начинается с некоторого критического значения магнитного поля, которое определяется из равенства ларморовского радиуса электрона и размера пылевой частицы.

В работе [23-24] приведено описание экспериментальной установки MDPX, которая предоставляет возможность проводить эксперименты по замагниченной пылевой плазме. В недавних экспериментах по изучению процессов заряда пылевых частиц в замагниченной плазме показано, что абсолютная величина заряда пылевых частиц намного меньше, чем оценки по теоретической модели OML при наличии сильного магнитного поля. В связи с этим исследование о влиянии магнитного поля на заряд пылевых частиц в плазме газового разряда является актуальной.

### Модель

В данной работе рассчитывался заряд неподвижной, первоначально нейтральной пылинки бесконечно большой массы. Для расчета использовался метод частиц в ячейках, а для учета столкновений использовался метод Монте-Карло.

Исследуется система, состоящая из нескольких десятков тысяч частиц. Рассмотрим плазму, состоящую из ионов с массой  $m_i$  и однократным положительным зарядом  $e$  и электронов с массой  $m_e$ , зарядом  $-e$ . В центре системы помещалась нейтральная сферическая пылинка заданного радиуса, поглощающая заряд всех падающих на нее ионов и электронов.

Начальное распределение электронов и ионов по координатам выбиралось равновероятным в объеме куба. Распределение по скоростям соответствовало распределению Максвелла на бесконечности. В зависимости от начального расстояния до макрочастицы распределение Максвелла по модулю скорости сдвигалось на величину энергии взаимодействия с макрочастицей. Направление скорости выбиралось изотропным. Таким образом, формировалось начальное распределение без связанных частиц, которые при определенных условиях могут сильно влиять на кинетические характеристики.

При моделировании рассматривается временная эволюция системы из  $n_e$  электронов и  $n_i$  ионов, заключенных в куб, в центре которого находится поглощающее сферическое тело радиуса  $a$  с зарядом  $q_d = Z_d e < 0$ , обладающее большой массой. Число ионов и электронов выбиралось таким, чтобы в целом система являлась электронейтральной:  $n_i - n_e + Z_d = 0$ . При таком выборе числа частиц плотность электронов в кубе оказывается меньше плотности ионов из-за того, что некоторая часть отрицательного заряда сосредоточена на макрочастице.

Траектории всех частиц в системе определяются путем решения уравнений Ньютона [23], а учет столкновений частиц проводился с помощью процедуры розыгрыша столкновений методом Монте-Карло [27-28]. Поглощение частиц плазмы осуществляется в том случае, если их траектории пересекают или касаются поверхности пылевой частицы.

### Результаты расчетов и обсуждение

Расчеты по определению заряда пылевой частицы проводились для следующих параметров плазмы газового разряда: плотности электронов и ионов равны  $10^9 \text{ см}^{-3}$ , температура ионов 0,027 эВ и электронов 1 эВ. В таблицах 1-2 приведены ларморовский радиусы для электронов и ионов, заряд пылевой частицы,

отношение зарядов с/без учета магнитного поля и характерное время зарядки пылевых частиц с радиусом  $a = 4 \mu\text{м}$  и  $a = 8 \mu\text{м}$  при значениях магнитного поля  $B \sim 1 \div 4 \text{ Т}$ . В таблицах также приведены значения критического магнитного поля, рассчитанные по формуле (9) из статьи [21]. Оно определяется соотношением ларморовского радиуса электрона и радиуса пылевой частицы. Значение магнитного поля выбиралось в соответствии с работой [25], в которой описаны недавние эксперименты с газовым разрядом, в которых магнитное поле достигало значений  $4 \text{ Т}$ .

Из приведенных в таблицах оценок следует, что при всех значениях магнитного поля ларморовский радиус иона намного превышает радиус пылевой частицы, что соответствует случаю среднего магнитного поля [21]. Расчеты показывают, что с увеличением магнитного поля абсолютное значение заряда пылевой частицы начинает уменьшаться, если значение магнитного поля превышает критическое магнитное поле. Из приведенных результатов расчетов также следует, что увеличение магнитного поля приводит к увеличению времени зарядки пылевой частицы.

Численные расчеты зависимости заряда от времени для пылевой частицы с радиусом  $a = 4 \mu\text{м}$  при различных значениях магнитного поля 1 иллюстрируется на рисунке 1.

На рисунке 2 показаны радиальное распределение плотности электронов и ионов вокруг пылевой частицы в отсутствие магнитного поля и при наложении магнитного поля. Как видно из рисунка, при наложении магнитного поля в окрестности пылевой частицы уменьшается плотность как электронов, так и ионов, но более сильная замагниченность электронов приводит к понижению заряда пылевой частицы.

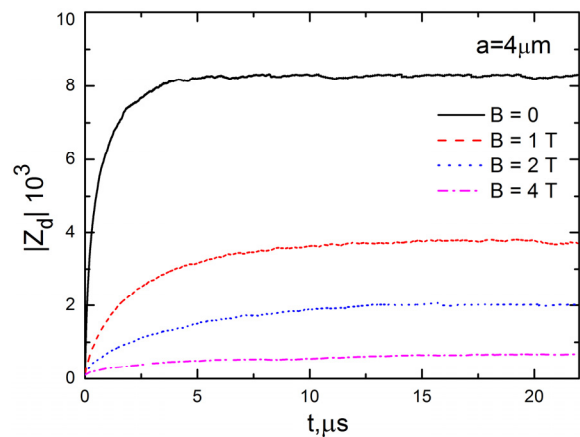
В качестве примера на рисунках 3(а) и 3(б) показаны траектории движения электронов и ионов вокруг пылевой частицы с радиусом  $a = 4 \mu\text{м}$  при различных значениях магнитного поля  $B = 0.1; 0.5; 2 \text{ Т}$ . Магнитное поле ориентировано вдоль оси  $y$ . На рисунке 3 (а) четко видно резкое изменение динамики электронов. Фактически, при  $B = 2 \text{ Т}$  в основном электроны, движущиеся вдоль оси  $y$ , захватываются пылевой частицей, то есть число столкновений, происходящих в плоскости, перпендикулярной оси  $y$ , значительно уменьшается.

**Таблица 1** – Ларморовский радиусы для электронов и ионов, заряд пылевой частицы, отношение зарядов с/без учета магнитного поля и характерное время зарядки пылевых частиц с радиусом  $a = 4 \mu\text{м}$  при различных значениях магнитного поля.

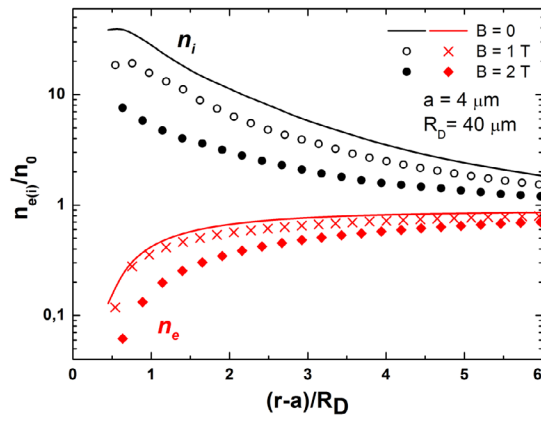
$B, \text{ Т}$	$a = 4 \mu\text{м}$			
	$B_{cr} = T$			
	$B=0$	$B=1 \text{ Т}$	$B=2 \text{ Т}$	$B=4 \text{ Т}$
$R_{L(e)}, \mu\text{м}$	-	2.4	1.2	0.6
$R_{L(i)}, \mu\text{м}$	-	106	53	26.5
$Z_d$	8247	3720	2036	685
$\Delta Z_d / Z_d$ ( $B=0$ )-100	-	55%	75%	92%
$t_{ch}, \mu\text{с}$	6.7	13.3	14.6	19.1

**Таблица 2** – Ларморовский радиусы для электронов и ионов, заряд пылевой частицы, отношение зарядов с/без учета магнитного поля и характерное время зарядки пылевых частиц с радиусом  $a = 8 \mu\text{м}$  при различных значениях магнитного поля.

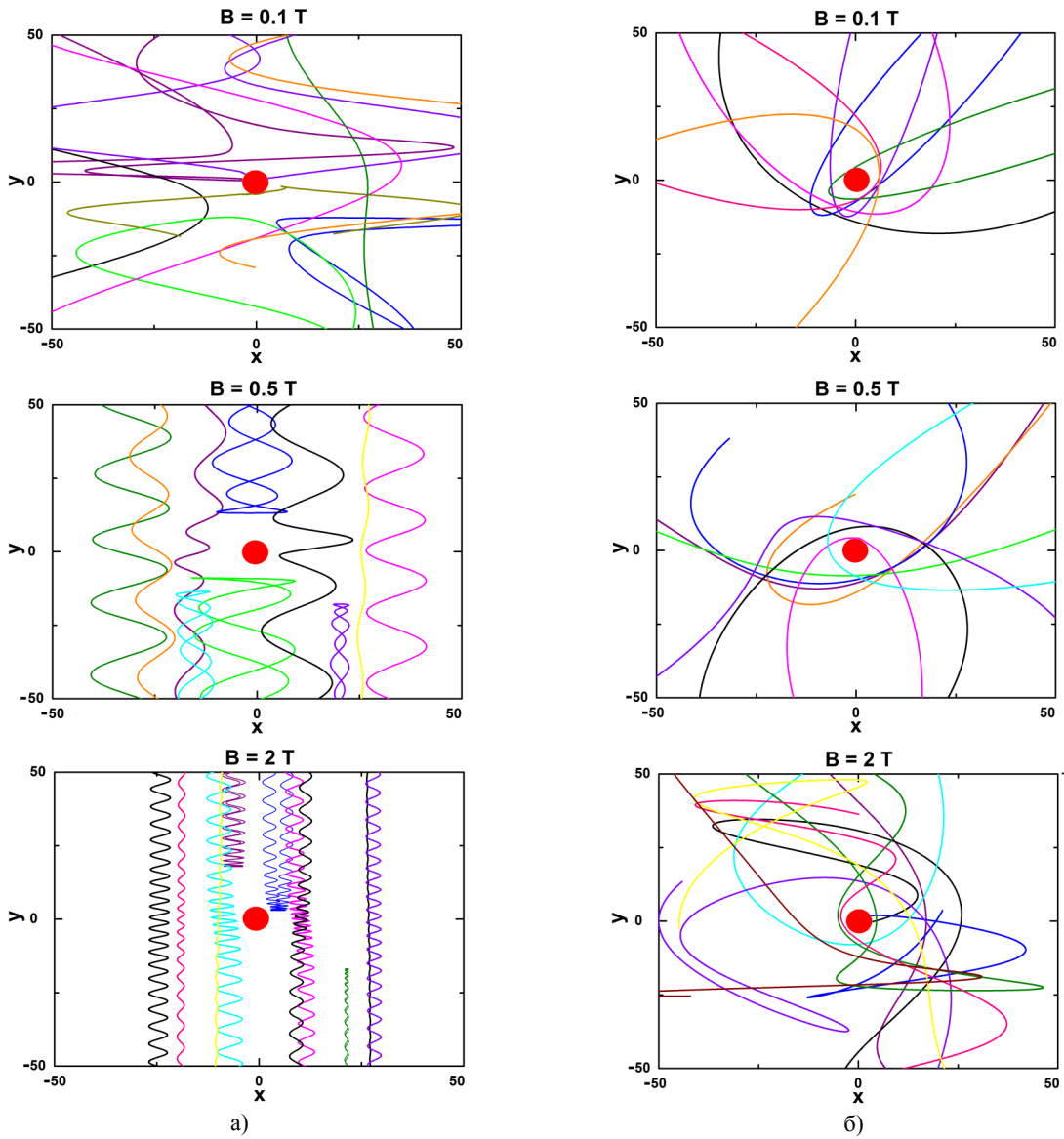
$B, \text{ Т}$	$a = 8 \mu\text{м}$			
	$B_{cr} = T$			
	$B=0$	$B=1 \text{ Т}$	$B=2 \text{ Т}$	$B=4 \text{ Т}$
$R_{L(e)}, \mu\text{м}$	-	2.4	1.2	0.6
$R_{L(i)}, \mu\text{м}$	-	106	53	26.5
$Z_d$	17337	4746	1464	375
$\Delta Z_d / Z_d$ ( $B=0$ )-100	-	73%	92%	98%
$t_{ch}, \mu\text{с}$	6.8	15.8	18.8	22.5



**Рисунок 1** – Зависимость от времени заряда пылевой частицы при различных значениях магнитного поля



**Рисунок 2** – Радиальное распределение плотности электронов и ионов вокруг пылевой частицы в отсутствии магнитного поля (сплошная линия) и в присутствии магнитного поля (символы)



**Рисунок 3** – Траектории частиц плазмы (электронов (а) и ионов (б)) при различных значениях магнитного поля

Из рисунка 3(б) видно, что столкновение пылевых частиц с ионами также меняется, даже если столкновение пылевых частиц с ионами не «замагничено» (то есть ионный ларморовский радиус больше, чем радиус пылевых частиц). Можно ожидать, что ионная динамика вблизи пылевой частицы может сильно измениться при определенных частотах столкновения ионов с атомами (давлениях газового разряда), даже если ионный ларморовский радиус больше радиуса пылевой частицы.

### Заключение

В работе исследовано влияние магнитного поля на процессы зарядки пылевых частиц в плазме газового разряда численно на основе методов частиц в ячейках и Монте-Карло. Получены оценки заряда и характерного времени зарядки пылевой частицы. Показано, что учет влияния магнитного поля приводит к уменьшению абсолютного значения заряда пылинки и увеличению времени ее зарядки.

Получены также радиальные распределения плотностей электронов и ионов при различных значениях магнитного поля.

Показано, что с увеличением магнитного поля в окрестности пылевой частицы уменьшаются плотности как электронов, так и ионов. Результирующее воздействие магнитного поля приводит к снижению заряда пылевой частицы за счет ограничения траекторий частиц плазмы силовыми линиями магнитного поля.

В дальнейшем планируется провести расчеты по определению заряда пылевой частицы с учетом столкновения ионов с атомами вблизи ее поверхности в присутствии магнитного поля для различных типов разряда (газовый разряд, криогенный разряд и др.).

### Благодарности

Выполненные исследования проведены в рамках гранта КН МОН РК AP05133536 «Исследование свойств низкотемпературной комплексной плазмы во внешнем магнитном поле (2018-2020 гг.)».

### Литература


- 1 Fortov V.E. Dusty plasma: Theory and Experiment. In Encyclopedia of Low-Temperature Plasma. – Moscow: Nauka, 2006. – P.5.
- 2 Antipov S.N., Vasiliev M.M., Maiorov S.A., Petrov O.F., Fortov V.E. Dusty plasma structures in He-Kr DC glow discharge //JETP. – 2011. – Vol. 112. – P. 482-493.
- 3 Kretschmer M., Konopka U., Zhdanov S.K., Thomas H.M., Morfill G.E., Fortov V.E., Molotov V.I., Lipaev A.M., Petrov O.F. Particles inside the void of a complex plasma //IEEE Trans. Plasma Sci. – 2011. – Vol. 39. – P. 2758.
- 4 Fedoseev A.V., Sukhinin G.I., Ramazanov T.S., Kodanova S.K., Bastykova N.Kh., Interaction between glow discharge plasma and dust particles //Contrib. Plasma Phys. – 2011. – Vol.18. – P.615.
- 5 Fedoseev A.V., Sukhinin G.I., Dosbolayev M.K., Ramazanov T.S. Dust-void formation in a dc glow discharge //Phys. Rev.E. – 2015. – Vol. 92. – P.023106.
- 6 Ramazanov T.S., D'yachkov L.G., Dzhumagulova K.N., Gabdullin M.T., Dosbolayev M.K., Ussenov Y.A., Moldabekov Zh.A., Petrov O.F., Vasiliev M.M., Myasnikov M.I., Fortov V.E., Savin S.F., Musabayev T.A., Zhantayev Zh.Sh. and Aimbetov A.A. Experimental investigations of strongly coupled Coulomb systems of diamagnetic dust particles in a magnetic trap under microgravity conditions //EPL. – 2016. – Vol. 116. – P. 45001.
- 7 Maiorov S.A., Kodanova S.K., Dosbolayev M.K., Ramazanov T.S., Golyatina R.I., Bastykova N.Kh., and Utegenov A.U. The role of gas composition in plasma-dust structures in RF discharge // Phys. Plasmas – 2015. – Vol. 22. – P. 033705.
- 8 Orazbayev S.A., Ussenov Y.A., Ramazanov T.S., Dosbolayev M.K., Utegenov A.U., A Calculation of the Electron Temperature of Complex Plasma of Noble Gases Mixture in CCRF Discharge // Contrib. Plasma Phys. – 2015. – Vol. 55. – P. 428-433.
- 9 Abdirakhmanov A.R., Dosbolayev M.K., Ramazanov T.S. The gas discharge dusty plasma in a uniform magnetic field //AIP Conf. Proc.. – 2018. – Vol. 1925. – No. 020007.
- 10 Ramazanov T.S., Bastykova N.Kh., Ussenov Y.A., Kodanova S.K., Dzhumagulova K.N., and Dosbolayev M.K. The Behavior of Dust Particles Near Langmuir Probe //Contrib. Plasma Phys. – 2012. – Vol. 52, No. 2. – P.110–113.
- 11 Vasilyak L.M., Vladimirov V.I., Deputatova L., Lapitsky D.S., Molotov V.I., Pecherkin V.Ya., Filinov V.S., Fortov V.E. Coulomb stable structures of charged dust particles in a dynamical trap at atmospheric pressure in air //New Journal of Physics. – 2013. – Vol. 15. – No. 043047.
- 12 Lisin E.A., Vaulina O.S., Petrov O.F., Fortov V.E. Dust-particle charge in weakly ionized gas-discharge plasma //EPL. – 2012. – Vol.97. – No. 55003.
- 13 Antipov S.N., Asinovski E.I., Kirillin A.V., Maiorov S.A., Markovets V.V., Petrov O.F., Fortov V.E. Evolution of dust structures from room to cryogenic temperatures //AIP Conf.Proc. – 2008. – Vol.1041. – P. 157-158.
- 14 Antipov S.N., Asinovski E.I., Kirillin A.V., Maiorov S.A., Markovets V.V., Petrov O.F., Fortov V.E. Charge and structures of dust particles in a gas discharge at cryogenic temperatures //JETP. – 2008. – Vol.106. – P. 830-837.

- 15 Fortov V.E., Vasilyak L.M., Vechinkin S.P., Nefedov A.P., Polyakov D.N. Plasma- dust structures at cryogenic temperatures //Dokiady Physics. – 2002. – Vol. 47. – P.21-24.
- 16 Ramazanov T.S., Kodanova S.K., Dzhumagulova K.N., and Bastykova N.Kh. The new method for measuring of dust particles charge in glow discharge plasma //EPL. – 2011. – Vol.96. – No. 45004.
- 17 Sukhinin G.I., Fedosev A.V., Antipov S.N., Petrov O.F., Fortov V.E. The influence of trapped ions and non-equilibrium EDF on dust particle charging //AIP Conf.Proc. – 2008. – Vol. 1041. – P. 149-150.
- 18 Ratynskaia S., Khrapak S., Zobnin A., Thoma M.H., Kretschmer M., Usachev A., Yaroshenko V., Quinn R.A., Morfill G.E., Petrov O., Fortov V. Experimental Determination of Dust-Particle Charge in a Discharge Plasma at Elevated Pressures //Phys. Rev. Lett. – 2004. – Vol. 93. – No. 085001.
- 19 Khrapak S.A., Ratynskaia S.V., Zobnin A.V., Usachev A.D., Yaroshenko V.V., Thomas M.N., Gretschemer M., Hosner M., Morfill G.E., Petrov O.F., Fortov V.E. Particle charge in the bulk of gas discharges //Phys. Rev. E. – 2005. – Vol. 72. – No. 016406.
- 20 Chang J.S., Spariosu K. Dust particle charging characteristics under a collisionless magneto-plasma //J. Phys. Soc. Japan. – 1993. – Vol.62. – P.97.
- 21 Tsytoich V.N., Sato N., Morfill G.E. Note on the charging and spinning of dust particles in complex plasmas in a strong magnetic field //New J. Phys. – 2003. – Vol. 5. – P. 43.1-43.9.
- 22 Tomita Y., Kawamura G., Yamada T., Ishihara O. Charging of Dust Particles in Magnetic Field //J. Plasma Fusion Res. Series. – 2009. – Vol. 8. – P. 273-276.
- 23 Kodanova S.K., Bastykova N.Kh., Ramazanov T.S., Maiorov S.A. Dust Particle Evolution in Divertor Plasma //IEEE Trans. Plasma Sci. – 2016. – Vol.44. – No. 7349235.
- 24 Kodanova S.K., Bastykova N.Kh., Ramazanov T.S., Nigmatova G.N., Maiorov S.A., The Effect of Magnetic Field on Dust Dynamic in the Edge Fusion Plasman //IEEE Trans. Plasma Sci. – 2018. – Vol.46. – P. 832-834.
- 25 Merlino R.L., Thomas E., Lynch B., LeBlanc S., Hall T., Konopka U., Rosenberg M., The Magnetized Dusty Plasma Experiment (MDPX) //AIP Conf.Proc. – 2018. – Vol.1928. – No. 020011.
- 26 Konopka U., Lynch B., Funkand D., Thomas E. //Book of abstracts ICPDP. – 2017. – Vol. 138.
- 27 Maiorov S.A., Vladimirov S.V., and Cramer N.F. Calculation of the Grain Charge Fluctuations in a Dusty Plasmas //Plasma Physics Reports. – 2002. – Vol.28. – P. 946.
- 28 Maiorov S.A. Influence of the Trapped Ions on the Screening Effect and Frictional Force in a Dusty Plasmas //Plasma Physics Reports. – 2005. – Vol. 31. – P.749.

#### References

- 1 V.E. Fortov, Dusty plasma: Theory and Experiment. In Encyclopedia of Low-Temperature Plasma, (Moscow, Nauka, 2006), p. 5.
- 2 S.N. Antipov, M.M. Vasiliev, et al, JETP, 112, 482-493 (2011).
- 3 M. Kretschmer, U. Konopka, et al, IEEE Trans. Plasma Sci., 39, 2758 (2011).
- 4 A.V. Fedoseev, G.I. Sukhinin, et al, Contrib. Plasma Phys. – 2011. – Vol. 18. – P. 615.
- 5 A.V. Fedoseev, G.I. Sukhinin, et al, Phys. Rev.E. – 2015. – Vol. 92. – P. 023106.
- 6 T.S. Ramazanov, L.G. D'yachkov, et al, EPL – 2016. – Vol. 116. – P. 45001.
- 7 S.A. Maiorov, S.K. Kodanova, et al, Phys. Plasmas – 2015. – Vol. 22. – P. 033705.
- 8 S.A. Orzabayev, Y.A. Ussenov, T.S. Ramazanov, et al, Contrib. Plasma Phys., 55, 428-433, (2015).
- 9 A.R. Abdirakhmanov, M.K. Dosbolayev, T.S. Ramazanov, AIP Conf. Proc., 1925, 020007 (2018).
- 10 T.S. Ramazanov, N.Kh. Bastykova, et al, Contrib. Plasma Phys., 52 (2), 110-113 (2012).
- 11 L.M. Vasilyak, V.I. Vladimirov, et al, New Journal of Physics, 15, 043047 (2013).
- 12 E.A. Lisin, et al, EPL, 97, 55003 (2012).
- 13 S.N. Antipov, et al, AIP Conf.Proc., 1041, 157-158 (2008).
- 14 S.N. Antipov, et al, JETP, 106, 830-837 (2008).
- 15 V.E. Fortov, et al, Dokiady Physics, 47, 21-24 (2002).
- 16 T.S. Ramazanov, et al, EPL, 96, 45004 (2011).
- 17 G.I. Sukhinin, et al, AIP Conf.Proc., 1041, 149-150 (2008).
- 18 S. Ratynskaia, et al, Phys. Rev. Lett., 93, 085001 (2004).
- 19 S.A. Khrapak, et al, Phys. Rev. E., 72, 016406 (2005).
- 20 J.S. Chang K. Spariosu J. Phys. Soc. Japan 62 97 (1993).
- 21 V.N. Tsytoich, et al, New J. Phys. 5, 43.1-43.9 (2003).
- 22 Y. Tomita, G. Kawamura, et al, J. Plasma Fusion Res. Series, 8, 273-276 (2009).
- 23 S.K. Kodanova, et al, IEEE Trans. Plasma Sci., 44, 525-527, 7349235 (2016).
- 24 S.K. Kodanova, et al, IEEE Trans. Plasma Sci., 46, 832-834 (2018).
- 25 R.L. Merlino, et al, AIP Conf.Proc., 1928, 020011 (2018).
- 26 U. Konopka, et al, Book of abstracts ICPDP, 138 (2017).
- 27 S.A. Maiorov, et al, Plasma Physics Reports, 28, 946 ( 002).
- 28 S.A. Maiorov, Plasma Physics Reports, 31, 749 (2005).



**С.А. Сартин<sup>1</sup>, А.А. Солодовник<sup>1</sup>, Б.М. Усеинов<sup>1\*</sup>,  
А.М. Жукешов<sup>2</sup> , А.У. Амренова<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Северо-Казахстанский государственный университет им. М. Козыбаева,  
Казахстан, г. Петропавловск, \*e-mail: buseinov@gmail.com

<sup>2</sup>Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Казахстан, г. Алматы

## **ОПЫТ РЕГИСТРАЦИИ ОТРАЖЕНИЯ РАДИОСИГНАЛОВ ОТ ПЛАЗМЕННЫХ МЕТЕОРНЫХ ТРЕКОВ В ОБСЕРВАТОРИИ СКГУ**

Одной из актуальных задач астрофизических исследований тел Солнечной Системы является регистрация метеорных явлений, протекающих в верхних слоях атмосферы Земли. Статистика таких событий позволяет получить осреднённые оценки концентрации метеороидов в околоземном пространстве. Эти данные имеют важное практическое приложение в области безопасности развития космической инфраструктуры. В статье показано, что оптические методы регистрации метеоров, несмотря на их разнообразие, страдают ограниченностью, связанной с влиянием метеорологии атмосферы, дневной и антропогенной засветки неба. В этой связи актуален переход на применение методов регистрации метеоров, базирующихся на свойстве образуемых или плазменных треков отражать радиоволны.

Изложены результаты работ по развитию материальной базы и методики радионаблюдений метеоров в Центре астрофизических исследований Северо-Казахстанского государственного университета. Применён подход регистрации отражённого от плазменного метеорного трека радиосигнала удалённой станции. Обработка информации производилась в онлайн режиме с использованием стандартных программных средств.

Сравнение полученных результатов с опубликованными данными о применении метода показало сходство амплитудно-временной структуры сигнала с типичными для применяемого метода. Вполне реалистично и суточное распределение частоты метеорных событий. Таким образом, можно констатировать создание в Республике Казахстан первого пункта для регистрации метеоров в радиодиапазоне.

**Ключевые слова:** метеороиды, метеорные треки, отражение радиоволн, антенна, радиостанция, амплитудно-временная структура, статистика метеоров.

S.A. Sartin<sup>1</sup>, A.A. Solodovnik<sup>1</sup>, B.M. Useinov<sup>1\*</sup>,  
A.M. Zhukeshov<sup>2</sup>, A.U. Amrenova<sup>2</sup>

<sup>1</sup>M. Kozybayev North Kazakhstan state University,  
Kazakhstan, Petropavlovsk, \*e-mail: buseinov@gmail.com  
<sup>2</sup>Al-Farabi Kazakh national university, Kazakhstan, Almaty

### **Experience of registration of reflection of radio signals from plasma meteor tracks in the observatory of SKSU**

One of the actual problems of astrophysical studies of The solar system bodies is the registration of meteor phenomena occurring in the upper layers of The earth's atmosphere. Statistics of such events allow to obtain averaged estimates of the concentration of meteoroids in near-earth space. These data have an important practical application on the security of space infrastructure development. In this paper, it is shown that optical methods of meteor registration, despite their diversity, suffer from limitations associated with the influence of atmospheric meteorology, daylight and anthropogenic illumination of the sky. In this regard, the transition to the use of methods of registration of meteors based on the property of formed or plasma tracks to reflect radio waves is relevant.

The results of work on the development of the material base and methods of radio observations of meteors in the center of astrophysical research of North Kazakhstan state University are presented. The approach of registration of the radio signal reflected from the plasma meteor track of the remote station is applied. Information processing was carried out online using standard software.

Comparison of the obtained results with the published data on the application of the method showed a high degree of similarity of the amplitude-time structure of the signal with typical for the applied

method. The daily frequency distribution of meteor events is also quite realistic. Thus, we can state the creation in the Republic of Kazakhstan of the first point for registration of meteors in the radio range.

**Key words:** meteoroids, meteor tracks, reflection of radio waves, antenna, radio station, amplitude-time structure, meteor statistics.

С.А. Сартин<sup>1</sup>, А.А. Солодовник<sup>1</sup>, Б.М. Усеинов<sup>1\*</sup>,  
А.М. Жукешов<sup>2</sup>, А.У. Амренова<sup>2</sup>

<sup>1</sup>М. Қозыбаев атындағы Солтүстік Қазақстан мемлекеттік университеті,  
Қазақстан, Петропавл қ., \*e-mail: buseinov@gmail.com

<sup>2</sup>Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Қазақстан, Алматы қ.

### **СКМУ обсерваториясында плазмалық метеорлық іздерден радиосигналдардың шағылуын тіркеу тәжірибесі**

Күн жүйесіндегі денелерін астрофизикалық зерттеудің кезек күттірмейтін міндеттерінің бірі – Жер атмосферасының жоғарғы қабаттарында кездесетін метеоризм құбылыстарын тіркеу. Мұндай оқиғалардың статистикасы жақын жер кеңістігінде метеороидтардың шоғырлануының орташа бағасын алуға мүмкіндік береді. Бұл мәліметтер ғарыштық инфрақұрылымды дамыту қауіпсіздігі саласындағы маңызды практикалық қолдануға ие. Мақалада Солтүстік Қазақстан мемлекеттік университетінің астрофизикалық зерттеулер орталығында метеорологиялық бақылаудың материалдық базасы мен әдіснамасын дамыту бойынша жұмыс нәтижелері келтірілген. Қашықтағы станцияның плазмалық метеоритінен шағылысқан радиосигналды жазу тәсілі қолданылады. Ақпаратты өңдеу стандартты бағдарламалық қамтамасыз етуді қолдану арқылы онлайн режимінде жүргізілді. Нәтижелері әдісті қолдану туралы жарияланған мәліметтермен салыстыру сигналдың амплитудалық-уақыттық құрылымы мен қолданылатын әдіске тән ұқсастығын көрсетті. Метеорологиялық оқиғалардың жиілігін күнделікті бөлу де шынайы. Осылайша, біз Қазақстан Республикасында метеориттерді радиожиілікте тіркеудің алғашқы нүктесін құрдық деп айта аламыз.

**Түйін сөздер:** метеороидтар, метеориттер, радиотолқындардың көрінісі, антенна, радиостанция, амплитудалық-уақыт құрылымы, метеорология.

## **Введение**

### **Задачи и методы регистрации метеоров**

Изучение физического состояния околоземного космического пространства в наше время привлекает внимание не только с фундаментальных позиций астрофизики, но и исходя из важных практических интересов. Речь идёт, например, об эффективном и безопасном использовании объектов космической инфраструктуры, то есть искусственных спутников Земли и пилотируемых аппаратов и комплексов. Определённую угрозу их существованию представляет вероятность столкновения с частицами космического вещества – метеороидами и микрометеороидами. Одной из актуальных задач науки является как можно более точное оценивание концентрации таких объектов вблизи Земли и временных изменений этого параметра. Её решению уделяется особенное внимание с периода непосредственно предшествующего началу освоения космоса и до наших дней. [1-12]

Работы в этом направлении систематически проводятся в Центре Астрофизических Исследований Северо-Казахстанского государственного университета (ЦАИ СКГУ), начиная с 2009 года.

Как показывает опыт, регистрация метеоров с помощью наиболее распространённых сегодня приёмников – цифровых камер имеет ограничения, как с точки зрения проникающей способности, а камеры уверенно регистрируют треки метеоров до 3-4 звёздной величины, так и из-за негативного влияния метеорологических условий и засветки неба Луной. Применение электронно-оптических усилителей изображения и телевизионной техники позволяет резко повысить проникающую способность, но поле изображения при этом становится заметно меньше, чем у цифровых камер. Кроме того, остаются в силе метеорологические ограничения [1, 13-18].

В наибольшей мере от помех оптического и метеорологического характера при наблюдении метеоров свободны их наблюдения в радиодиапазоне [1, 19-22]. В этой связи нами была поставлена задача в дополнение к существующей приборной базе метеорных наблюдений в ЦАИ СКГУ создать комплекс, позволяющий освоить методику регистрации метеорных треков в радиодиапазоне. Такой подход позволит с одной стороны снизить влияние погодных факторов на наблюдения метеоров, а с другой перейти к изучению дневных метеорных потоков. И, что осо-

бенно актуально, метеорных потоков действующих кратковременно. Разумеется, наиболее эффективным будет сочетание как оптических, так и радионаблюдений метеоров.

Приборы и методика радионаблюдений метеоров в обсерватории СКГУ

Физической основой регистрации метеорных явлений в атмосфере является формирование плазменного трека вдоль траектории полёта метеора. Такой след на высотах в диапазоне от 100 до 60 км может существовать от долей секунды до десятков секунд в зависимости от массы и скорости тела, породившего метеор. Этого вполне достаточно для обнаружения плазменного трека благодаря отражению от него радиоволн. Более того появляется возможность изучения временной эволюции трека, связанной с атмосферными воздействиями на него на больших высотах [1-4].

В связи с этим вполне очевидным стало применение радаров к регистрации метеоров. Радиолокация метеоров довольно продуктивный подход к регистрации не только факта возникновения метеора, но и к определению координат объекта на небесной сфере и его скорости. Однако, применяемая при этом аппаратура настолько специфична, что её использование требует разрешения компетентных органов, а применение её в условиях города и вовсе находится под запретом. Поэтому в практике университетской обсерватории, находящейся в городской черте, радарные наблюдения метеоров исключены.

Однако, существует и другой подход к регистрации метеоров в радиодиапазоне. Здесь функции облучателя и приёмника разделены. Источником радиоволн (облучателем) служит достаточно мощная радиостанция, работающая в диапазоне, в котором ионосфера прозрачна для радиоволн. Метод радионаблюдений метеоров заключается в следующем: передающая станция излучает радиоволны, которые рассеиваются на следах метеоров (рис. 1). Отражённый от следа сигнал принимается приёмником в виде кратковременного сигнала. Затем принятый сигнал подвергается дальнейшей обработке [20, 21-23-28].

Таким образом, для регистрации метеоров достаточно иметь внешнюю антенну, чувствительный УКВ(65 – 73 МГц) или FM (88 – 108 МГц) – радиоприёмники компьютер для записи информации, полученной в ходе наблюдения. Конечно, оптимальным будет оперативно обрабатывать получаемую информацию.

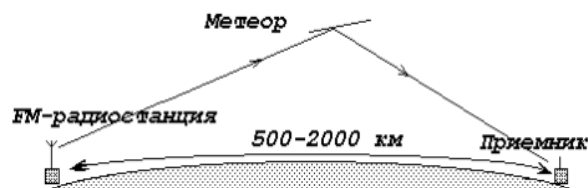


Рисунок 1 – Принцип регистрации метеоров с помощью УКВ-радиоприёмника

Заметим, что необходимо подобрать оптимальные частоты радиодиапазона. Нужно найти такую частоту, на которой нет постоянного присутствия местных станций, но на ней должны работать мощные дальние станции на расстояниях, удобных для метеорных отражений. Выбор такой частоты сильно зависит от географии и места установки антенны и приёмника. Радиостанция должна находиться на расстоянии 500 – 2000 км от приёмника вне зоны ее прямой слышимости (до 50 км), поскольку электромагнитные волны данного диапазона плохо огибают земную поверхность и не отражаются от ионосферы Земли.

При пролёте метеора образуется плазменный след, существующий несколько секунд. Он отражает сигнал дальней радиостанции и на некоторое время она становится слышна в месте расположения приёмника наблюдателя. Приём отраженного сигнала дальней радиостанции длится от долей до единиц секунд, причем профиль этого музыкально-речевого сигнала (МРС) имеет яркую особенность – мгновенное появление и плавный спад (затухание сигнала). Это позволяет выделить метеорные МРС от сигналов иной природы, которые могут появляться в FM-эфире.

Отметим, что даже при устранении помех количество метеорных МРС будет зависеть не только от метеорной активности, но и от побочных факторов. К ним можно отнести количество и время работы радиостанций на данной волне, состояние атмосферы и ионосферы, факторы солнечной активности.

В ЦАИ СКГУ изготовлена дипольная антенна длиной 12 метров для метеорных радионаблюдений. Диаграмма направленности антенны ориентирована по меридиану. На рисунке 2 представлен её общий вид.

Опробовав различные комбинации регистрирующих приборов и программ обработки, остановились на следующей их комбинации. Антенна улавливает сигнал и подаёт его на US-

BFM tuner (рис. 3), который подключен к ноутбуку. Этот прибор представляет собой компактное устройство, предназначенное для поиска сигналов радио и телевизионных станций. Оно эффективнее обычных приемников. На корпусе FM tuner имеется USB выход и вход для коак-

сиального кабеля. Этот сигнал обрабатывается программой HDTVPLAYER и подается на звуковой выход ноутбука через миниджек. С помощью AUX кабеля звуковой сигнал уже передается непосредственно на осциллограф и регистрируется программой Data Recorder.



Рисунок 2 – Антенна для регистрации метеоров ЦАИ СКГУ

Программа HDTVPLAYER (рис. 4) позволяет выполнять поиск и прослушивание телевизионных и радиостанций. К плюсам программы можно отнести простоту её использования. В программе предусмотрена возможность записи звуковых дорожек и видео.



Рисунок 3 – Комплект прибора USBFM tuner

Программа сама выбирает наиболее подходящие частоты с самым четким сигналом, но имеется и вариант автонастройки частот с округлением до тысячной.



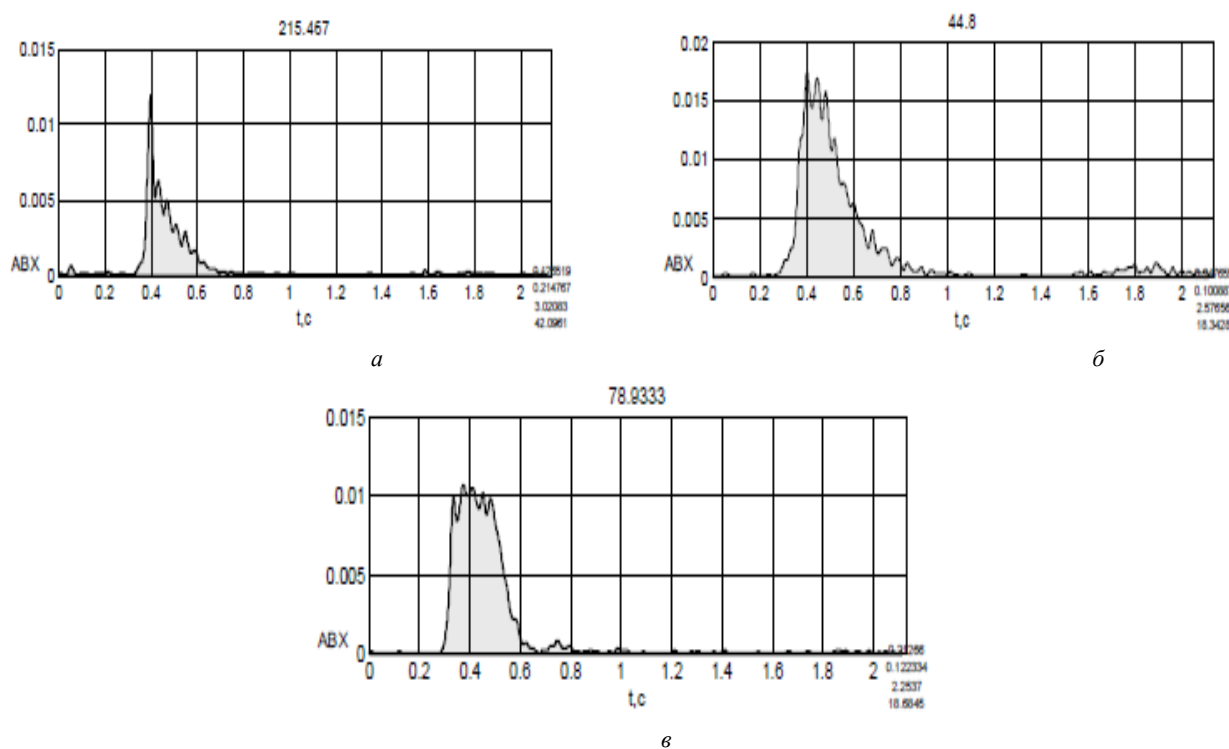
Рисунок 4 – Рабочий экран программы HDTVPLAYER

Наиболее подходящей FM-станций стала радиостанция в городе Тула, с частотой 90,2 МГц, вещающая с Тульского областного радиотелевизионного передающего центра. Расстояние до неё около 2000 км. Исследования на указанной

частоте проводились в дневные и ночные часы на протяжении трёх месяцев с 04.03.2019 по 06.05.2019 и дали неплохой результат. Было зафиксировано более 3000 явлений, сходных с метеорными, при среднем количестве метеорных явлений в сутки около 80 и средней длительности метеорного явления – 0,4 с.

Рассмотрев амплитудно-временные характеристики сигналов FM-станций, отраженных от метеорного следа, мы выявили, что подавляю-

щее их число следует отнести к отражениям от ненасыщенных плазменных метеорных треков. Например, в дату 4 апреля было зафиксировано 87 метеорных сигналов. Из них 80 сигналов – это сигналы от ненасыщенных метеорных следов, 5 сигналов – сигналы от насыщенных метеорных следов и 2 сигнала – сигналы от метеорных следов промежуточного типа. Морфологические отличия видов сигналов представлены на рисунке 5.



**Рисунок 5** – Амплитудно-временная характеристика сигнала FM-станции, отраженного от:  
а) – ненасыщенного метеорного следа; б) – метеорного следа промежуточного типа;  
в) – насыщенного метеорного следа

## Обсуждение

Главной задачей начального этапа систематических наблюдений метеоров в радиодиапазоне стало доказательство самого факта регистрации отражений сигналов от метеорных треков. Есть два пути её решения. Это сопоставление временной структуры отражённого сигнала с типичными отражениями от плазменных треков и изучение статистики появления сигналов и сравнение её со статистикой метеоров.

В этой связи усилия сосредоточились на изучении возможности регистрации радиосигналов, отражённых от ненасыщенных метеорных треков. Прерывистая структура такого сигнала объяснима с позиции интерференции отраженных волн. При этом весь трек представляют как совокупность зон Френеля. Такой подход учитывает и плавное размывание плазменного трека с характерным временем от десятых долей до целых секунд, вследствие чего интенсивность отраженного сигнала уменьшается по экспонен-

циальному закону. Профиль отражённого сигнала от ненасыщенного метеора, приведён на рисунке 6 [15, 19-21].

В отличие от сигнала, отражённого от насыщенного метеорного следа он имеет заострен-

ную форму, связанную с резким скачком энергии и быстрым экспоненциальным спадом. На рисунке 7 показан скриншот программы Multi Vir Analyzer, с сигналом отраженным от ненасыщенного метеорного трека.

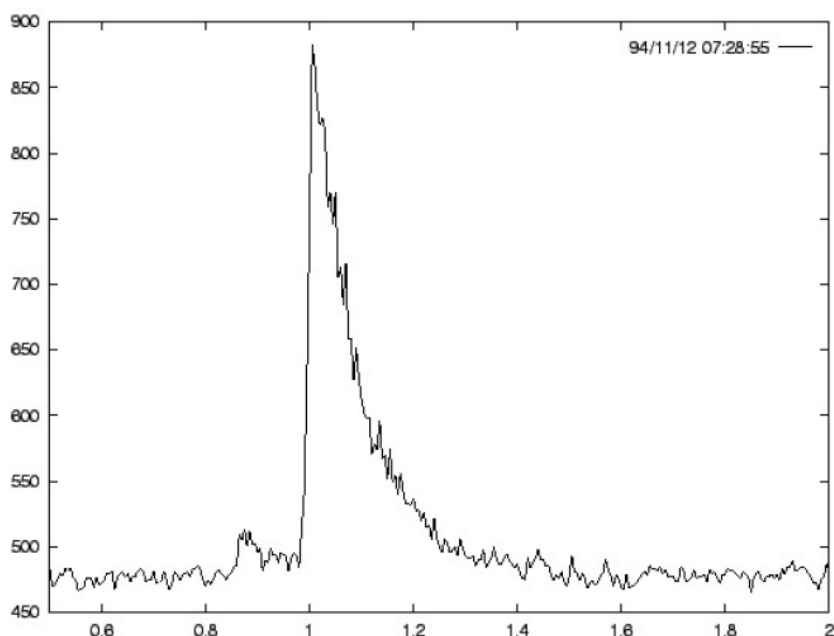


Рисунок 6 – Радиосигнал от ненасыщенного метеорного трека

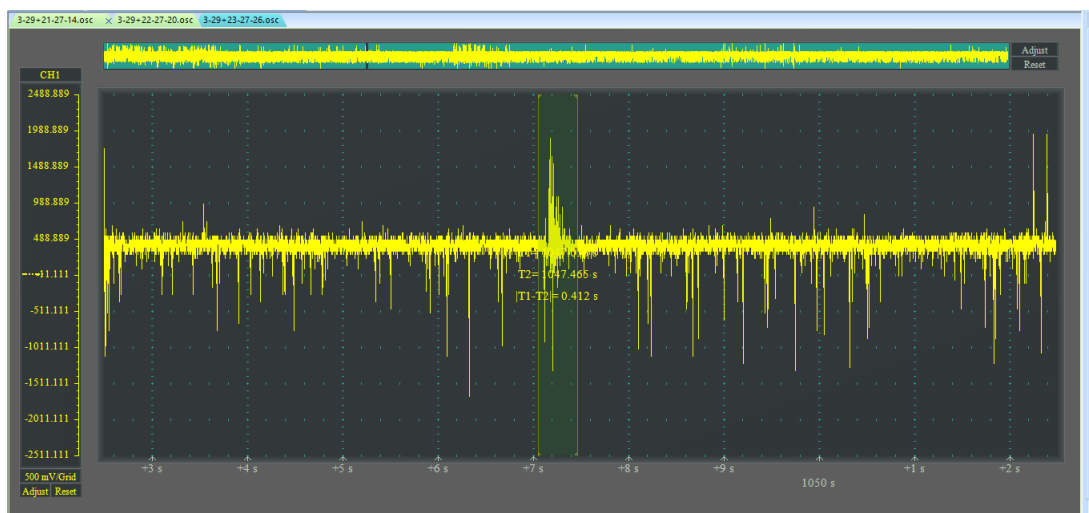
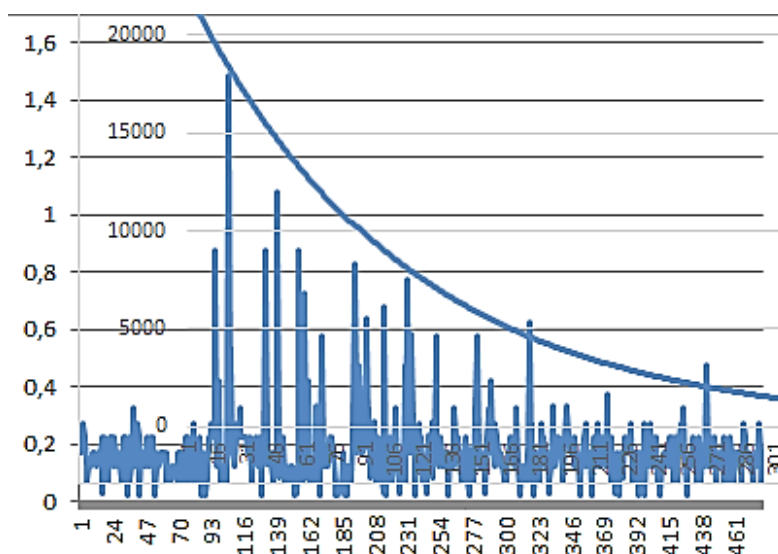


Рисунок 7 – Сигнал, отражённый от ненасыщенного метеорного трека, зафиксированный 29 марта 2019 года

На рисунке 8 представлен результат обработки этого сигнала программой Microsoft Office Excel. По амплитудным точкам проведена

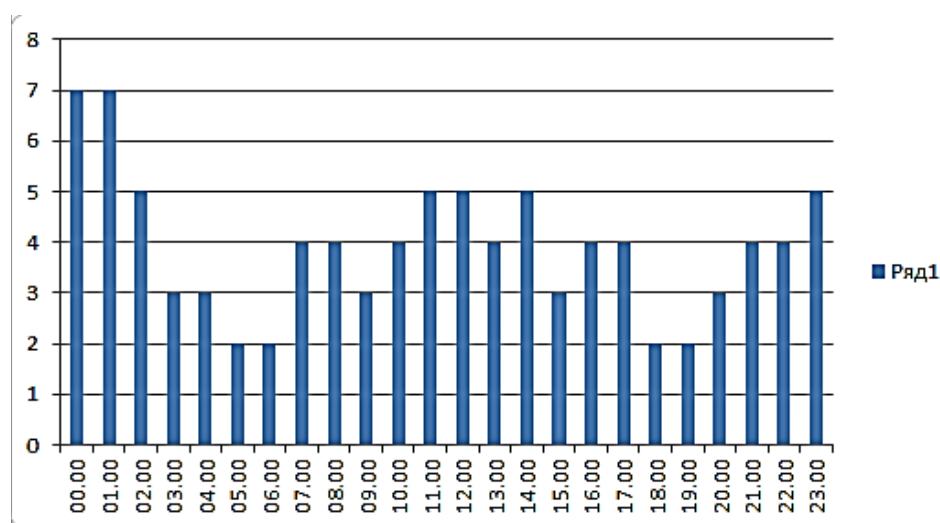
аппроксимирующая экспонента, показывающая характер убывания энергии метеорного плазменного трека со временем.



**Рисунок 8** – Экспоненциальная аппроксимация развития отражённого сигнала.  
По горизонтальной оси дано время в миллисекундах,  
по вертикальной – условные отметки энергии сигнала

Непрерывные ряды наблюдений позволили изучать суточный ход частоты метеорных собы-

тий. Пример обработки такого рода данных приведён на рисунке 9 на дату 5 мая 2019 года.



**Рисунок 9** – Диаграмма суточного распределения метеорных тел за 5 мая

Диаграмма отражает количество метеорных событий (по вертикали) по времени (по горизонтали). Видно, что в период с 00.00 до 02.00 часов – наблюдался пик частоты метеоров, именуемый апексом. Он характерен тем, что метеорные тела летят навстречу Земле, загораясь на большой высоте. В период с 03.00 до 06.00 часов частота

идёт на спад, с 18.00 до 20.00 активность минимальна. Это соответствует появлению на небе догоняющих Землю метеоров и носит название антиапекса. Довольно высокую дневную метеорную активность можно объяснить действием метеорного потока  $\eta$ -Аквариды, максимум, которого ежегодно приходится на 6 мая.

## Заключение

Поскольку приведённые в работе ситуации неоднократно воспроизведены в ходе длительного мониторинга отражённых радиосигналов, то самый факт их существования позволяет с высокой степенью уверенности утверждать, что в Обсерватории СКГУ создан комплекс аппаратуры, позволяющий регистрировать отраженные

от плазменных метеорных треков радиосигналы. Развитие этого комплекса предусматривает переход на использование направленных антенн, которые могут быть нацеливаемыми на радианты метеорных потоков. Кроме этого, в наших дальнейших планах предусмотрено проведение эксперимента по одновременной регистрации метеоров как в оптическом, так и в радио диапазонах.

## Литература

- 1 Бабаджанов П.Б. Метеоры и их наблюдение. – М.: Наука, 1987. – 105 с.
- 2 Бронштэн В.А. Физика метеорных явлений. – М.: Наука, 1981. – 416 с.
- 3 Бронштэн В.А. Метеоры, метеориты, метеориды. – М.: Наука, 1987. – 398 с.
- 4 Rendtel J. and Arlt R. Handbook for Meteor Observers. – International Meteor Organization, Potsdam, 2015. – 138 p.
- 5 Harris A.W. and D’Abramo G. The population of near-Earth asteroids //Icarus. – 2015. – Vol. 257. – P.302–312.
- 6 Jenniskens P. and Niñon Q. CAMS verification of single-linked high-threshold D-criterion detected meteor showers //Icarus. – 2016. – Vol.266. – P.371–383.
- 7 Jenniskens P. and Niñon Q., Gural P.S., Albers J., Haberman B., Johnson B., Holman D., Morales R., Grigsby B.J., Samuels D. and Johannink C. CAMS confirmation of previously reported meteor showers //Icarus. – 2016. – Vol.266. – P.355–370.
- 8 Abedin A., Spurno P., Wiegert P., Pokorný P., Borovička J. and Brown P. On the age and formation mechanism of the core of the Quadrantid meteoroid stream //Icarus. – 2015. – Vol.261. – P.100–117.
- 9 Jenniskens P., Niñon Q., Gural P.S., Albers J., Haberman B., Johnson B., Morales R., Grigsby B.J., Samuels D. and Johannink C. CAMS newly detected meteor showers and the sporadic background //Icarus. – 2016. – Vol.266. – P.384–409.
- 10 Ott T., Drolshagen E., Koschny D. and Poppe B. PaDe – The particle detection program. In A. Roggemans and P. Roggemans, eds. //Proc. of the Int. Meteor Conf., Egmond, the Netherlands, International Meteor Organization. – 2016. – P.209–213.
- 11 Ortiz J.L., Madiedo J.M., Morales N., Santos-Sanz P. and Aceituno F.J. Lunar impact flashes from Geminids: analysis of luminous efficiencies and the flux of large meteoroids on Earth //Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2015. – Vol.454. – P.344–352.
- 12 Korec M. QHY (5L-II-M) CCD camera for video meteor observation //In J. Rault.-L. and P. Roggemans, eds., Proc. of the Inter. Meteor Conference Mistelbach, Austria, 27-30 August 2015. IMO. – 2015. – P.85–89.
- 13 Солодовник А.А., Маугазина А.О. Опыт применения электронно-оптического преобразователя МПН – 8КМ в астрономических наблюдениях //Мат. междуна. научно-практической конф. «Эффективные инструменты современных наук 2016». – Чехия, Прага, 22-30 апреля 2016. – Praha Publ. House: Education and Science. – 2016. – С.33–38.
- 14 Солодовник А.А., Маугазина А.О. К вопросу об эффективности применения цифровых приёмников излучения к регистрации метеорных явлений //Мат. междуна. научно-практической конф. «Эффективные инструменты современных наук 2016». – Чехия, Прага, 22-30 апреля 2016. – Praha Publ. House: Education and Science. – 2016. – С.38–42.
- 15 Аскарова М.М., Сартин С.А., Терехин Н.С., Варкушина М.А. Применение имеющегося в центре Астрофизических исследований оборудования для наблюдения метеорных потоков //Вестник СКГУ им. М. Козыбаева. – 2019. – Т.11. – С.78–82.
- 16 Ueda M., Fujiwara Y. Television meteor radiant mapping //Earth, Moon, and Planets. – 1995. – Vol. 68. – P.585–603.
- 17 Ueda M., Nakamura T., Sugimoto M. and Tsutsumi M. Detection of three meteor streams by double-station TV observations in 1994 //WGN. – 1997. – Vol.25, No. 4. – P.165–181.
- 18 Molau S., Crivello S., Goncalves R., Saraiva C., Stomeo E. and Kac J. Results of the IMO VideoMeteor Network – January 2017 //WGN, Journal of the IMO. – 2017. – Vol.45 (3). – P.63–66.
- 19 Лебединец В.Н., Корпусков В.Н., Соснова А.К. Исследование метеорных потоков радиолокационным методом //Труды ИЭМ. – 1971. – № 24. – С.100–113.
- 20 Brown P. Recent shower outbursts detected by the Canadian Meteor Orbit Radar (CMOR). /In Roggemans A. and Roggemans P., eds. //Intern. Meteor Conf. Egmond, the Netherlands. – 2016. – P.42–45.
- 21 Janches D., Swarnalingam N., Plane J.M.C., Nesvorný D., Feng W., Vokrouhlický D. and Nicolls M.J. Radar detectability studies of slow and small zodiacal dust cloud particles: II. A study of three radars with different sensitivity //Astrophys. J. – 2015. – Vol.807 (1). – P.13.
- 22 Кашеев Б.Д., Лебединец В.Н. Радиолокационные исследования метеорных явлений. – М.: Изд-во Акад. наук СССР, 1961. – 124 с.
- 23 Kaiser T.R. Theory of the meteor height distribution obtained from radio echo observations, II. Sporadic meteors //Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 1954. – Vol. 114, №1. – P.52–62.
- 24 Kaiser T.R. The interpretation of radio echoes from meteor trails //Spec. Suppl. J. Atm. Terr. Phys. – 1955. – Vol.2. – P.55–56.
- 25 Okamoto S. Forward scatter meteor observations //Radio meteor observation Bulletin (electron version). – 1997–1998. – No.53.



- 26 Ollson-Steel D.I., Elford W.G. The height distribution of radio meteors observations at 2 MHz //J. Atmos. and Terr. Phys. – 1987. – Vol.49, No.3. – P.243-258.  
 27 Southworth R.B. Spase density of radio meteors //Spec. Rept. Smithson. Astrophys.Obs. – 1967. – No.39. – P.75-97.  
 28 Suzuki K. Strong Activity of 1995 Perseids Observed in Japan //WGN, Inter. Meteor Organization. – 1995. – Vol. 23, No.5. – P.180-182.

### References

- 1 P.B. Babadzhanov, Meteors and their observation, (Moscow, Nauka, 1987), p.105. (in Russ).
- 2 V.A. Bronshten, Physics of meteor phenomena, (Moscow, Nauka, 1981), p.416. (in Russ).
- 3 V.A. Bronshten, Meteors, meteorites, meteoroids, (Moscow, Nauka, 1987), p.398. (in Russ).
- 4 J. Rendtel and R. Arlt. Handbook for Meteor Observers, (International Meteor Organization, Potsdam, 2015), p.138.
- 5 A.W. Harris and G. D’Abramo, Icarus, 257, 302-312 (2015).
- 6 P. Jenniskens and Q. Niñon, Icarus, 266, 371-383 (2016).
- 7 P. Jenniskens and Q. Niñon, P.S. Gural, J. Albers, B. Haberman, B. Johnson, D. Holman, R. Morales, B.J. Grigsby, D. Samuels and C. Johannink, Icarus, 266, 355-370 (2016).
- 8 Abedin, P. Spurno, et al, Icarus, 261, 100-117 (2015).
- 9 P. Jenniskens, Q. Niñon, et al, Icarus, 266, 384-409 (2016).
- 10 T. Ott, E. Drolshagen, D. Koschny and B. Poppe “PaDe – The particle detection program”. In A. Roggemans and P. Roggemans, eds, Proc of the Int Meteor Conf, Egmond, the Netherlands, Inter Meteor Organization, 209-213 (2016)
- 11 J.L. Ortiz, J.M. Madiedo, et al, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 454, 344-352 (2015).
- 12 M. Korec “QHY (5L-II-M) CCD camera for video meteor observation”. In J. Rault -L. and P. Roggemans, eds, Proc of the Inter Meteor Conf Mistelbach, Austria, 27-30 August 2015. IMO, 85-89 (2015).
- 13 A.A. Solodovnik and A. O. Maugazina Experience of using the MPN-8KM electron – optical Converter in astronomical observations, Mat. of the Inter scientific and practical conf “Effective tools of modern Sciences 2016” Czech Republic, Prague, April 22-30 (2016), 33-38 (2016). (in Russ).
- 14 A.A. Solodovnik and A.O. Maugazina On the issue of the effectiveness of using digital radiation receivers for recording meteor phenomena, Proc of the Inter scientific and practical conf “Effective tools of modern Sciences 2016” Czech Republic, Prague, April 22-30, 2016, 38-42 (2016). (in Russ).
- 15 M.M. Askarova, S.A. Sartin, et al, Bulletin of the NKSU named after M. Kozybaev, 11, 78-82 (2019). (in Russ).
- 16 M. Ueda, Y. Fujiwara, Earth, Moon, and Planets, 68, 585-603 (1995).
- 17 M. Ueda, T. Nakamura, M. Sugimoto and M. Tsutsumi, WGN, 25 (4), 165-181 (1997).
- 18 S. Molau, S. Crivello, et al, WGN, Journal of the IMO, 45 (3), 63–66 (2017).
- 19 V.N. Lebedinets, V.N. Korpusov, A.K. Trudy IEM, 24, 100-113 (1971). (in Russ).
- 20 P. Brown Recent shower outbursts detected by the Canadian Meteor Orbit Radar (CMOR), In Roggemans A. and Roggemans P., eds, Inter Meteor Conf Egmond, the Netherlands, 42-45 (2016).
- 21 D. Janches, N. Swarnalingam, et al, Astrophys. J., 807 (1), 13 (2015).
- 22 D. Kashcheev and V.N. Lebedinets Radiolokatsionnyye issledovaniya meteornykh yavleniy, (Moscow, Izd-vo Akad. nauk SSSR, 1961), p.124. (in Russ).
- 23 T.R. Kaiser, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 114 (1), 52-62 (1954).
- 24 T.R. Kaiser, Spec. Suppl. J. Atm. Terr. Phys, 2, 55-56 (1955).
- 25 S. Okamoto, Radio meteor observation Bulletin (electron version), 53 (1997 – 1998).
- 26 Ollson-Steel, W.G. Elford, J. Atmos. and Terr. Phys., 49 (3), 243-258 (1987).
- 27 R.B. Southworth, Spec. Rept. Smithson. Astrophys. Obs., 239, 75-97 (1967).
- 28 K. Suzuki, WGN, Inter. Meteor Organization, 23 (5), 180-182 (1995).



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

---

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

---

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

**В.М. Юров**

Карагандинский государственный университет им. Е.А. Букетова,  
Казахстан, г. Караганда, e-mail: exciton@list.ru

## ТОЛЩИНА ПОВЕРХНОСТНОГО СЛОЯ ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ

Полупроводниковые материалы с наноразмерными структурными элементами являются перспективным материалом для современной электроники. Благодаря такой структуре пористый кремний демонстрирует уникальные физико-химические свойства, которыми не обладает монокристаллический кремний. В литературе описываются два способа получения слоев пористого кремния. Это химическое окрашивающее травление без приложения внешнего электрического поля и анодное электрохимическое травление кремниевой пластины во внешнем электрическом поле. В настоящей работе обсуждается проблема поверхностного слоя пористого кремния. Слой толщиной  $h = d$  названа слоем  $d(I)$ , а слой при  $h \approx 10d$  – слоем  $d(II)$  атомарно-гладкого кремния. При  $h \approx 10d$  начинает проявляться размерная зависимость физических свойств материала и такая структура называется наноструктурой. При  $h = d$  в поверхностном слое происходит фазовый переход. Он сопровождается резкими изменениями физических свойств, например, прямой эффект Холла-Петча меняется на обратный. Проведен анализ работ по описанию свойств пористого кремния, монокристаллического кремния.

Показано, что, начиная с пористости 80%, кремний по своим свойствам слоя  $d(II)_{Si}$  выходит за наноструктуру по Глейтеру. Для большинства чистых металлов толщина поверхностного слоя  $d(I)$  не превышает 3 нм (для  $d(II) \sim 30$  нм).

**Ключевые слова:** пористый кремний, поверхностный слой, атомный объем, наноструктура.

V.M. Yurov

E.A. Buketov Karaganda State University,  
Kazakhstan, Karaganda, e-mail: exciton@list.ru

### Thickness of the surface layer of porous silicon

Semiconductor materials with nanoscale structural elements are promising materials for modern electronics. Due to this structure, porous silicon exhibits unique physicochemical properties that single crystal silicon does not possess. The literature describes two methods for producing layers of porous silicon. This is chemical staining etching without applying an external electric field and anodic electrochemical etching of a silicon wafer in an external electric field. In this paper, we discuss the problem of the surface layer of porous silicon. A layer of thickness  $h = d$  is called a  $d(I)$  layer, and a layer at  $h \approx 10d$  is called a  $d(II)$  layer of atomically smooth silicon. At  $h \approx 10d$ , the dimensional dependence of the physical properties of the material begins to appear, and such a structure is called a nanostructure. At  $h = d$ , a phase transition occurs in the surface layer. It is accompanied by sharp changes in physical properties, for example, the direct Hall-Petch effect is reversed. The analysis of the work describing the properties of porous silicon, single-crystal silicon is carried out.

It has been shown that, starting from 80% porosity, silicon, by its properties of the  $d(II)$  Si layer, extends beyond the Glater nanostructure. For most pure metals, the thickness of the surface layer  $d(I)$  does not exceed 3 nm (for  $d(II) \sim 30$  nm).

**Key words:** porous silicon, surface layer, atomic volume, nanostructure.

В.М. Юров

Е.А. Букетов атындағы Қарағанды мемлекеттік университеті,  
Қазақстан, Қарағанды қ., e-mail: exciton@list.ru

### Кеуекті кремнийдің беткі қабатының қалыңдығы

Нанокөлік құрылымдық элементтері бар жартылай өткізгіш материалдар қазіргі электроника үшін перспективті материалдар болып табылады. Бұл құрылымның арқасында кеуекті кремний жалғыз кристалды кремнийде болмайтын ерекше физика-химиялық

қасиеттерге ие. Әдебиетте кеуекті кремний қабаттарын шығарудың екі әдісі сипатталған. Бұл сыртқы электр өрісін қолданбай химиялық бояу және сыртқы электр өрісінде кремний қабаттарын анодтық электрохимиялық сүйрету. Осы жұмыста кеуекті кремнийдің үстіңгі қабатының проблемасы талқыланады. Қалыңдығы  $h=d$  қабаты  $d(l)$  қабаты,  $h \approx 10d$  деңгейіндегі қабат атомдық тегіс кремнийдің  $d(II)$  қабаты деп аталады.  $h \approx 10d$  кезінде материалдың физикалық қасиеттерінің өлшемдік тәуелділігі пайда бола бастайды және мұндай құрылым наноқұрылым деп аталады.  $h=d$  кезінде беткі қабатта фазалық ауысу жүреді. Ол физикалық қасиеттердің күрт өзгеруімен қатар жүреді, мысалы, Хол-Петчтің тікелей эффектісі кері өзгереді. Кеуекті кремнийдің, бір кристалды кремнийдің қасиеттерін сипаттайтын жұмыстарға талдау жасалды.

80% кремний кеуектігінен бастап  $d(II)_{Si}$  қабатының қасиеттері бойынша Глейтер бойынша наноқұрылымнан шығады. Көптеген таза металдар үшін  $d(l)$  беткі қабатының қалыңдығы 3 нм ( $d(II)$  үшін  $\sim 30$  нм) аспайды.

**Түйін сөздер:** кеуекті кремний, беткі қабат, атом көлемі, наноқұрылым.

## Введение

Пористый кремний (ПК), как материал, впервые был получен еще в 1955 году [1] и представляет собой монокристаллический кремний (с-Si). В кремнии в результате химического или электрохимического травления образовалось огромное количество различных по размеру пустот, называемых пора́ми, как правило, произвольной геометрии, то есть поры образуются под произвольным углом к поверхности кремниевого образца. Первоначально данный материал исследовался учёными с целью получения на его основе толстых диэлектрических слоёв для изоляции в интегральных схемах.

Несмотря на разнообразие возможных методов формирования пористого кремния, наиболее распространенным способом остается электрохимическое травление пластин кристаллического кремния [2, 3].

Разнообразные исследования с помощью электронной микроскопии показывают, что пористый слой морфологически может быть очень разнообразен. Он должен состоять из кристаллического кремния в самых разнообразных морфологических проявлениях, вплоть до квантоворазмерных особенностей [4, 5]. Отметим также достаточно очевидный факт, заключающийся в том, что пористый кремний с малой пористостью и с пористостью высокой существенно отличаются друг от друга не только структурными свойствами, но также оптическими и электрическими [6, 7].

Благодаря возможности создания пористых структур с заданными оптическими свойствами пористый кремний (ПК) используется в солнечной энергетике в качестве антиотражающих текстурированных покрытий, в литературе

такие структуры получили название «черный кремний» [8-12]. Светоизлучающие свойства, возникающие из-за эффектов квантового удержания, биоразлагаемость, а также биологическая активность наноструктурного кремния, применяется во многих областях биомедицинских и фармацевтических исследований, в частности в качестве биомаркеров и контейнеров для точечной доставки лекарств, в том числе пролонгированного действия [13, 14]. Большой интерес проявляется к разработке и исследованию стабильных и воспроизводимых по характеристикам мембран, способных к сепарации молекул по размерам [15].

Приведем несколько российских диссертаций, где подробно описаны свойства пористого кремния [16-20] и присутствует обширная библиография.

Свойства монокристаллического кремния, а затем и пористого кремния начали изучаться еще в конце 70 годов прошлого столетия казахстанскими учеными [21-29]. Ими был обнаружен режим травления кремния, при котором происходит отделение тонких слоев (пластин) монокристаллического кремния без образования пористого слоя на лицевой поверхности пластин. Представлены результаты исследования скрытых дефектных слоев пористого и непористого кремния, структура которых зависит от условий электрохимического анодного травления и параметров образцов.

Казахстанские ученые показали, что основным препятствием для применения пористого кремния в оптоэлектронике является нестабильность его люминесцентных свойств и деградация фотолюминесценции, как в процессе старения на воздухе, так и под действием термического воздействия, кроме того терми-

ческие обработки поверхности пористого кремния существенно изменяют локализацию поверхностного состояния. Уменьшение интенсивности люминесценции обусловлено уходом от поверхности атома водорода, что увеличивает центры безызлучательных рекомбинаций на поверхности пористого кремния.

### Описание модели

В работах [30, 31] обобщена, предложенная нами, модель поверхностного слоя атомарно-гладких металлов. Схематически эта модель представлена на рис. 1.

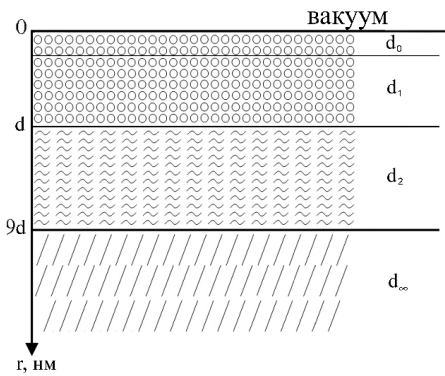


Рисунок 1 – Схематическое изображение поверхностного слоя

Слой де Бройля  $d_0 = \lambda_{dB} = h/p$  для металлов составляет от 0,01 до 0,1 нм. В этом слое начинаются квантовые размерные эффекты. К основным квантово размерным структурам относятся структуры с двумерным электронным газом – эпитаксиальные пленки, МДП-структуры, гетероструктуры и т.д.; структуры с одномерным газом – квантовые нити или проволоки; структуры с нульмерным газом – квантовые точки, ящики, кристаллиты [32].

Для определения толщины поверхностного слоя различных соединений нами использовалась размерная зависимость некоторого физического свойства  $A(r)$ .

Слой  $d_1 = d$  описывается зависимостью:

$$A(r) = A_0 \cdot \left(1 - \frac{d}{d+r}\right), \quad d_0 \leq r \leq d. \quad (1)$$

В слое  $d(I)$  с атомами чистых металлов происходит реконструкция и релаксация,

связанная с перестройкой поверхности [33]. Для золота постоянная решетки равна  $a=0,41$  нм и поверхность перестраивается на расстоянии ( $d(I)_{Au}=1,2/0,41 \approx 3$ ) трех атомных монослоев. Размерные эффекты в слое  $d(I)$  определяются всем коллективом атомов в системе (коллективные процессы). Такие «квазиклассические» размерные эффекты наблюдаются только в наночастицах и наноструктурах [34].

Слой  $d_2$  описывается зависимостью:

$$A(r) = A_0 \cdot \left(1 - \frac{d}{r}\right), \quad r \gg d. \quad (2)$$

Параметр  $d$  связан с поверхностным натяжением  $\sigma$  формулой:

$$d = \frac{2\sigma v}{RT}, \quad (3)$$

здесь  $\sigma$  – поверхностное натяжение массивного образца;  $v$  – объем одного моля;  $R$  – газовая постоянная;  $T$  – температура. В [30], показано, что с точностью до 3% выполняется:

$$\sigma = 0.7 \cdot 10^{-3} \cdot T_m, \quad (4)$$

где  $T_m$  – температура плавления твердого тела (К). Соотношение выполняется для всех металлов и для других кристаллических соединений. При  $T = T_m$  получим:

$$d(I) = 0.17 \cdot 10^{-3} v. \quad (5)$$

Уравнение (5) показывает, что толщина поверхностного слоя  $d(I)$  определяется одним фундаментальным параметром – молярным (атомным) объемом элемента ( $v = M/\rho$ ,  $M$  – молярная масса (г/моль),  $\rho$  – плотность (г/см<sup>3</sup>)), который периодически изменяется в соответствие с таблицей Д.И. Менделеева.

Слой  $d(II)$  простирается примерно до размера  $d(II) \approx 10d = d_\infty$  где начинается объемная фаза. С этого размера начинаются размерные свойства. Под наноматериалами принято понимать материалы, основные структурные элементы которых не превышают нанотехнологической границы  $\sim 100$  нм, по крайней мере в одном направлении [35]. Ряд исследователей высказывает мнение, что верхний предел (максимальный размер элементов)

для наноструктур должен быть связан с неким критическим характерным параметром: длиной свободного пробега носителей в явлениях переноса, размерами доменов/доменных стенок, диаметром петли Франка-Рида для скольжения дислокаций и т.п. [34]. Значить в слое  $d(\Pi)$  должно быть много размерных эффектов, связанных с оптикой, магнетизмом и другими физическими свойствами согласно уравнению 2.

### Монокристаллический и пористый кремний

Монокристаллический кремний имеет атомную (молярную) массу  $M = 28,086$  (г/моль), плотность  $2,33$  (г/см<sup>3</sup>) и параметр решетки (кубическая, алмазная)  $a = 0,357$  нм. Тогда из уравнении (5) следует:

$$d(I)_{Si} = 2,1 \text{ нм} \quad (6)$$

Эту толщину экспериментально можно определить с помощью скользящих рентгеновских лучей в режиме полного внутреннего отражения. В работе [36] это величина составила  $\sim 2$  нм, что почти совпадает с (6). Это подтверждает уравнение (5).

Итак, слой  $d(I)_{Si}$  атомарно-гладкого монокристаллического кремния представляет

собой наноструктуру. Число частиц кремния в монослое равно  $n = d(I)_{Si}/a \approx 4$ . То есть слой  $d(I)_{Si}$  содержит 4 атомные плоскости кремния. А слой  $d(\Pi)_{Si} \approx 21$  нм также представляет наноструктуру по Глейтеру [37]. Толщина де Бройля равна  $d_0 = 0,116$  нм.

Существующая номенклатура, принятая Международным союзом теоретической и прикладной химии IUPAC, выделяет три категории размера пор в зависимости от их диаметра: микропористый  $< 2$  нм, мезопористый  $2-50$  нм и макропористый  $> 50$  нм [38].

Важной характеристикой p-Si является степень его пористости  $P$ , определяемая как:

$$P = 1 - \rho_{ПК} / \rho_{Si}, \quad (7)$$

где  $\rho_{ПК}$  – плотность пористого кремния (ПК),  $\rho_{Si}$  – плотность монокристалла.

Если подставить уравнение (7) в уравнение (5), то получим:

$$d(I)_{ПП} = d(I)_{Si} / (1 - P). \quad (8)$$

Типичное значение пористости имеет значение 40-70 %, а при сверхкритическом высушивании [39] достигает 95 %. Из уравнения (8) вытекает следующая таблица 1.

**Таблица 1** – Толщина поверхностного слоя при различных значениях пористости

$P, \%$	40	50	60	70	80	90
$d(I)_{ПК}, \text{ нм}$	3,5	4,2	5,25	7,0	10,5	21
$d(\Pi)_{ПК}, \text{ нм}$	35	42	52,5	70	105	210

Таблица 1 показывает, что пористость кремния существенно влияет на свойства наноструктур. Это было также показано в работе [36], но там не приводились количественные данные (как в табл. 1) из-за сложности проведения экспериментов. Структура пор в макропористом кремнии является неупорядоченной, в то время как в мезо и, в особенности, в нанопористом кремнии можно выделить отчетливое направление роста пор, соответствующее кристаллографическому направлению  $\langle 100 \rangle$  [40].

Вопросы, связанные с порообразованием, имеют большое разнообразие в описании и подходах к интерпретации протекающих процессов. Очевидно, что описание данных процес-

сов напрямую будет зависеть от конкретных химических свойств исходного монокристаллического Si, о чем свидетельствуют работы, описывающие попытки получить пористые структуры на других материалах и с отсутствием проявления в них квантово-размерного эффекта [41, 42].

Таблица 1 показывает, что, начиная с пористости 80 % кремний по своим свойствам слоя  $d(\Pi)_{Si}$  выходит за наноструктуру по Глейтеру [37]. Для большинства чистых металлов толщина поверхностного слоя  $d(I)$  не превышает 3 нм (для  $d(\Pi) \sim 30$  нм).

Характерной чертой пористого кремния является большая суммарная площадь его

внутренней поверхности. В зависимости от величины пористости и геометрии пор она может составлять для макропористого кремния от 10 до 100 м<sup>2</sup>/см<sup>3</sup>, для мезопористого от 100 до 300 м<sup>2</sup>/см<sup>3</sup> и для нанопористого от 300 до 800 м<sup>2</sup>/см<sup>3</sup> [42].

Пористый кремний в зависимости от условий травления обладает широким интервалом величин удельного сопротивления 10<sup>-2</sup>-10<sup>11</sup> Ом·см [43].

Теплопроводность высокопористого кремния более чем на порядок ниже, чем у монокристаллического (~10 Вт/мК при 300 К) [42].

Оптические свойства пористого кремния также существенно отличаются от таковых для объемного материала. В частности, край спектра поглощения пористого слоя, отделённого от

подложки, в зависимости от пористости смещен в сторону больших  $h\nu$  относительно  $E_{g0}$  на 100-500 мэВ [43].

### Заключение

Полученные уравнения (5) и (8) позволяют эмпирически и с большой точностью рассчитать толщину поверхностного слоя  $d(I)$  атомарно-гладкого кристалла и его пористость. Тем самым узнать много нового о наноструктуре этого соединения.

*Работа выполнена по программе Министерства образования и науки Республики Казахстан. Гранты №0118PK000063 и №Ф.0781.*

### Литература

- Uhlir B.A.. Electrolytic Shaping of Germanium and Silicon //Bell Labs Technical Journal. – 1955. – Vol.35, №. 2. – P. 333-347.
- Zangoie S., Jansson R., Arwin H. Microstructural control of porous silicon by electrochemical etching in mixed HCl or HF solutions //Applied Surface Science. – 1998. – Vol.136. – P. 123-130.
- Hummel R.E., Chang S. Novel technique for preparing porous silicon // Appl. Phys. Lett. – 1992. – Vol.61, №16. – P. 1965-1967.
- Mouffak Z. Quantum size effect from n-type porous silicon // Microelectronic Engineering. – 1998. – Vol.43-44. – P. 655-659.
- Jung K.H., Shin S., Kwong D.L. Developments in Luminescent Porous Si //J. Electrochem. Soc. – 1993. – Vol.140, №10. – P. 3046-3064.
- Ronkel F., Schultze J.W. Electrochemical Aspects Of Porous Silicon Formation //Journal of Porous Materials. – 2000. – №7. – P. 11-16.
- Решина И.И., Гук Е.Г. Комбинационное рассеяние и люминесценция пористого кремния //ФТП. – 1993. – Т.27, №5. – С.728-735.
- Oh J., Yuan H.-C., Branz H.M. An 18.2%-efficient black-silicon solar cell achieved through control of carrier recombination in nanostructures //Nature Nanotechnology. – 2012. – Vol.7. – P.743-748.
- Wang Y., Liu Y.P., Lai T., Liang H.L. Selective nano-emitter fabricated by silver assisted chemical etch-back for multicrystalline solar cells. //RSC Advances. – 2013. – Vol. 3. – P. 15483-15489.
- Repo P., Benick J., Vahanissi V., Schon J. et al. N-type black silicon solar cells //Energy Procedia. Energy Procedia. – 2013. – Vol.38. – P. 866-871.
- Toor F., Branz H.M., Page M.R., Jones K.M. et al. Multi-scale surface texture to improve blue response of nanoporous black silicon solar cells. // Applied Physics Letters. – 2011. – Vol.99. – P. 103501-1-3.
- Ao X., Tong X., Kim D.S., Zhang L. et al. Black silicon with controllable macropore array for enhanced photoelectron-chemical performance. //Applied Physics Letters. – 2012. – Vol.101. – P. 111901-1-4.
- Pastor E., Matveeva E., Parkhutik V., Curiel-Esparza J. et al. Influence of porous silicon oxidation on its behaviour in simulated body fluid. // Physica Status Solidi C. – 2007. – Vol.4, №. 6. – P. 2136-2140.
- Low S.P., Voelcker N.H., Canham L.T., Williams K.A. The biocompatibility of porous silicon in tissues of the eye // Biomaterials. – 2009. – Vol.30. – P. 2873-2880.
- Velleman L., Shearer C.J., Ellis A.V., Losic D. et al. Fabrication of self-supporting porous silicon membranes and tuning transport properties by surface functionalization // Nanoscale. – 2010. – Vol.2. – P. 1756-1761.
- Зимин С.П. Электрофизика пористого кремния и структур на его основе. – Диссер. доктора физ.-мат. наук, Ярославль, 2003. – 305 с.
- Головань Л.А. Влияние структурных характеристик пористых полупроводников и диэлектриков на их оптические свойства. – Диссер. доктора физ.-мат. наук, Москва, 2008. – 251 с.
- Демидова Н.Е. Транспорт тока, ЭПР и фотолюминесценция в пористом кремнии. – Автореф. кандидата физ.-мат. наук, Нижний Новгород, 2010. – 19 с.
- Мартынов И.Л. Механизмы образования ионов нитроароматических молекул в газовой фазе и на поверхности пористого кремния при УФ-лазерном воздействии. – Автореф. кандидата физ.-мат. наук, Москва, 2011. – 22 с.
- Гостева Е.А. Градиентно-пористые структуры кремния с графеноподобными слоями. – Диссер. кандидата физ.-мат., Москва, 2018. – 130 с.



- 21 Мұсабек Г.К. Формирование и оптические свойства слоев и многослойных структур на основе нанокристаллов кремния. – Диссер. доктора философии (PhD) в области физики. Республика Казахстан, Алматы, 2013. – 143 с.
- 22 Асанов Г.С. Динамический хаос в наноструктурированных автоколебательных системах. – Диссер. доктора философии (PhD) в области радиотехники, электроники и телекоммуникаций, Республика Казахстан, Алматы, 2014. – 108 с.
- 23 Жанабаев З.Ж., Асанов Г.С., Ибраимов М.К., Сагидолда Е. Генератор хаотических сигналов на наноразмерной пленке из пористого кремния // Инновационный патент KZ 23594, 15.12.2010. Опубликовано 15.12.2015, бюл. №12. – 4 с.
- 24 Айтмамбетов Р.М., Диханбаев К.К., Таурбаев Е.Т. Исследование влияния термического отжига на свойства пористого кремния, полученного с применением электролитов различного состава // Вестник КазНУ, серия физическая. – 2006. – №2 (22). – С. 101-109.
- 25 Taubayev Y.T., Timoshenko V.Yu., Maslova N.E., Gonchar K.A., Dihanbayev K.K., Nikulin V.E., Svanbayev E.A., and Taubayev T.I. Formation of luminescent nanocrystalline silicon films from a-Si:H by using rapid thermal annealing and wet chemical etching" // Вестник КазНУ, серия физическая. – 2009. – №4. – С. 67-72.
- 26 Тыныштыкбаев К.Б., Рябикин Ю.А., Токмолдин С.Ж., Айтмуқан Т., Рақыметов Б.А., Верменичев Р.Б. Особенности морфологии пористого кремния, полученного при длительном анодном травлении в электролите с внутренним источником тока. // Вестник Алматинского института энергетики и связи. – 2010, №1(8). – С. 36-40.
- 27 Тыныштыкбаев К.Б., Рябикин Ю.А., Токмолдин С.Ж., Рахметов Б.А., Айтмуқан Т. Водородно-индуцированное скалывание пластин кремния с помощью электрохимического травления // Известия ВУЗов. Материалы электронной техники. – 2012, №4. – С. 40-44.
- 28 Сартова Ж.Е., Азат С., Мансуров З.А., Whitby R.L.D. Производство диоксида кремния из рисовой шелухи и его применение. Обзор // Химический журнал Казахстана. – 2017. – №3(59). – С. 49-65.
- 29 Timoshenko V.Yu., Gonchar K.A., Maslova N.E., Taubayev Y.T. and Taubayev T.T. Electrochemical nanostructuring of semiconductor wafers by capillary-force-assisted method // Int. Journal of Nanoscience. – 2010. – Vol.9, No. 2. – P. 1-5.
- 30 Юров В.М., Гученко С.А., Лауринас В.Ч. Толщина поверхностного слоя, поверхностная энергия и атомный объем элемента. // Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов. – 2018. – Вып. 10. – С. 691-699.
- 31 Юров В.М., Лауринас В.Ч., Гученко С.А. Толщина поверхностного слоя атомарно-гладких магнитных наноструктур // Нано- и микросистемная техника. – 2019. – №6. – С. 347-352.
- 32 Арутюнов К.Ю. Квантовые размерные эффекты в металлических наноструктурах // ДАН ВШ РАН. – 2015. – №3(28). – С. 7-16.
- 33 Оура К., Лифшиц В.Г., Саранин А.А., Зотов А.В., Катаяма М. Введение в физику поверхности. – М.: Наука, 2006. – 490 с.
- 34 Уваров Н.Ф., Болдырев В.В. Размерные эффекты в химии гетерогенных систем // Успехи химии. – 2001. – Т.70 (4). – С. 307-329.
- 35 Гусев А.И., Ремпель А.А.. Нанокристаллические материалы. – М.: Физматлит, 2000. – 224 с.
- 36 Балагуров Л.А., Павлов В.Ф., Петрова Е.А., Боронина Г.П. Исследование пористого кремния и его старения методами полного внешнего отражения рентгеновских лучей и инфракрасной спектроскопии. // ФТП. – 1997. – Т. 31, № 8. – С. 957-960.
- 37 Gleiter H. Nanostructured materials: basic concepts and microstructure // Acta mater. – 2000. – Vol.48. – P. 1-29.
- 38 Korotcenkov G.. Porous Silicon: From Formation to Application: Formation and Properties. Vol. 1. CRC Press, 2015. – 423 p.
- 39 Lehmann V., Ronnebeck S. The Physics of Macropore Formation in Low-Doped p-Type Silicon // Journal of The Electrochemical Society. – 1999. – Vol.146, №. 8. – P. 2968-2975.
- 40 Allongue P., Henry de Villeneuve C., Pinsard L., Bernard M.C. Evidence for hydrogen incorporation during porous silicon formation // Applied Physics Letters. – 1995. – Vol.67. – P.941-943.
- 41 Cullis A.G., Canham L.T., Calcott P.D.J. The structural and luminescence properties of porous silicon // Applied Physics Reviews. – 1997. – Vol.82. – P. 909-965.
- 42 Трегулов В.В. Пористый кремний: технология, свойства, применение. – Рязань: Ряз. гос. ун-т им. С.А. Есенина. – 2011. – 124 с.
- 43 Белик Т. Ю. Особенности пористого кремния, полученного химическим травлением // Наноматериалы и нанотехнологии. – 2012. – №4. – С. 65-66.

#### References

- 1 B.A. Uhlir, Bell Labs Technical Journal, 35 (2), 333-347 (1955).
- 2 S. Zangoie, R. Jansson, and H.Arwin, Applied Surface Science, 136, 123-130 (1998).
- 3 R.E. Hummel and S. Chang Appl. Phys. Lett., 61 (16), 1965-1967 (1992).
- 4 Z. Mouffak, Microelectronic Engineering, 43-44, 655 – 659 (1998).
- 5 K.H. Jung, S. Shin, D.L. Kwong J. Electrochem. Soc., 140 (10), 3046-3064 (1993).
- 6 F. Ronkel, J.W. Schultze, J of Porous Materials, 7, 11-16 (2000).
- 7 I.I. Reshina, E.G. Gyk, FTP, 27 (5), 728-735 (1993). (in Russ)
- 8 J. Oh, H.-C. Yuan, and H.M. Branz, Nature Nanotechnology, 7, 743-748 (2012).
- 9 Y. Wang, Y.P. Liu, T. Lai, and H.L. Liang, RSC Advances, 3, 15483-15489 (2013).
- 10 P. Repo, J. Benick, V. Vahanissi, J. Schon et al, Energy Procedia. Energy Procedia, 38, 866-871 (2013).
- 11 F. Toor, H.M. Branz, M.R. Page, K.M. Jones et al, Applied Physics Letters, 99, 103501 (2011).

- 12 X. Ao, X. Tong, D.S. Kim, L. Zhang et al, *Applied Physics Letters*, 101, 111901 (2012).
- 13 E. Pastor, E. Matveeva, V. Parkhutik, J. Curjel-Esparza et al, *Physica Status Solidi C*, 4 (6), 2136-2140 (2007).
- 14 S.P. Low, N.H. Voelcker, L.T. Canham, K.A. Williams, *Biomaterials*, 30, 2873-2880 (2009).
- 15 L. Velleman, C.J. Shearer, A.V. Ellis, D. Losic et al, *Nanoscale*, 2, 1756-1761 (2010).
- 16 S.P. Zimin, *Elektrofizika poristogo kremniia i strýktýr na ego osnove*, Dissert. doktora fiz.-mat. naýk, Iaroslavl, 2003. – 305 s. (in Russ)
- 17 L.A. Golovan, *Vliianie strýktýrnykh karakteristik poristykh polýprovodnikov i dielektrikov na ih opticheskie svoistva*. – Dissert. doktora fiz.-mat. naýk, Moskva, 2008, 251 s. (in Russ)
- 18 N.E. Demidova, *Transport toka, EPR i fotolýmnestsentsiia v poristom kremniu*. – Avtoref. kandidata fiz.-mat. naýk, Nijni Novgorod, 2010, 19 s. (in Russ)
- 19 I.L. Martynov, *Mehanizmy obrazovaniia ionov nitroaromaticeskikh molekýl v gazovoi faze i na poverhnosti poristogo kremniia pri ÝF-lazernom vozdeistvii*. – Avtoref. kandidata fiz.-mat. naýk, Moskva, 2011, 22 s. (in Russ)
- 20 E.A. Gosteva, *Gradientno-poristye strýktýry kremniia s grafenopodobnymi sloiami*. – Dissert. kandidata fiz.-mat., Moskva, 2018, 130 s. (in Russ)
- 21 G.K. Musabek, *Formirovanie i opticheskie svoistva sloev i mnogoslounykh strýktýr na osnove nanokristallov kremniia*. Dissert. doktora filosofii (PhD) v oblasti fiziki. Respýblika Kazahstan, Almaty, 2013, 143 s. (in Russ)
- 22 G.S. Asanov, *Dinamicheski haos v nanostrýktýrirovannykh avtokolebatelnykh sistemakh*. – Dissert. doktora filosofii (PhD) v oblasti radiotekhniki, elektroniki i telekommýnikatsii, Respýblika Kazahstan, Almaty, 2014, 108 s. (in Russ)
- 23 Z.J. Janabaev, G.S. Asanov, M.K. Ibrahimov, E. Sagidolda *Generator haoticheskikh signalov na nanorazmernoii plenke iz poristogo kremniia*, Innovatsionnyi patent KZ 23594, 15.12.2010. Opýblikovan 15.12.2015, býl. №12, 4 s. (in Russ)
- 24 R.M. Aitmambetov, K.K. Dihanbaev, E.T. Taýrbaev, *Rec.Contr.Phys.*, 2 (22), 101-109 (2006). (in Russ)
- 25 Y.T. Taurbayev, V.Yu. Timoshenko, N.E. Maslova, et al, *Rec.Contr.Phys.*, 4, 67-72 (2009) (in Russ).
- 26 K.B. Tynyshtybaev, Iý.A. Riabikin, et al, *Vestnik Almatinskogo institýta energetiki i svyazi*, 1(8), 36-40 (2010). (in Russ)
- 27 K.B., Tynyshtybaev Iý.A. Riabikin, et al, *Izvestia VÝZov. Materialy elektronnoi tekhniki*, 4, 40-44 (2012). (in Russ)
- 28 J.E. Sartova, S. Azat, Z.A. Mansýrov, R.L.D. Whitby, *Himicheskii jýrnal Kazahstana*, 3(59), 49-65 (2017). (in Russ)
- 29 V.Yu. Timoshenko, K.A. Gonchar, et al, *Int. Journal of Nanoscience*, 9 (2), 1-5 (2010).
- 30 V.M. Iýrov, S.A. Gýchenko, and V.Ch. Laýrnas, *Fiziko-himicheskie aspekty izýcheniia klasterov, nanostrýktýr i nanomaterialov*, 10, 691-699 (2018). (in Russ)
- 31 V.M. Iýrov, V.Ch. Laýrnas, S.A. Gýchenko, *Nano- i mikrosistemnaia tekhnika*, 6, 347-352 (2019). (in Russ)
- 32 K.Iý. Arytýnov, *DAN VSh RAN*, 3 (28), 7-16 (2015). (in Russ)
- 33 K. Oýra, V.G. Lifshits, A.A. Saranin, A.V. Zotov, M. Kataiama, *Vvedenie v fiziký poverhnosti*, (Moscow, Naýka, 2006), 490 s. (in Russ)
- 34 N.F. Ývarov, V.V. Boldyrev, *Ýspehi himii*, 70 (4), 307-329 (2001). (in Russ)
- 35 A.I. Gýsev, A.A. Rempel, *Nanokristallicheskie materialy*, (Moscow, FizmatLit, 2000), 224 s. (in Russ)
- 36 L.A. Balagýrov, V.F. Pavlov, E.A. Petrova, G.P. Boronina, *FTP*, 31 (8), 957-960 (1997). (in Russ)
- 37 H. Gleiter, *Acta mater*, 48, 1-29 (2000).
- 38 G. Korotcenkov, *Porous Silicon: From Formation to Application: Formation and Properties*, Vol. 1, (CRC Press, 2015), 423 p.
- 39 V. Lehmann and S. Ronnebeck, *Journal of The Electrochemical Society*, 146 (8), 2968-2975 (1999).
- 40 P. Allongue, et al, *Applied Physics Letters*, 67, 941-943 (1995).
- 41 A.G. Cullis, et al, *Applied Physics Reviews*, 82, 909-965 (1997)
- 42 V.V. Tregýlov, *Poristy kremni: tehnologiia, svoistva, primeneniie*, (Riazan, Riaz. gos. ýn-t im. S.A. Esenina, 2011), 124 s. (in Russ)
- 43 T.Iý. Belik, *Nanomaterialy i nanotekhnologii*, 4, 65-66 (2012).

**А.И. Федосимова<sup>1,2\*</sup>, Б.А. Байтимбетова<sup>2</sup>, Е.А. Дмитриева<sup>2</sup>,  
В. Кудряшов<sup>2</sup>, И.А. Лебедев<sup>2</sup>, Б.Н. Мукашев<sup>2</sup>,  
Ю.А. Рябикин<sup>2</sup>, А.Т. Темиралиев<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Институт ядерной физики, Казахстан, г. Алматы, e-mail: anastasia@list.ru

<sup>2</sup>Физико-технический институт, Satbaev University, Казахстан, г. Алматы

## **ВЫДЕЛЕНИЕ СИГНАЛА ИЗ ШУМА ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ СПЕКТРОВ НАНОРАЗМЕРНЫХ СТРУКТУР**

Представлен способ повышения точности измерений спектров наноразмерных структур, исследования которых затруднены ввиду низкого отношения сигнал/шум и как следствие низкой чувствительности научной аппаратуры. Способ основан на накоплении сигнала вдоль спектра. При этом происходит уменьшение шума вследствие его хаотической природы. Метод применен для анализа тонких пленок диоксида олова SnO<sub>2</sub>, нанесенных на стеклянную подложку. Исследуемые образцы изготовлены на основе золь-гель технологии. Анализируемые спектры получены на рентгеновском дифрактометре ДРОН-6, предназначенном для исследования состава и структуры материалов. Стандартный анализ кристаллографических плоскостей исследуемых образцов практически невозможен из-за высокого уровня шума и негативного влияния фонового сигнала от стеклянной подложки. Анализ на основе предлагаемого подхода был выполнен в следующей последовательности действий: измерение спектра пустой подложки; накопление фонового сигнала от подложки вдоль спектра; измерение спектра от подложки с нанообъектами; вычитание накопленного фонового сигнала от подложки; накопление сигнала от нанообъектов вдоль спектра. При анализе происходит корректное вычитание фонового сигнала от подложки и увеличение отношения сигнал/шум полезного сигнала в  $\sqrt{2a+1}$  раз, где  $a$  – ширина накопления.

**Ключевые слова:** диоксид олова, тонкие пленки, отношение сигнал/шум, накопление спектра, подавление шума.

A.I. Fedosimova<sup>1,2\*</sup>, B.A. Baitimbetova<sup>2</sup>, E.A. Dmitrieva<sup>2</sup>, V. Kudryashov<sup>2</sup>,  
I.A. Lebedev<sup>2</sup>, B.N. Mukashev<sup>2</sup>, Yu.A. Ryabikin<sup>2</sup>, A.T. Temiraliyev<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Institute of Nuclear Physics, Kazakhstan, Almaty, \*e-mail: anastasia@list.ru

<sup>2</sup>Institute of Physics and Technology, Satbaev University, Kazakhstan, Almaty

### **Extraction of signal from noise in research of spectra of nanosized structures**

A method is presented for increasing the accuracy of measuring the spectra of nanoscale structures, the studies of which are difficult due to the low signal-to-noise ratio and, as a consequence, the low sensitivity of scientific equipment. The method is based on the accumulation of the signal along the spectrum. In this case, noise is reduced due to its chaotic nature. The method was used to analyze thin films of tin dioxide SnO<sub>2</sub> deposited on a glass substrate. The studied samples are made on the basis of sol-gel technology. The analyzed spectra were obtained on a DRON-6 X-ray diffractometer designed to study the composition and structure of materials. A standard analysis of the crystallographic planes of the samples under study is practically impossible due to the high noise level and the negative influence of the background signal from the glass substrate. Analysis based on the proposed approach was performed in the following sequence of actions: measuring the spectrum of an empty substrate; accumulation of the background signal from the substrate along the spectrum; spectrum measurement from a substrate with nano-objects; subtracting the accumulated background signal from the substrate; signal accumulation from nano-objects along the spectrum. In the analysis, the background signal from the substrate is correctly subtracted and the signal-to-noise ratio of the useful signal increases by  $\sqrt{2a+1}$  times, where  $a$  is the accumulation width.

**Key words:** Tin dioxide, thin films, signal to noise ratio, spectrum accumulation, noise suppression.

А.И. Федосимова<sup>1,2\*</sup>, Б.А. Байтимбетова<sup>2</sup>, Е.А. Дмитриева<sup>2</sup>, В. Кудряшов<sup>2</sup>,  
И.А. Лебедев<sup>2</sup>, Б.Н. Мұқашев<sup>2</sup>, Ю.А. Рябкин<sup>2</sup>, А.Т. Темірәлиев<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Ядролық физика институты, Қазақстан, Алматы, \*e-mail: ananastasia@list.ru

<sup>2</sup>Физика-техникалық институты, Satbaev University, Қазақстан, Алматы

### Наноөлшемді құрылымды спектрлерді зерттеу барысында сигналдың шуылдан бөлінуі

Ғылыми жабдықтардың төмен сезімталдығына және соның салдарынан зерттеу жұмыстары сигналдардың шуылға қатынасының төмендігіне байланысты қиын болатындықтан наноөлшемді құрылымды спектрлердің өлшеу дәлдігін арттыру әдісі ұсынылған. Бұл әдіс сигналдың спектр бойында жинақталуына негізделген. Бұл жағдайда шу өзінің хаотикалық сипатына байланысты азаяды. Бұл әдіс шыны төсеніш бетіне түзілген SnO<sub>2</sub> қалайы диоксидінің жұқа қабықтарын талдау үшін осы қолданылды. Зерттелініп отырған үлгілер золь-гель технологиясы негізінде жасалады. Талдап отырған спектрлер материалдардың құрамы мен құрылымын зерттеуге арналған DRON-6 рентген дифрактометрінде алынды. Зерттеліп отырған үлгілердің кристаллографиялық жазықтықтарын стандартты талдау іс жүзінде мүмкін емес, өйткені шу деңгейі жоғары және фондық сигнал шыны төсенішке теріс әсер етеді. Ұсынылған тәсілге негізделген талдау келесі әрекеттер тізбегінде жүргізілді: бос төсеніштің спектрін өлшеу; спектр бойымен төсеніштен фондық сигналдың жинақталуы; төсеніштен нано-объектілермен спектрді өлшеу; жинақталған фондық сигналды төсеніштен алу; спектр бойымен нано-объектілерден сигналдың жинақталуы. Талдау барысында фондық сигналды төсеніштен дұрыс шығарады және пайдалы сигналдың SnO<sub>2</sub> шу-шу қатынасын  $\sqrt{2a+1}$  есе арттырады, мұндағы  $a$  – жинақтау ені.

**Түйін сөздер:** қалайы диоксиді, жұқа пленкалар, сигнал/шуыл қатынасы, спектрлердің жинақталуы, шуды азайту

### Введение

Среди большого количества перспективных физических и химических методов получения материалов с различными функциональными свойствами наибольший интерес представляет золь-гель технология. Общее название «золь-гель процесс» объединяет большую группу методов получения (синтеза) материалов из растворов, существенным элементом которых является образование геля на одной из стадий процесса.

Золь-гель технология используется при получении пен для пожаротушения [1], создания непрерывных тугоплавких волокон [2], для получения пористых материалов, которые применяются в качестве сорбентов, катализаторов или носителей катализаторов [3]. Превращение золь в гели – основа новейших нанотехнологий получения световодов, керамических ультрафильтрационных мембран, оптических и антикоррозионных покрытий, фотоматериалов, высокодисперсных абразивов и других материалов с уникальными свойствами и регулируемой структурой [4-9].

Композитные системы на основе диоксида олова являются перспективным материалом для создания, с помощью золь-гель техноло-

гии, пленочных покрытий с иерархической структурой пор для применения в качестве активных слоев в газоаналитическом оборудовании [10-14]. Высокая химическая однородность получаемых продуктов позволяет использовать покрытия SnO<sub>2</sub> в качестве трехмерного макропористого анода в новом поколении литий-ионных батарей [15].

Популярность классического варианта золь-гель метода связана в первую очередь с тем, что получаемые материалы обладают рядом уникальных свойств [16, 17]. Это высокая химическая однородность получаемых продуктов, позволяющая существенно снизить температуру и продолжительность термообработки для получения функциональной керамики, возможность контролировать размер частиц и структуру пор материалов на разных стадиях синтеза (за счёт изменения продолжительности реакции, температуры, концентрации и химического состава реагентов), возможность изменять реологические свойства дисперсной системы в широких пределах [18-19]. Особенно важными для получения наноструктур с заданными характеристиками являются процессы образования конденсированных форм при гидролизе прекурсоров, эта стадия определяет морфологию и фазовый состав получаемых продуктов [20].

Так, при образовании зольей распределение наночастиц по размерам определяется продолжительностью образования зародышей. Как правило, размер нанокристаллов возрастает с увеличением продолжительности реакции и с повышением температуры [16].

В данной работе представлен анализ тонких пленок диоксида олова  $\text{SnO}_2$ , нанесенных на стеклянную подложку, с целью исследования влияния термического воздействия на структуру пленок. Исследуемые образцы изготовлены на основе золь-гель технологии. Анализируемые спектры получены на рентгеновском дифрактометре ДРОН-6, предназначенном для исследования состава и структуры материалов.

В процессе исследования выяснилось, что стандартный анализ кристаллографических плоскостей исследуемых образцов практически невозможен из-за высокого уровня шума и негативного влияния фонового сигнала от стеклянной подложки.

При исследовании слабых сигналов (низком значении отношения сигнал/шум) возникают дополнительные требования к чувствительности научной аппаратуры. А при невозможности исследования таких объектов из-за высокого уровня шумов, возникает необходимость применения специальных методов подавления шума [21-25].

Предлагаемый в данной работе способ направлен на существенное увеличение отношения сигнал/шум при исследовании нанообъектов на аморфных или поликристаллических подложках.

## Метод

В качестве экспериментального образца был использован диоксида олова  $\text{SnO}_2$ , полученный на основе золь-гель технологии, и нанесенный на стеклянную подложку методом стекания.

Применение золь-гель метода предусматривает ряд технологических этапов, таких как формирование исходного раствора, нанесение его на подложку, сушка и отжиг. На этих этапах происходят структурные преобразования материала, от результата которых зависят его дальнейшие свойства.

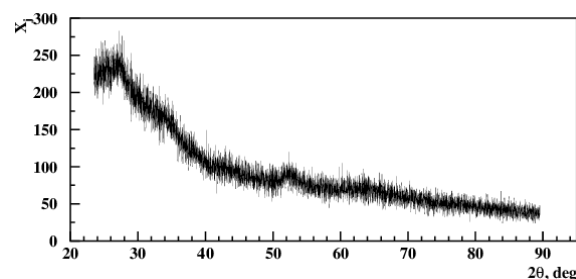
На первой стадии золь-гель процесса тетрахлорид олова  $\text{SnCl}_4$  растворялся в этиловом спирте  $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$ . В растворе происходит ряд химических и физических процессов. Это сольволиз тетрахлорида олова, установление

динамического равновесия между молекулами и ионами, взаимодействие ионов друг с другом, с образованием активных комплексов и устойчивых химических связей. В результате образуется высокодисперсная коллоидная система (золь). При определенных параметрах концентрации дисперсной фазы (частиц золь) и кислотности дисперсионной среды (растворителя) в результате контактов между частицами золь образуется гель, в котором молекулы заключены в гибкую, но достаточно устойчивую трехмерную сетку, образованную частицами гидроксидов олова  $\text{Sn}(\text{OH})_4$ .

При отжиге  $\text{Sn}(\text{OH})_4$  разлагается, формируя воду и двуокись олова:



На рисунке 1 представлен исходный спектр после обработки экспериментального образца на дифрактометре ДРОН-6, который регистрирует интенсивность  $X_j$  в зависимости от направления (удвоенного угла рассеяния  $\Theta$ ) дифрагированных рентгеновских лучей на кристаллической решётке образца.



**Рисунок 1** – Исходный спектр от образца диоксида олова  $\text{SnO}_2$  на стеклянной подложке, полученный на дифрактометре ДРОН-6

К сожалению, как видно из рисунка 1, анализ кристаллографических плоскостей исследуемого образца практически невозможен из-за высокого уровня шума. Кроме того, негативное влияние оказывает фоновый сигнал от стеклянной подложки.

Для решения данной проблемы предлагается применить последовательность следующих действий:

1. Измерение спектра пустой подложки. Данный спектр представлен на рисунке 2. Так же, как и на рисунке 1, наблюдается высокий

уровень шума, при котором невозможен анализ особенностей спектра.

2. Накопление спектра пустой подложки вдоль спектра в соответствии с правилом  $S_i = \frac{1}{(2a+1)} \sum_{j=i-a}^{i+a} X_j$ , где  $a$  – ширина накопления спектра. При таком способе накопления белый шум уменьшается в  $\sqrt{2a+1}$  раз. На рисунке 3 представлен накопленный спектр пустой подложки с шириной накопления  $a = 50$ . Даже визуально, из сравнения рисунков 2 и 3, наблюдается значительное уменьшение шума. Спектр на рисунке 3 представляет собой практически гладкую кривую

3. Вычитание из спектра, представленного на рисунке 1, накопленного фонового сигнала от подложки, представленного на рисунке 3.

4. Накопление сигнала от нанобъектов вдоль спектра на интервале, ограниченном параметром порядка. На рисунке 4 представлен спектр, накопленный с параметром порядка  $a = 50$ . Как видно из рисунка 4 на углах дифракции 26.66, 33.92 и 52.22 градусов обнаруживаются сигналы от кристаллографических плоскостей  $\text{SnO}_2(110)$ ,  $\text{SnO}_2(101)$  и  $\text{SnO}_2(211)$  соответственно.

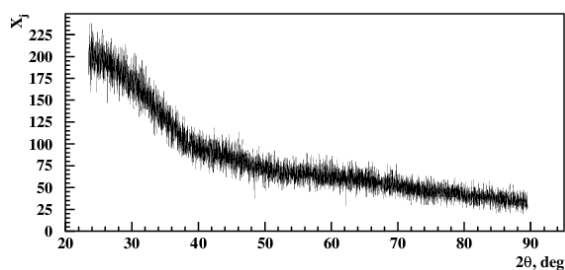


Рисунок 2 – Исходный спектр от стеклянной подложки, полученный на дифрактометре ДРОН-6

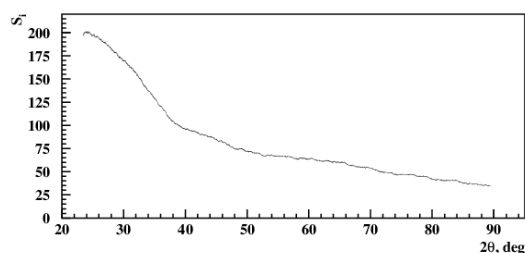


Рисунок 3 – Накопленный спектр от стеклянной подложки с шириной накопления  $a = 50$

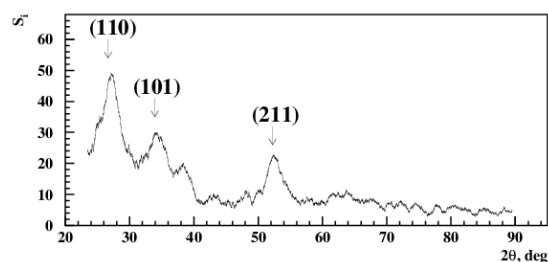


Рисунок 4 – Накопленный спектр от образца диоксида олова  $\text{SnO}_2$  на стеклянной подложке с шириной накопления  $a = 50$

## Заключение

Предложен способ выделения сигнала из шума при исследовании спектров от нанобъектов на аморфных или поликристаллических подложках, заключающийся в накоплении и усреднении спектра исследуемого материала вдоль спектра. При этом происходит увеличение отношения сигнал/шум в  $\sqrt{2a+1}$  раз, где  $a$  – ширина накопления.

*Работа поддержана грантами МОН РК №BR05236404 и AP05134263.*

## Литература

- 1 Лебедева Н.Ш., Таратанов Н.А., Баринаева Е.В. и др. Влияние добавок кремнеземов различной гидрофобности на устойчивость пен для пожаротушения //Перспективные материалы. – 2017. – Вып.5. – С.45-55.
- 2 Зимичев А.М., Варрик Н.М., Суми, А.В. Исследование процесса экструзии непрерывных тугоплавких волокон //Труды ВИАМ. – 2017. – Вып. 1. – С.1-6.
- 3 Akpan U.G., Nameed V.N. The advancements in sol-gel method of doped-TiO<sub>2</sub> photocatalysts //Applied Catalysis A: General. – 2010. – Vol. 375. – P.1–11.
- 4 Пронин И. А. Управляемый синтез газочувствительных пленок диоксида олова, полученных методом золь-гель-технологии //Молодой ученый. – 2012. – №5. – С.57-60.
- 5 Севастьянов Е.Ю., Максимова Н.К., Новиков В.А., Рудов Ф.В., Сергейченко Н.В., Черников Е.В. Влияние добавок Pt, Pd, Au на поверхности и в объеме тонких пленок диоксида олова на электрические и газочувствительные свойства //Физика и техника полупроводников. – 2012. – Т.46, № 6. – С.820-828.
- 6 Millon E., Nistor M., Hebert Ch., Davila Y., Perrière J. Phase separation in nanocomposite indium tin oxide thin films grown at room temperature: on the role of oxygen deficiency //J. Mater. Chem. – 2012. – Vol. 22. – P.12179-12185.

- 7 Hwang S., Kim Y.Y., Lee J.H., Seo D.K., Lee J.Y., Cho H.K. Irregular Electrical Conduction Types in Tin Oxide Thin Films Induced by Nanoscale Phase Separation // *J. Am. Ceram. Soc.* – 2012. – Vol. 95, №1. – P.324–327.
- 8 Korotcenkova G., Choa B.K., Gulinab L.B., Tolstoy V.P. Gas sensor application of Ag nanoclusters synthesized by SILD method // *Sensors and Actuators B.* – 2012. – T.166–167. – C.402–410.
- 9 Xiaoli Ji, Weiwei Lou, Qi Wang, Jianfeng Ma, Haihong Xu, Qing Bai, Chuantong Liu, Jinsong Liu. Sol-Gel-Derived Hydroxyapatite-Carbon Nanotube/Titania Coatings on Titanium Substrates // *Int. J. Mol. Sci.* – 2012. – Vol. 13. – P.5242-5253.
- 10 Пономарева А.А. Иерархически организованные пористые газочувствительные слои системы SnO<sub>2</sub>-SiO<sub>2</sub>, полученные золь-гель методом // Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата технических наук Санкт-Петербург. – 2013. – 18 с.
- 11 Imad H. Kadhim, H. Abu Hassan, Q. N. Abdullah Hydrogen Gas Sensor Based on Nanocrystalline SnO<sub>2</sub> Thin Film Grown on Bare Si Substrates // *Nano-Micro Lett.* – 2016. – Vol.8(1). – P.20-28.
- 12 Fedorenko G., Oleksenko L., Maksymovych N., Skolyar G. and Ripko O. Semiconductor gas sensors based on Pd/SnO<sub>2</sub> nanomaterials for methane detection in air // *Nanoscale Research Letters.* – 2017. – Vol.12. – P.329.
- 13 Sokovykh E.V., Oleksenko L.P., Maksymovych N.P. and Matushko I.P. Influence of conditions of Pd/SnO<sub>2</sub> nanomaterial formation on properties of hydrogen sensors // *Nanoscale Research Letters.* – 2017. – Vol.12. – P.383.
- 14 Korotcenkov G., Brinzari V., Cho B.K. In<sub>2</sub>O<sub>3</sub>- and SnO<sub>2</sub>-based thin film ozone sensors: fundamentals // *Journal of Sensors.* – 2016. – ID 3816094, 31p.
- 15 Ji Hyun Um, Myounggeun Choi, Hyeji Park, Yong-Hun Cho, David C. Dunand, Heeman Choe & Yung-Eun Sung 3D macroporous electrode and high-performance in lithium-ion batteries using SnO<sub>2</sub> coated on Cu foam // *Scientific Reports.* – 2016. – Vol.6. – P.18626.
- 16 Елисеев А.А., Лукашин А.В. Функциональные наноматериалы. Под ред. Ю.Д. Третьякова. – М.: Физматлит, 2010. – 456 с.
- 17 Максимов А.И., Мошников В.А., Таиров Ю.М., Шилова О.А. Основы золь-гель технологии нанокompозитов. – СПб.: ООО «Техномедиа». – Изд-во «Элмор», 2007. – 255 с.
- 18 Li Y., Xu L., Li X., Shen X., Wang A. Effect of aging time of ZnO sol on the structural and optical properties of ZnO thin films prepared by sol-gel method // *Applied Surface Science.* – 2010. – Vol. 256. – P.4543–4547.
- 19 Raoufi D., Raoufi T. The effect of heat treatment on the physical properties of sol-gel derived ZnO thin films // *Applied Surface Science.* – 2009. – Vol. 255. – P.5812–5817.
- 20 Сергеев Г.Б. Нанохимия. – М.: Изд-во МГУ, 2007. – 336 с.
- 21 Li Y., Shao D., Zhang C., Ma H.T. Surface microseismic random noise suppression by Shearlet transform based on Context model // *Chinese J. Geophys.* – 2018. – Vol.61. – Iss.12. – P.4997-5006.
- 22 R. Shamasouder, W.A. Mulder Numerical noise suppression for wave propagation with finite elements in first-order form by an extended source term // *Geophys. J. Int.* – 2018. – Vol.215. – P.1231-1240.
- 23 Zhou Y.T., Zhu Z.L. A hybrid method for noise suppression using variational mode decomposition and singular spectrum analysis // *J. App. Geophys.* – 2019. – Vol.161. – P. 105-115.
- 24 Fei C.J., Zhang Q.Y., Wu P.L., Fang G.Y., Zhu W.H., Xu X. Noise Suppression Algorithm for Ocean Magnetic Anomaly Detection // *J. Elec. Inf. Tech.* – 2018. – Vol.40. – Iss.11. – P.2779-2786.
- 25 Williams B.B., Ichikawa K., Kao C.M., Halpern H.J., Pan X.C. Deblurring and noise suppression in spatial EPR imaging // *IEEE Nucl. Sci. Symp.* – 2002. – Vol.1-3. – P.1602-1606.

## References

- 1 N.Sh. Lebedeva, N.A. Taratanov and E.V. Barinova et al, *Promising materials* 5, 45-55 (2017). (in Russ).
- 2 A.M. Zimichev, N.M. Warrick and A.V. Sumin, *Trudy VIAM* 1, 1-6 (2017). (in Russ).
- 3 U.G. Akpan and B.H. Hameed, *Applied Catalysis A General* 375, 1-11 (2010).
- 4 I.A. Pronin, *Young Scientist* 5, 57-60, (2012). (in Russ).
- 5 E.Yu. Sevastyanov, N.K. Maksimova, V.A. Novikov, F.V. Rudov, N.V. Sergeychenko and E.V. Chernikov, *Physics and technology of semiconductors* 46 6, 820-828 (2012) (in Russ).
- 6 E. Millon, M. Nistor, Ch. Hebert, Y. Davila and J. Perrière, *J. Mater. Chem* 22, 12179-12185 (2012).
- 7 S. Hwang, Y.Y. Kim, J.H. Lee, D.K. Seo, J.Y. Lee and H.K. Cho, *J. Am. Ceram. Soc* 95 1, 324-327 (2012).
- 8 G. Korotcenkova, B.K. Choa, L.B. Gulinab and V.P. Tolstoy, *Sensors and Actuators B* 166– 167, 402– 410 (2012).
- 9 Ji Xiaoli, Weiwei Lou, Qi Wang, Jianfeng Ma, Haihong Xu, Qing Bai, Chuantong Liu and Jinsong Liu, *Int. J. Mol. Sci* 13, 5242-5253 (2012).
- 10 A.A. Ponomareva, The dissertation author's abstract on competition of a scientific degree of the candidate of technical sciences St.-Petersburg, 18, (2013). (in Russ).
- 11 H. Imad, H. Kadhim, Abu Hassan and Q. N. Abdullah, *Nano-Micro Lett* 8(1), 20-28 (2016).
- 12 G. Fedorenko, L. Oleksenko, N. Maksymovych, G. Skolyar and O. Ripko, *Nanoscale Research Letters* 12, 329 (2017).
- 13 E.V. Sokovykh, L.P. Oleksenko, N.P. Maksymovych and I.P. Matushko, *Nanoscale Research Letters* 12, 383 (2017).
- 14 G. Korotcenkov, V. Brinzari and B.K. Cho, *Journal of Sensors*, 31, 3816094 (2016).
- 15 Ji Hyun Um, Myounggeun Choi, Hyeji Park, Yong-Hun Cho, David C. Dunand, Heeman Choe and Yung-Eun Sung, *Scientific Reports* 6,18626 (2016).

- 16 A.A. Eliseev and A.V. Lukashin, *Funktional'nyye nanomaterialy*, (Moscow, Fizmatlit, 2010), 45 p. (in Russ).
- 17 A.I. Maksimov, V.A. Moshnikov, Yu.M. Tairov and O.A. Shilova, *Osnovy zol'-gel' tekhnologii nanokompozitov*, (St. Petersburg, Izd. «Elmor», 2007), 255 p. (in Russ).
- 18 Y. Li, L. Xu, X. Li, X. Shen and A. Wang, *Applied Surface Science* 256, 4543–4547 (2010).
- 19 D. Raoufi and T. Raoufi, *Applied Surface Science* 255, 5812–5817 (2009).
- 20 G.B. Sergeev, *Nanochemistry M*, Izd. MGU. 336, (2007). (in Russ).
- 21 Y. Li, D. Shao, C. Zhang and H.T. Ma, *Chinese J. Geophys* 61 12, 4997-5006 (2018).
- 22 R. Shamasundar and W.A. Mulder, *Geophys. J. Int.* 215, 1231-1240 (2018).
- 23 Y.T. Zhou and Z.L. Zhu, *J. App. Geophys* 161, 105-115 (2019).
- 24 C.J. Fei, Q.Y. Zhang, P.L. Wu, G.Y. Fang, W.H. Zhu and X. Xu, *J. Elec. Inf. Tech.* 40 11, 2779-2786 (2018).
- 25 B.B. Williams, K. Ichikawa, C.M. Kao, H.J. Halpern and X.C. Pan, *IEEE Nucl. Sci. Symp.* 1-3, 1602-1606 (2002).



**С. Опахай**

Л.Н. Гумилев атындағы Еуразия ұлттық университеті,  
Қазақстан, Нұр-Сұлтан қ., e-mail: serikjan\_0707@mail.ru

**ҚАТТЫ ОКСИДТІ ОТЫН ЭЛЕМЕНТТЕРІ ЭЛЕКТРОЛИТІ ҮШІН  
YSZ ПЛЕНКАСЫН ТҰНДЫРУДЫҢ ФИЗИКАЛЫҚ ӘДІСТЕРІ**

Қазіргі таңда қатты оксидті отын элементтері электролиті үшін жұқа әрі берік YSZ (иттриймен тұрақтандырылған цирконий оксиді) пленкасын тұндыру мақсатында тиімділігі мен сезімталдығы өте жоғары физикалық әдістер қолданылады. Шолу мақала әр түрлі мақала авторларының өз жұмыстарында қолданған реактивті магнетронды және плазмалық бүрку, импульсті лазерлі тұндыру сияқты перспективті физикалық әдістердің артықшылықтары мен кемшіліктерін талдауға арналған. Импульсті лазерлі тұндыру әдісінің басты артықшылықтарының бірі – ультражоғары жиілікті камера мен булану энергиясының бөлінуі негізінде тұндыру кезінде фондық газды және қоршаған орта қысымын таңдауға мүмкіндік беруі, алайда микробөлшектер мен нысанадағы бүркілетін заттың субстрат бетіне түсуі YSZ пленкасының беттік морфологиясын өзгертумен қатар пленканың деформацияға ұшырау нәтижесінде құрылымдық ауытқулар тудыруы мүмкін. Сол сияқты шолу мақалада қалған әдістердің де артықшылықтары мен кемшіліктері авторлардың жұмыстарын салыстыра отырып жан-жақты талқыланады. Әсіресе жоғарыда аталған әдістердің ішінен реактивті магнетронды бүрку әдісінің ерекшеліктеріне көп көңіл аударылады және аталған әдістің болашақта қолдануға өте тиімді, сезімталдығы жоғары экспрессивті әдіс екендігі көрсетіледі.

**Түйін сөздер:** физикалық тұндыру әдістері, магнетрон, YSZ жұқа пленкасы, лазер, қатты оксидті отын элементтері, плазма.

**S. Opakhay**

L.N. Gumilyov Eurasian National University,  
Kazakhstan, Nur-Sultan, e-mail: serikjan\_0707@mail.ru

**Physical methods of YSZ film application  
on solid oxide fuel cell electrolyte**

Today high effective and sensitive physical methods are used to deposit thin and durable YSZ films (zirconium oxide stabilized by yttrium) for a solid oxide fuel cells electrolyte. The review article is intended to analyze the advantages and disadvantages of perspective physical methods used in the papers of various authors, such as reactive magnetron and plasma sputtering, pulsed laser deposition. One of the main advantages of the pulsed laser deposition method is the choice of the background gas and the ambient pressure during the emission of the ultraviolet camera and the evaporation energy, however, the penetration of microporous particles and target particles on the substrate surface leads to structural changes caused by deformation of the film, as well as a change in the morphology of the film surface YSZ. In this paper, the advantages and disadvantages of the remaining methods are discussed in detail by comparing the articles of the authors. In particular, from the above methods, special attention is paid to the features of the reactive magnetron sputtering method, and it is shown that this method is the most effective, sensitive, expressive method for future use.

**Key words:** physical deposition methods, magnetron, YSZ thin film, laser, solid oxide fuel cells, plasma.

**С. Опахай**

Евразийский национальный университет имени Л.Н. Гумилева,  
Казахстан, г. Нур-Сұлтан, e-mail: serikjan\_0707@mail.ru

**Физические методы осаждения пленки YSZ  
для электролита твердооксидных топливных элементов**

В настоящее время для нанесения тонкой и прочной пленки YSZ (стабилизированного иттрием оксида циркония) электролита твердооксидного топливного элемента используются высокоэффективные и чувствительные физические методы. Данная обзорная статья

предназначена для анализа преимуществ и недостатков перспективных физических методов, использованных различными авторами в своих работах, таких как реактивное магнетронное и плазменное напыление, импульсное лазерное осаждение. Одним из основных преимуществ метода импульсного лазерного осаждения является выбор фонового газа и давления окружающей среды при выделении ультрафиолетовой камеры и энергии испарения, однако проникновение микропористых частиц и частиц-мишеней на поверхности подложки приводит к структурным изменениям, вызванным деформациями пленки, а также изменением морфологии поверхности пленки YSZ. В данной статье подробно обсуждаются преимущества и недостатки других остальных методов путем сравнения работы авторов. В частности, из вышеупомянутых методов особое внимание уделяется особенностям реактивного магнетронного напыления, и показано, что этот метод является наиболее эффективным, чувствительным, экспрессивным методом для будущего использования.

**Ключевые слова:** методы физического осаждения, магнетрон, тонкая пленка YSZ, лазер, твердооксидные топливные элементы, плазма.

## Кіріспе

Қатты оксидті отын элементтері кологиялық таза және тиімділігі жоғары химиялық энергияны электр энергиясына айналдыратын электрохимиялық түрлендіргіш болып табылады. Олардың негізгі артықшылығы ретінде электр энергиясын өндірудің жоғары тиімділігін атауға болады. Қазіргі таңда нарықта 850-1000°C жоғары температурада жұмыс жасайтын қатты оксидті отын элементтері қолданылады. Сондықтан, олардың коммерциялық тартымдылығын арттыру жұмыс температурасын төмендетуді талап етеді. Бұл осы құрылғылардың қызмет ету мерзімін ұзартуға, сонымен қатар арзан коммутациялық материалдарды қолдануға мүмкіндік береді [1-5].

Қатты оксидті отын элементтері жоғары температура жағдайында құрамдас бөліктерінің деградациялық процестері мен химиялық әрекеттесуі жеделдетіледі, материалдардың жылулық қасиеттерінің үйлесімділігі мәселесі туындайды. Мұның бәрі пайдаланылатын материалдарға қатаң талап қояды, қатты оксидті отын элементтері құнының қымбат болуын тудырады және оларды коммерцияландыруды айтарлықтай шектейді. Пленкалы электролитті қолдану қатты оксидті отын элементтері жұмыс температурасын төмендету мәселесінің тиімді шешімі болып табылады нәтижесінде электролиттің қалыңдығы төмендейді, элементтің ішкі кедергісі азаяды және оның қуаты артады. Қазіргі таңда қатты оксидті пленкалы электролит негізіндегі қатты оксидті отын элементтерін дамыту электрохимияда белсенді дамып келе жатқан жаңа бағыттардың бірі болып табылады [6-8].

Қатты оксидті отын элементтері технологиясында қолданылатын ең танымал электролиттік материалдар иттриймен тұрақталған цирко-

ний диоксиді (YSZ) пленкалары болып табылады. Цирконий диоксиді негізіндегі керамикалық материалдар жоғары температурада қолдануға арналған ең көп зерттелген және дамыған электролиттер болып табылады. YSZ артықшылықтары ретінде жұмыс температурасындағы механикалық беріктігін, әртүрлі әдістермен оңай синтезделетіндігі және катодтар мен анод материалдарының қолданылуын атауға болады. YSZ пленкаларын золь-гель әдісі, бу фазасынан химиялық тұндыру, лазерлік тұндыру, магнетронды және плазмалық тұндыру сияқты әдістерді қолданып қондырады. YSZ пленкасын қондырудың аталған әдістердің ішінен ең перспективті әдісі ретінде магнетронды бүрку әдісін ерекше атап көрсетуге болады. Бұл шолу мақалада әртүрлі авторлардың жоғарыдағы физикалық тәсілдерді қолдана отырып YSZ пленкасын қондырудың әдістері жөнінде толық қарастырылады [9-10].

## Физикалық әдістердің методикасы мен техникасының ерекшеліктері

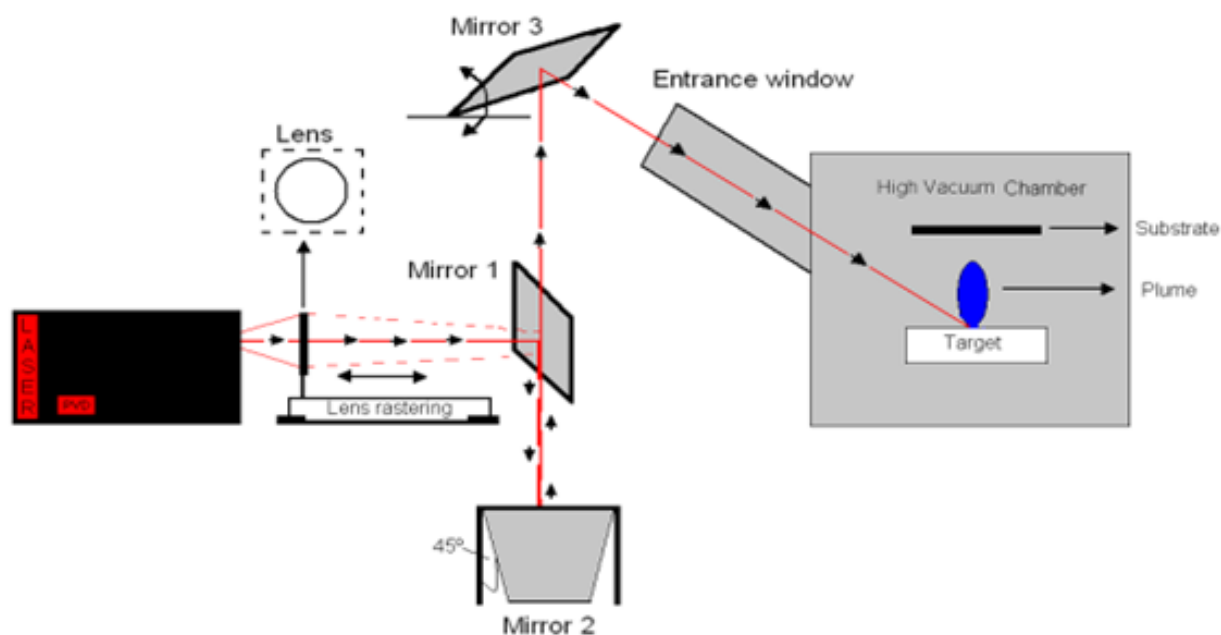
### Лазерлі тұндыру әдісі

Импульсті лазерлік тұндыру – бұл материалды субстратта лазерлік абляциялау негізінде әмбебап «материал-нысана» жұқа пленкаларын өңдеу технологиясы. Оның жүйесінде лазер, бетке лазер сәулесін фокустау үшін қолданылатын оптикалық компоненттер жиынтығы және нысана мен субстрат бір-біріне қарама-қарсы орналасқан ультра жоғары вакуумды камера бар. Импульсті лазерлік тұндыру техникасының басты артықшылықтарының бірі – ультражоғары жиілікті камера мен булану энергиясының (лазер) бөлінуі негізінде тұндыру кезінде фондық газды және қоршаған орта қысымын таңдауға мүмкіндік береді. Тиісті мы-

сал ретінде құрылымдағы оттегінің жеткілікті мөлшерін қамтамасыз ету үшін YSZ пленкасын тұндыру кезінде ультражоғары жиілікті камераға оттегінің енгізілуі [11-13].

H.N Krogstad [14] YSZ жұқа қабатты электролит пленкасын микро – қатты оксидті отын элементтерін құру негізінде импульсті лазерлік тұндыру әдісі арқылы зерттеді. YSZ жұқа пленкалары толқын ұзындығы 248нм және импульс ұзақтығы 20нс, газ ортасы KrF болатын эксимерлі лазер Lambda Physic COMPexPRO негізінде IREC, PLD5000 құрылғысының көмегімен қондырылды (сурет 1). Ультражоғары жиілікті камераға орналастырылған оттегіне төзімді қара түсті субстрат жылытқышы инфрақызыл жылу шамдары мен суды салқындату жүйесін қолдана отырып, қажетті температурада ұстау үшін пай-

даланылды. Автор температурасы 600°C-қа төзетін аморфты Si негізіндегі субстраттарға импульсті лазерлік тұндыру әдісімен құйылған 8YSZ жұқа пленкалардың қалыңдығы мен микроқұрылымы фондық қысымға, PO<sub>2</sub> мен нысанадан субстратқа дейінгі қашықтыққа үлкен тәуелділікте болатынын анықтады. Алынған пленканың қалыңдығы 15-тен 239нм-ге дейін өзгерді, және ол қысым мен субстраттың қалыңдығының төмендеуімен сызықтық түрде жоғарылайтыны анықталды. PO<sub>2</sub> қабатының микроқұрылымы фондық қысымына байланысты айтарлықтай өзгерістерді көрсетті. 50 мен 35м Торр аралығында бүріккіш пленкалардың тығыздалу үрдісі байқалды, ал 25 пен 20мТоррға дейін құйылған үлгілер толығымен тығыз көрінді.



1-сурет – Импульсті лазерлік тұндыру құрылғысының үлкен аумағындағы лазер сәулесінің жолы

[15] жұмыста  $Ce_{0.8}Sm_{0.2}O_{2.6}$  (SDC) жартылай ұяшығына YSZ пленкасының электронды оқшаулау қабаты мен SDC буферлік қабатын орналастыру үшін импульсті лазерлік тұндыру әдісі қолданылды. Авторлар аталған әдісті қолдана отырып төмен температура әсерінен өткізгіштігі нашар (Zr, Ce)O<sub>2</sub> негізіндегі қатты ерітінділерді түзетін церий диоксиді мен тұрақтандырылған цирконий арасындағы фазааралық реакцияның болуын алдын ала білді. YSZ қабатының электронды оқшаулануының әсерінен 650°C темпе-

ратурада ұяшықтар үшін ашық тізбекті кернеу мәні 0,509В-дан 0,918В-қа дейін артты. Аталған жұмыста жоғары температуралы өндеудің басқа сулы керамикалық процестерімен салыстырғанда, импульсті лазерлік тұндыру әдісі қатты оксидті отын элементтері үшін төмен температурада жоғары сапалы жұқа қабатты қондыруға арналған тамаша әдіс болатындығы көрсетілді. Алайда бұл жұмыста қолданылған импульсті лазерлік тұндыру әдісінің жоғарыдағы артықшылықтарымен қатар кемшіліктері де бол-

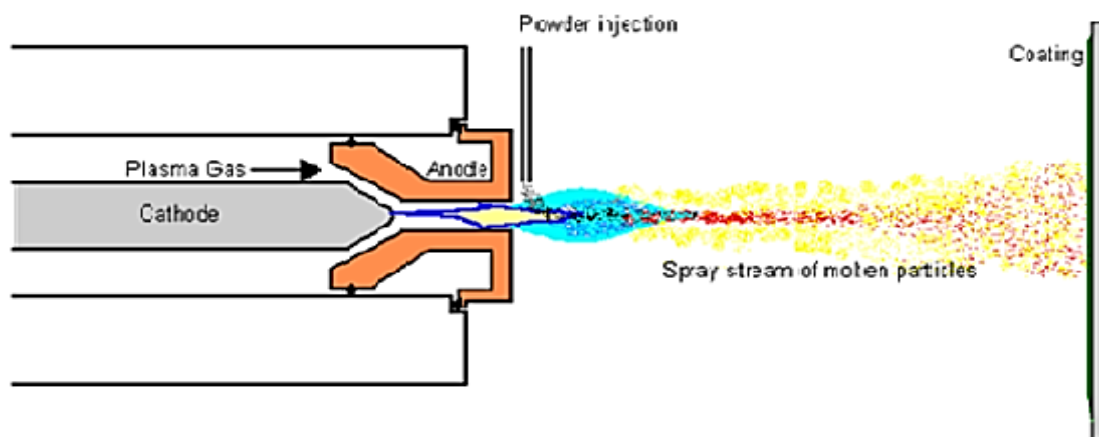
ды, мысалы: микробөлшектер мен нысанадағы бүркілетін заттың субстрат бетіне түсуі. Яғни бұл процесс YSZ пленкасының беттік морфологиясын өзгертумен қатар пленканың деформацияға ұшырау нәтижесінде құрылымдық ауытқулар тудыруы мүмкін.

[16] жұмыста YSZ жұқа пленкалары лазерлік қайталану жылдамдығы 10-50Гц жиілікте импульсті лазерлік тұндыру әдісімен тұндырылды. Лазердің қайталану жиілігін басқару YSZ пленкасының жоғары жылдамдықта тұнуын қамтамасыз ете алады, бірақ лазердің жоғары қайталану жылдамдығындағы тұндыру жылдамдығы алынған пленканың кристалдылығына теріс әсер етуі мүмкін. Осы жұмыста 10–50Гц аралығында қондырылған YSZ жұқа пленкасының рентгендік дифракциясының мәні айтарлықтай айырмашылықтар көрсеткен жоқ. Жақсы кристалданған YSZ жұқа пленкалары барлық жиіліктерде лазерлік қайталау арқылы алынды. Авторлар әрбір жұқа пленканың оксид-ион өткізгіштігін көлемді YSZ пленкасының өткізгіштігімен салыстырды. Нәтижесінде пленкалар арасында  $Y_2O_3$  қалдық кернеуінің шамалы айырмашылықтары ғана байқалды. Тәжірибе нәтижесінде 900K және 1000K температурада қондырылған YSZ жұқа пленкалары бірдей оксидті-иондық өткізгіштікті, ал 800K

температурада қондырылған пленкалар төменгі оксидті-иондық өткізгіштікті көрсетті. Авторлар бұл айырмашылық түйірлер шекарасының тар енімен байланысты болуы мүмкін деген қорытындыға келді.

### Плазмалық бүрку әдісі

Плазмалық бүрку процесі – бұл қыздырылған немесе балқытылған кездегі материал бетіне жабындыны қаптау әдісі болып табылады. Плазмалық бүріккіш мыс анод пен вольфрам катодынан тұрады, екеуі де сумен салқындатылады. Плазма газы (аргон, азот, сутегі, гелий) катодтың айналасында және анод арқылы тығыздалатын саптама түрінде өтеді. Плазма жоғары вольтты разрядтан басталады, ол локализацияланған иондалуды және катод пен анодтың арасында тұрақты доғаның пайда болуын тудырады. Газдың доғаның кедергісімен қызуы өте жоғары температураға жетуіне алып келеді, нәтижесінде ыдырайды, ионданады және плазма түзеді. Плазма анодтың саптамасынан еркін немесе бейтарап плазмалық жалын түрінде өтеді (электр тогын өткізбейтін плазма) және ол доғаны жабуға болатын бетке жайылған кезде плазмалық берілетін доғаны қолдану арқылы қаптау процесінен ерекшеленеді [17] (сурет 2).



2-сурет – Плазмалық бүрку процесі

Қазіргі кездегі көптеген зерттеулер плазмалық бүрку әдісін қолдану арқылы қатты оксидті отын элементтерін қатты оксидті отын элементтерін өндіруге арналады. Қатты оксидті отын элементтері өндірісі үшін плазмалық бүріккішті қолдану, керамиканы ылғал өңдеуден

өнімділік пен құн жағынан салыстырғанда да көптеген артықшылықтарға ие болып табылады. Плазмалық бүрку процесі көбінесе қалыпты атмосфералық жағдайда қолданылады сондықтан атмосфералық плазмалық бүрку деп аталады. Атмосфералық плазмалық бүрку

технологиясы өнеркәсіптік масштабта YSZ пленкасын қаптау негізінде оның жоғары тұну жылдамдығы, экономикалық тиімділігі жоғары өте берік, қалың жабын өндіру мақсатында қолданылады [18].

[19] жұмыста жұқа пленкалы YSZ электролиті жоғары жылдамдықты атмосфералық плазмалық бүрку әдісі арқылы 200, 400 және 600°C болатын әртүрлі температураларда тұндырылды. Авторлардың пікірінше тұндыру температурасы жоғарылаған сайын YSZ электролиті жұқа пленкасының микроқұрылымы әдеттегі ламель құрылымынан үздіксіз бағаналы кристалды құрылымға өзгерді. Тәжірибе нәтижесі 600°C температурада тұндырылған YSZ жұқа пленкалы электролиті ұяшығының максималды қуаттығыздығы 630Вт/см<sup>2</sup> болып, 200°C температурада жоғары газ және электр өткізгіштігінің нәтижесінде жиналған ұяшықпен салыстырғанда 34% артатынын дәлелдеді.

D. Waldbillig және бірлескен авторлар [20] суспензияның плазмалық бүрку процесінің параметрлерінің микроқұрылымға және YSZ пленкасы жабындысының өткізгіштігіне әсерін зерттеді. Электролиттің бастапқы материалы ретінде авторлар концентрациясы 8моль бүрку арқылы кептірілген YSZ ұнтағын пайдаланды. Алынған ұнтақтағы агломераттың мөлшері  $d=50$ , шамамен 1,6 мкм, өлшемдері 0,5-тен 15 мкм-ге дейін болды. Құрамында 3% қатты заты бар сулы суспензия ионсыздандырылған суды пайдаланып дайындалды. Зерттеу нәтижесі бойынша алынған жабындарда байқалатын енудің салыстырмалы төмен деңгейі оларды ҚООЭ-электролиттерін плазмалық бүркуге потенциалды ықтимал кандидат өте алатындығын дәлелдеді. Алайда авторлар плазмадағы газдың өте жоғары жылдамдығы ұсақ саңылаулармен бірге тұндырудың тиімділігін айтарлықтай төмендетуі мүмкін деген қорытындыға келді. Бұл қабаттардың электрохимиялық қасиеттері ылғалдығы 3% Н<sub>2</sub> отын ретінде және ауа тотықтырғаш ретінде қолданған кездегі N<sub>2</sub> балансындағы газ қоспасымен сипатталды. 600-750°C температура аралығында плазмалық бүрку әдісімен алынған элемент электролиттерінің тұйықталған кернеу мәні 1В болды. Яғни аталған жұмыста суспензиялық бүрку кезінде плазмадағы газдың өте жоғары жылдамдығы YSZ пленкасының морфологиясына айтарлықтай әсер етеді, нәтижесінде пленканың электр өткізгіштігі азаяды.

## Реактивті магнетронды бүрку әдісі

Реактивті магнетронды бүрку термиялық булану және электронды сәулелі булану сияқты вакуумды жабу технологиясы сияқты басқа да әдістерге қосымша әдіс болып табылады. Бірақ аталған әдістердің бірнеше кемшіліктері бар. Атап айтқанда, қорытпалар мен отқа төзімді металдар құраушы қорытпалардың бу қысымдары мен олардың жоғары балку нүктелерінің айырмашылығына байланысты проблемалар туғызады. Сонымен қатар, қосылыстар төмен булану қысымымен химиялық құрамдас бөліктеріне ыдырай бастайды. Реактивті магнетронды бүрку әдісінің жоғарыдағы аталған кемшіліктерімен қатар көптеген басқа артықшылықтарға ие болады. Аталған әдістің негізгі артықшылықтары: тұндырудың жоғары жылдамдығы, (2) кез-келген металды, қорытпаны немесе қосылысты бүркудің жеңілдігі; (3) пленканың жоғары тазалығы мен жеңіл адгезиясы, (5) жабындының сатылай жабылуының тамаша мүмкіндіктері, (6) ыстыққа сезімтал субстраттарды жабу мүмкіндігі, (7) автоматтандырудың қарапайымдығы және (8) үлкен аумақты субстратта тамаша біркелкіліктің болуы [21-22].

А.А Соловьев және бірлескен авторлар [23] тұрақтандырылған иттрий оксидінің (YSZ) жұқа пленкаларын әртүрлі жағдайларда NiO-YSZ отын ұяшықтарының анодтарына реактивті магнетронды шашырату әдісімен бүркуді зерттеді. Тәжірибелер диаметрі 100мм және 8мм Zr<sub>0.86</sub>Y<sub>0.14</sub> нысана көмегімен тот баспайтын болаттан жасалған цилиндрлік вакуумдық камераға орналастырылған дөңгелек магнетрон көзімен жабдықталған. Тұндыру алдында субстраттар 10минуттай бүріккішпен тазартылды. Бұл жағдайда магнетронның қуаты 200Вт, ал тербеліс кернеуі 600В амплитудасы арқылы субстрат ұстағышқа жіберілді, содан кейін үлгілер шамамен 500°C температураға дейін қыздырылды. Аталған жұмыста тұрақтандырылған иттрий оксидінің (YSZ) жұқа пленкалары реактивті магнетронды бүрку әдісімен NiO-YSZ отын элементтерінің анодтарына әр түрлі жағдайда қондырылды. Субстраттың жылжу кернеулігі, температурасы, кеуектілігі қондырылған пленканың морфологиясы мен текстурасына әсері зерттелді. Авторлар реактивті магнетронды бүрку нәтижесінде NiO-YSZ анодтарында өсірілген YSZ пленкаларының морфологиясын салысты-

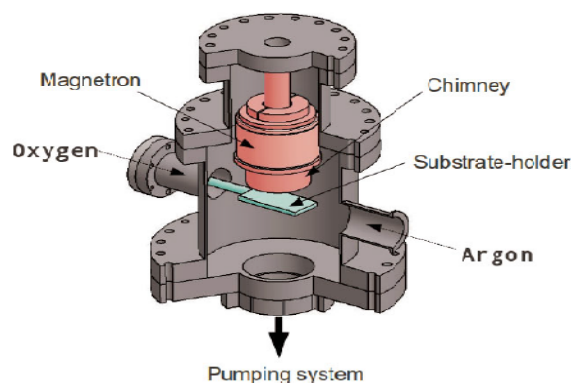
ра отырып субстратқа жоғары кеуектілікпен қондырылған пленкалардың бағаналы, ешқандай жарықшақсыз және тұндыру параметрлеріне тәуелді бос орындар жоқ екенін және анодқа жақсы адгезияланатынын анықтады. Мұндай пленкалар (әсіресе жұқа пленкалы YSZ) ҚООЭ сапасын арттыруда тамаша материал болып табылады. Яғни аталған жұмыстағы магнетронды бүрку әдісі қатты оксидті отын элементтері электролитіне арналған YSZ пленкаларын қондыруда қолданылатын тамаша әдіс екенін атап көрсетуге болады.

[24] жұмыста реактивті магнетронды бүрку әдісімен қатты оксидті отын элементтері үшін анод субстраты негізінде YSZ пленкалары алынды. Функционалды анод қабатын қолданып, анодтың бетін тегіс, тығыз және біркелкі қалыңдығы 10мкм болатын YSZ пленкасымен жабу сәтті жасалды. Аталған жұмыста YSZ пленкасының күй жағдайлары да талқыланды. Жұмыс авторларының болжауы бойынша тұндырылған YSZ пленкалары үшін қолайлы күй шарттары 1250°C температурада 4 сағат ішінде болады деп болжанды. Бүркілген YSZ электролит пленкасы және активті катод материалдары LSM–YSZ үшін арнайы ұяшықтар сыналды. Ұяшықтың 750°C температурада кернеулілігі 1,08В және максималды қуат тығыздығы 700 мВт/см<sup>2</sup> мәндері ылғалдандырылған сутегіні отын ретінде, ал ауаны тотықтырғыш ретінде қолданған кезде алынды.

Н.Hidalgo және серіктестері [25] тұрақты ток кезіндегі қатты оксидті отын элементтеріне арналған электролиттің YSZ эффективті жұқа пленкасын реактивті магнетронды бүрку әдісімен алудың оңдайландыру процесін зерттеді. Магнетронды бүрку бойынша тәжірибелер тот баспайтын болаттан жасалған камерада ( $\varnothing = 15\text{см}$ ;  $h = 13\text{ см}$ ) жүргізілді (3-сурет). Тұндыру алдында камера турбомолекулярлы насос арқылы 10–40Па қысыммен вакуумделді. Тұндыру қысымы 1.2Па болды. Аргонның (ауа сұйықтығы 99,9995%) және оттегінің (ауа сұйықтығы 99,9995%) шығынын екі масса реттегіш басқарып, камераға сол түтік арқылы кірді. Вакуумдық металды цирконий-иттрий нысаны тұрақты ток көзімен жұмыс істейтін 2-планарлы магнетронға бекітілген. Токтың интенсивтілігі 1А деңгейінде орнатылды, ол 12Вт/см<sup>2</sup> жақын қуаттың тығыздығына сәйкес келеді.

Жоғарыдағы жұмыста иттриймен тұрақталған цирконий диоксидінің жұқа қабаты (YSZ,  $ZrO_2 \cdot Y_2O_3$ ) аргон/оттегі атмосферасында Zr/Y металл нысанынан жоғары тұндыру

жылдамдығымен тұрақты ток кезінде реактивті магнетронды бүрку әдісімен қондырылды. Плазма параметрлері және газ фазасының құрамын талдау «күрделі» режимде бүрку процесі оттегінің шығыны 2,5сccm болғанда орындалатынын көрсетті. «Металл» режимінде кремнийге ағынды жылдамдықпен шоғырлану өте жоғары тұндыру жылдамдығымен (>10lm/h) тік бағаналы стехиометриялық кристалданған YSZ пленкасын алуға мүмкіндік береді. Коммерциялық анодқа NiO-YSZ қолданған кезде де алынған жабындар бірдей қасиеттерді көрсетеді. Нәтижесінде аталған жұмыста субстраттың күрделілігіне (кеуектілігі мен кедір-бұдырлығына) қарамастан, ықшам және лайықты қабат пайда болды. Пленка қабатын ауада немесе сутегіде тазарту қабаттардың құрылымын айтарлықтай өзгертпеді. LSM трафареті ( $LaSrMnO_3$ ) катодымен 850°C температурада электрохимиялық сынақ қанағаттанарлықтай газөткізгіштікті көрсетті (OCV=900мВ) және максималды қуат тығыздығы 350мВт/см<sup>2</sup> болды.



3-сурет – Реактивті магнетронды бүрку құрылымы

### Қорытынды

Шолу мақалада қазіргі таңда қатты оксидті отын элементтері электролиті үшін YSZ пленкасын тұндыруда кеңінен қолданылатын реактивті магнетронды, плазмалық және лазерлі тұндыру сияқты физикалық әдістердің мүмкіндіктері, жетістіктері, артықшылықтары мен кемшіліктері кеңінен талқыланды. Аталған әдістерді әрбір автор сапалы әрі дәлдігі жоғары нәтижелер алуда сәтті қолдана білді. Алайда плазмалық және лазерлі тұндыру әдістерінің кейбір кемшіліктері болды. Мысалы Qian J. және бірлескен авторлары жұмысында

жоғары температуралы өңдеудің басқа сулы керамикалық процестерімен салыстырғанда, импульсті лазерлі технология әдісі қатты оксидті отын элементтері үшін төмен температурада жоғары сапалы жұқа қабатты қондыруға арналған тамаша әдіс болатындығы көрсетілді. Алайда бұл жұмыста қолданылған импульсті лазерлі технология әдісінің жоғарыдағы артықшылықтарымен қатар кемшіліктері де болды, мысалы: микробөлшектер мен нысанадағы бүркілетін заттың субстрат бетіне

түсуі, яғни бұл процесс YSZ пленкасының беттік морфологиясын өзгертумен қатар пленканың деформацияға ұшырау нәтижесінде құрылымдық ауытқулар тудыруы мүмкін. Қорыта келгенде жоғарыдағы авторлардың қатты оксидті отын элементтері электролиті үшін YSZ пленкасын тұндыруда қолданылған физикалық әдістердің ішінен магнетронды бүрку әдісінің болашақта мүмкіндігі жоғары әрі перспективті әдістің бірі екенін ерекшеліп айтуға болады.

### Әдебиеттер

- 1 Bove R. Solid Oxide Fuel Cells: Principles, Designs and State of the Art in Industries //in book Recent Trends in Fuel Cell Science and Technology. S. Basu, Ed. – New York, 2007. – P.267-285.
- 2 Singhal S.C. and Kendall K. High Temperature Solid Oxide Fuel Cells: Fundamentals, Design and Applications. – Elsevier, Oxford, UK, 2003. – 406 p.
- 3 Choudhury A., Chandra H. and Arora A. Application of Solid Oxide Fuel Cell Technology for Power Generation-A Review //Renewable and Sustainable Energy Reviews. – 2013. – Vol. 20. – P.430-442.
- 4 Williams M.C. Solid Oxide Fuel Cells: Fundamentals to Systems //Fuel Cells. – 2007. –No. 1. – P.78-85.
- 5 Winkler W. In High temperature solid oxide fuel cells: fundamentals, design and applications. In: Singhal S.C. and Kendall K. (eds). – Oxford, Elsevier, 2003. – P.53–82.
- 6 Du Y., Hedayat N., Panthi D., Ilkhani H., Emley B.J. and Woodson T. Freeze- casting for the fabrication of solid oxide fuel cells: A review //Materialia. – 2018. – Vol.1. – P. 198-210.
- 7 Da Silva F.S., & de Souza T.M. Novel materials for solid oxide fuel cell technologies: A literature review //Int J of Hydrogen Energy. – 2017. – Vol. 42(41). – P.26020-26036.
- 8 Damo U.M., Ferrari M.L., Turan A., and Massardo A.F. Solid oxide fuel cell hybrid system: A detailed review of an environmentally clean and efficient source of energy //Energy. – 2019. – Vol. 168(C). – P.235-246.
- 9 Yang Z., Guo M., Wang N., Ma C., Wang J., & Han M. A short review of cathode poisoning and corrosion in SOFC //Int J of Hydrogen Energy. – 2017. – Vol.42(39). – P.24959.
- 10 Дунюшкина Л.А Введение в методы получения пленочных электролитов для твердооксидных топливных элементов. Монография. – Екатеринбург: УРО РАН, 2015. – 126 с.
- 11 Ryu S., Lee S., Jeong W., Pandiyan A., Moorthy S.B.K., Chang I., Cha S.W. Pulsed laser deposition of BaCo<sub>0.4</sub>Fe<sub>0.4</sub>Zr<sub>0.1</sub>Y<sub>0.1</sub>O<sub>3-δ</sub> cathode SOFC //Surface and Coatings Technology. – 2019. – Vol. 369. – P.265-268.
- 12 Li Y., Wong L.M., Yu C.C., Wang S., & Su P.C. Pulsed laser deposition of Ba<sub>0.5</sub>Sr<sub>0.5</sub>Co<sub>0.8</sub>Fe<sub>0.2</sub>O<sub>3-δ</sub> thin film cathodes for low temperature solid oxide fuel cells //Surface and Coatings Technology. – 2017. – Vol.320. – P.344–348.
- 13 Pascu R., Somacescu S., Epurescu G., Filipescu M., Luculescu C., Colceag D., Mitu B. Pulsed laser deposition of yttria stabilized zirconia based heterostructure //Thin Solid Films. – 2014. – Vol.553. – P.98–103.
- 14 Krogstad H.N. Deposition of Thin Film Electrolyte by Pulsed Laser Deposition (PLD) for micro-SOFC Development: a review //Materials Science and Engineering. – 2012. – Vol.72. – P.1-54.
- 15 Qian J., Tao Z., Xiao J., Jiang G., & Liu W. Performance improvement of ceria-based solid oxide fuel cells with yttria-stabilized zirconia as an electronic blocking layer by pulsed laser deposition //Int J of Hydrogen Energy. – 2013. – Vol. 38(5). – P.2407–2412.
- 16 Mukai T., Fujita T., Tsukui S., Yoshida K., Adachi M., & Goretta K.C. Effect of Rate on Pulsed Laser Deposition of Yttria-Stabilized Zirconia Electrolyte Thin Films for SOFCs //J of Fuel Cell Science and Technology. – 2015. – Vol. 12(3). – 031002.
- 17 Gupta M., Weber A., Markocsan N., & Gindrat M. Electrochemical Performance of Plasma Sprayed Metal Supported Planar SOFC //J of The Electrochemical Society. – 2016. – Vol.163 (9). – P.F1059-F1065.
- 18 Zhang S.-L., Yu H.-X., Li C.-X., Lai S.Y., Li C.-J., Yang G.-J. and Liu M. Thermally sprayed high-performance porous metal-supported solid oxide fuel cells with nanostructured La<sub>0.6</sub>Sr<sub>0.4</sub>Co<sub>0.2</sub>Fe<sub>0.8</sub>O<sub>3-δ</sub> cathodes //J of Materials Chemistry A. – 2016. – Vol. 4(19). –P.7461–7468.
- 19 Yang Y.C., Chang T.H., Wu Y.C., & Wang S.F. Porous Ni/8YSZ anode of SOFC fabricated by the plasma sprayed method // Int J of Hydrogen Energy. – 2012. – Vol.37 (18). – P.13746–13754.
- 20 Waldbillig D., & Kesler O. Effect of suspension plasma spraying process parameters on YSZ coating microstructure and permeability //Surface and Coatings Technology. – 2011. – Vol. 205(23-24). – P.5483-5492.
- 21 Coddet P., Amany M.-L., Vulliet J., Caillard A., & Thomann A.-L. YSZ/GDC bilayer and gradient barrier layers deposited by reactive magnetron sputtering for solid oxide cell //Surface and Coatings Technology. – 2019. – Vol. 357. – P.103-113.
- 22 Depla D., Besnard A., & Lamas J. The influence of the pressure on the microstructure of yttria-stabilized zirconia thin films deposited by dual magnetron sputtering //Vacuum. – 2016. – Vol. 125. – P.118-122.

- 23 Solovyev A.A., Rabotkin S.V., Ionov I.V., Shipilova A.V., Kovalchuk A.N. and Borduleva A.O. Bias-assisted magnetron sputtering of yttria-stabilised zirconia thin films // *J of Physics: Conference Series*. – 2014. – Vol.552. – 012010.
- 24 Wang H., Ji W., Zhang L., Gong Y., Xie B., Jiang Y., & Song Y. Preparation of YSZ films by magnetron sputtering for anode-supported SOFC // *Solid State Ionics*. – 2011. – Vol.192(1). – P.413-418.
- 25 Hidalgo H., Thomann A.L., Lecas T., Vulliet J., Wittmann-Tenze K., Damiani D., ... Brault P. Optimization of DC Reactive Magnetron Sputtering Deposition Process for Efficient YSZ Electrolyte Thin Film SOFC // *Fuel Cells*. – 2012. – Vol. 13(2), 279–288.

### References

- 1 R. Bove, *Recent Trends in Fuel Cell Science and Technology*. S. Basu, Ed. (New York, 2007), p.267-285.
- 2 S.C. Singhal and K. Kendall, *High Temperature Solid Oxide Fuel Cells: Fundamentals, Design and Applications*, (Elsevier, Oxford, UK, 2003), 406 p.
- 3 Choudhury, H. Chandra, and A. Arora, *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 20, 430-442 (2013).
- 4 M.C. Williams, *Fuel Cells*, 1, 78-85 (2007).
- 5 W. Winkler, In *High temperature solid oxide fuel cells: fundamentals, design and applications*. In: Singhal S.C. and Kendall K. (eds), (Oxford, Elsevier, 2003), p.53–82.
- 6 Y. Du, N. Hedayat, et al, *Materialia*, 1, 198-210 (2018).
- 7 Da Silva F.S., and de Souza T. M., *Int J Hydrogen Energ*, 42(41), 26020 (2017).
- 8 U.M. Damo, M.L. Ferrari, A. Turan, and A.F. Massardo, *Energy*, 168(C), 235-246 (2019).
- 9 Z. Yang, M. Guo, et al, *Han Int J of Hydrogen Energy*, 42(39), 24959 (2017).
- 10 L.A. Dunyushkina *Vvedeniye v metody polucheniya plenochnykh elektrolitov dlya tverdotsidnykh toplivnykh elementov*. Monografiya, (Yekaterinburg: URO RAN, 2015), 126 s. (in Russ).
- 11 S. Ryu, S. Lee, et al, *Surface and Coatings Technology*, 369, 265-268 (2019)
- 12 Y. Li, L.M. Wong, et al, *Surface and Coatings Technology*, 320, 344–348 (2017).
- 13 R. Pascu, S. Somacescu, G. Epurescu, et al, *Thin Solid Films*, 553, 98–103 (2014).
- 14 H.N. Krogstad, *Materials Science and Engineering*, 72, 1-54 (2012).
- 15 J. Qian, Z. Tao, et al, *Int J of Hydrogen Energy*, 38(5), 2407–2412 (2013).
- 16 T. Mukai, T. Fujita, et al, *J of Fuel Cell Science and Technology*, 12(3), 031002 (2015).
- 17 M. Gupta, A. Weber, N. Markocsan, & M. Gindrat, *J of the Electrochemical Society*, 163(9), F1059-F1065 (2016).
- 18 S.L. Zhang, H.X. Yu, et al, *J of Materials Chemistry A*, 4(19), 7461–7468 (2016).
- 19 Y.C. Yang, T.H. Chang, et al, *Int J of Hydrogen Energy*, 37(18), 13746–13754 (2012).
- 20 D. Waldbillig and O. Kesler, *Surface and Coatings Technology*, 205(23-24), 5483-5492 (2011).
- 21 P. Coddet, M.L. Amany, et al, *Surface and Coatings Technology*, 357, 103-113 (2018).
- 22 D. Depla, A. Besnard, and J. Lamas, *Vacuum*, 125, 118-122 (2016).
- 23 A.A. Solovyev, S.V. Rabotkin, et al, *J of Physics: Conference Series*, 552, 012010 (2014).
- 24 H. Wang, W. Ji, et al, *Solid State Ionics*, 192(1), 413-418 (2011).
- 25 H. Hidalgo, A.L. Thomann, et al, *Fuel Cells*, 13(2) 279–288 (2012).



**Е.А. Дмитриева, Е.А. Грушевская\*,  
Д.М. Мухамедшина, К.А. Мить, И.А. Лебедев**

Сатпаев Университет, Физико-технический институт,  
Казахстан, г. Алматы, \*e-mail: grushevskaiya@bk.ru

## **ВЛИЯНИЕ КИСЛОТНОСТИ ПЛЕНКООБРАЗУЮЩИХ РАСТВОРОВ НА СТРУКТУРУ И СВОЙСТВА ТОНКИХ ПЛЕНОК $\text{SnO}_2$**

В работе рассмотрено влияние кислотности пленкообразующих растворов на структуру и оптические свойства тонких пленок  $\text{SnO}_2$ , полученных золь-гель методом. Для исследования была приготовлена серия растворов с концентрацией ионов олова 0,12 моль/л с добавлением различного количества концентрированного водного раствора аммиака. Водный раствор аммиака использовался для регулирования уровня pH в системе  $\text{SnCl}_4/\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$ . Растворы наносились на подложки модифицированным методом окунания. Пленка наносилась на одну сторону подложки. Образцы сушились на воздухе не менее 30 минут, затем отжигались в муфельной печи при  $400^\circ\text{C}$  в течение 15 минут. Структуру пленок изучали с помощью оптического микроскопа МПЭ-11. Спектры пропускания измерялись на двухлучевом спектрофотометре СФ-256 УВИ (диапазон длин волн 190-1200 нм.). В ходе эксперимента выявлена прямая зависимость образования структур на поверхности полученных пленок от кислотности исходных растворов. При увеличении уровня pH наблюдается рост структур и изменение их формы. Полученные результаты расширяют фундаментальные знания в области разработки способов управления структурой тонких пленок  $\text{SnO}_2$ , что является важным элементом при создании материалов с улучшенными функциональными свойствами.

**Ключевые слова:** тонкие пленки, диоксид олова  $\text{SnO}_2$ , золь-гель метод, кислотность, структура поверхности, спектры пропускания.

E.A. Dmitriyeva\*, E.A. Grushevskaya,  
D.M. Mukhamedshina, K.A. Mit, I.A. Lebedev  
Satbayev University, Institute of Physics and Technology,  
Kazakhstan, Almaty, \*e-mail: dmitriyeva2017@mail.ru

### **The influence of acidity of the film-forming solution on the structure and properties of thin $\text{SnO}_2$ films**

The paper considers the effect of acidity of film-forming solutions on the structure and optical properties of thin  $\text{SnO}_2$  films obtained by sol-gel method. For studying this, a series of solutions with a concentration of tin ions of 0.12 mol/l was prepared with the addition of a different amount of concentrated aqueous ammonia solution. An aqueous ammonia solution was used to regulate the pH level in the  $\text{SnCl}_4/\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$  system. Solutions were applied to the substrate by a modified dipping method. The film was applied to one side of the substrate. The samples were dried in air for at least 30 minutes, then annealed in a muffle furnace at  $400^\circ\text{C}$  for 15 minutes. The structure of the films was studied using an optical microscope MPE-11. Transmission spectra were measured on a two-beam spectrophotometer SF-256 UVI (wavelength range 190-1200 nm.). During the experiment, a direct dependence of the formation of structures on the surface of the obtained films on the acidity of the initial solutions was revealed. With increasing pH, the growth of structures and a change in their shape were observed. The obtained results extend the fundamental knowledge in the field of development of methods for controlling the structure of thin  $\text{SnO}_2$  films, which is an important element in the creation of materials with improved functional properties.

**Key words:** thin films, tin dioxide  $\text{SnO}_2$ , sol-gel method, acidity, surface structure, transmission spectra.

Е.А. Дмитриева\*, Е.А. Грушевская,  
Д.М. Мухамедшина, К.А. Мить, И.А. Лебедев  
Сәтбаев Университеті, Физика-техникалық институты,  
Қазақстан, Алматы қ., \*e-mail: dmitriyeva2017@mail.ru

### SnO<sub>2</sub> жұқа қабықшаларының құрылымы және қасиеттеріне қабықша түзетін ерітінділердің қышқылдылығының әсері

Осы зерттеу жұмысында золь-гель әдісімен алынған SnO<sub>2</sub> жұқа қабықшаларының құрылымы және оптикалық қасиеттеріне сол қабықшаларды түзетін ерітінділердің қышқылдылығының әсері қарастырылған. Зерттеу үшін 0,12 моль/л қалайы иондарының концентрациясы бар ерітінділер сериясы дайындалған. Аммиактың концентрацияланған су ерітіндісінің әр түрлі мөлшерін қосумен аммиактың су ерітіндісі SnCl<sub>4</sub>/C<sub>2</sub>H<sub>5</sub>OH жүйесінде рН деңгейін реттеу үшін қолданылды. Ерітінділер шыны үстіне батыру әдісімен құйылады. Қабықша шынының бір жағына ғана жағылады. Үлгілер ауада 30 минут шамасында кептіріліп, содан кейін 15 минут 400°C муфельді пеште ұсталынады. Үлгілердің құрылымын МПЭ-11 оптикалық микроскоптың көмегімен зерттеді. Спектрлік өткізу қабілеттілігін арнайы қоссауелі спектрофотометрмен СФ-256 УВИ өлшеген (толқын ұзындықтары диапазоны 190-1200 нм.). Эксперимент барысында алынған қабықшаларының бетіндегі құрылымдардың түзілуінің бастапқы ерітінділердің қышқылдылығынан тікелей тәуелділігі анықталды. РН деңгейі ұлғайған кезде беттік құрылымдардың өсуі және олардың пішінінің өзгеруі байқалады. Алынған нәтижелер SnO<sub>2</sub> жұқа қабықшаларының құрылымын басқару тәсілдерін әзірлеу саласындағы іргелі білімді кеңейтеді, бұл жақсартылған функционалдық қасиеттері бар материалдарды жасау кезінде маңызды элемент болып табылады.

**Түйін сөздер:** жұқа қабықшалар (пенкалар), қалайы диоксиды SnO<sub>2</sub>, золь-гель әдісі, қышқылдық, бет құрылымы, өткізу спектрлері.

## Введение

Диоксид олова – прямозонный полупроводник n-типа с шириной запрещенной зоны  $E_g = 3,6$  эВ [1-2]. Тонкие пленки диоксида олова прозрачны в видимой и ближней ультрафиолетовой областях и при этом могут обладать высокой электропроводностью. Такое сочетание оптических и электрофизических свойств определяет широкое применение этого материала на практике [3-6]. Наиболее широко тонкие пленки SnO<sub>2</sub> применяются в трех областях: 1) прозрачные электроды [7-9]; 2) катализаторы [10-12]; 3) твердотельные сенсоры газов [13-18]. Покрытия SnO<sub>2</sub> так же используются в качестве трехмерного макропористого анода в новом поколении литий-ионных батарей [19-23]. Следует отметить, что наибольший интерес для газочувствительных датчиков [24] представляют слои с управляемой пористой структурой [25]. Поры, имеющие разные размеры в иерархических структурах, выполняют важные функции – они подводят и отводят продукты реакций, управляют размерами сечений путей протекания тока и адсорбционно-десорбционными процессами детектируемого газа.

Среди большого количества перспективных методов получения тонких пленок SnO<sub>2</sub> наи-

большой интерес представляет золь-гель технология [26-27]. Классический золь-гель метод находит широкое применение на практике ввиду высокой химической однородности получаемых продуктов. Возможность изменения свойств дисперсной системы в широком интервале позволяет существенно снизить температуру и продолжительность термообработки конечного продукта. А возможность контролирования размеров частиц и структуры пор материалов на разных стадиях синтеза позволяет получать продукты различного функционального назначения [28-31]. Особенно важными для получения наноструктур с заданными характеристиками являются процессы образования конденсированных форм при гидролизе прекурсоров. Эта стадия определяет морфологию и фазовый состав получаемых продуктов [32]. Так, при образовании золь распределение наночастиц по размерам определяется продолжительностью образования зародышей. Как правило, размер нанокристаллов возрастает с увеличением продолжительности реакции и с повышением температуры [28].

Одним из способов управления структурой тонких пленок SnO<sub>2</sub> является изменение рН пленкообразующего раствора. Однако влияние кислотности пленкообразующих растворов на структуру и оптические свойства таких пленок

малоизучено. В связи с вышесказанным, в данной работе была поставлена цель – провести анализ влияния кислотности на структуру и оптические свойства тонких пленок  $\text{SnO}_2$ .

### Эксперимент

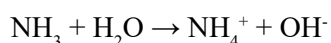
Для приготовления пленкообразующих растворов были использованы кристаллогидрат тетрахлорида олова ( $\text{SnCl}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$ ) соответствующий требованиям ТУ 6-09-3182-92 квалификации «ч», аммиак водный, соответствующий ГОСТ 24147-80 квалификации «ОСЧ» фирмы ТОО «Лабхимпром» и спирт ректификат «ЛЮКС» производства ТОО «Талгар-Спирт», соответствующий ГОСТ 5962-13.

Кристаллогидрат тетрахлорида олова измельчался в фарфоровой ступке фарфоровым пестиком до порошкообразного состояния. На аналитических весах взвешивалась навеска массой 2,9304 г. для приготовления 100 мл. раствора концентрацией 0,12 моль/л. Кислотность растворов регулировалась добавлением различного количества водного раствора аммиака и измерялась на рН метре «рН – 150М». Концентрированный водный раствор аммиака разбавлялся этанолом и по каплям, при постоянном помешивании, добавлялся в исходный раствор. Затем объем каждого раствора доводился до 100 мл. этанолом. При этом в системе  $\text{SnCl}_4$ /этанол происходит реакция гидролиза:



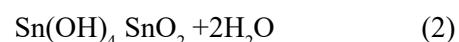
Гидролиз приводит к появлению реакционноспособных ОН-групп и последующим процессам поликонденсации и фазообразования, т.е. образованию золя. Выделяющаяся в ходе реакции (1) соляная кислота (HCl) подавляет гидролиз  $\text{SnCl}_4$  и смещает равновесие системы влево. В условиях недостатка воды (реакция 1) полный гидролиз тетрахлорида олова и образование гидроксида олова маловероятны. Гидролиз пойдет только по первой ступени. Полный гидролиз тетрахлорида олова происходит уже на поверхности подложки под воздействием влаги из воздуха.

Контроль за уровнем рН проводился добавлением водного раствора аммиака. Водный раствор аммиака имеет слабощелочную реакцию из-за протекания процесса:



Наличие ОН – увеличивает рН раствора, катализирует гидролиз тетрахлорида олова и образование гидроксида олова.

Системы  $\text{SnCl}_4$ /этанол, с разным содержанием концентрированного водного раствора аммиака, наносились на подложки (предметные стекла с размерами 76 мм. х 26 мм. х 1 мм.) методом окунания. Полученные образцы сушились на воздухе не менее 30 минут, затем отжигались в муфельной печи. Температура отжига составляла 400°C, время – 15 минут. При этом на поверхности образца происходит реакция разложения гидроксида олова на  $\text{SnO}_2$  и воду: нагрев



У полученных таким образом пленок  $\text{SnO}_2$  исследовались структура поверхности и оптические свойства. Структуру пленок изучали с помощью оптического микроскопа МПЭ-11. Для вывода данных на персональный компьютер использовалась телевизионная камера для микроскопа VEC-535. Спектры пропускания измерялись на двулучевом спектрофотометре СФ-256 УВИ (диапазон длин волн 190- 1200 нм).

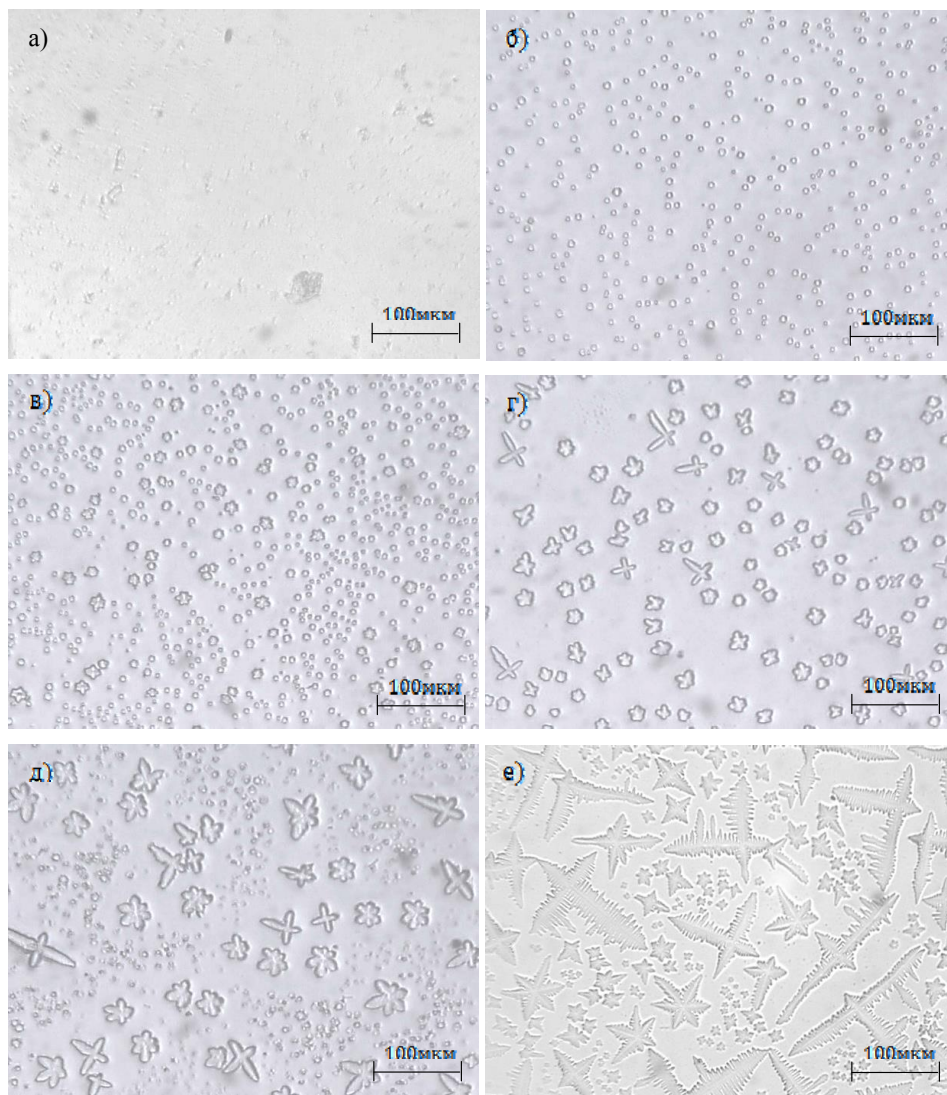
### Результаты и обсуждение

Наибольший интерес для газочувствительных датчиков [33-34] представляют слои с управляемой пористой структурой [35]. Поры, имеющие разные размеры в иерархических структурах, выполняют важные функции – они подводят и отводят продукты реакций, управляют размерами сечений путей протекания тока и адсорбционно-десорбционными процессами детектируемого газа. В ходе проведения исследований была изучена структура поверхности полученных тонких пленок  $\text{SnO}_2$ , полученные результаты представлены на рисунке 1.

Как видно из рисунка 1а пленка, полученная из раствора с концентрацией ионов олова 0,12 моль/л, без добавок (рН=1,45), обладает ровной поверхностью. Отдельно сформированных частиц не наблюдается, так как скорость образования гидроксида олова мала, что связано с высокой кислотностью пленкообразующего раствора (в соответствии с реакцией 1). Процессы поликонденсации и фазообразования в данном случае, протекают после испарения части влаги из системы  $\text{SnCl}_4$ /этанол. При этом пары воды из воздуха участвуют в гидролизе тетрахлорида олова и образовании гидроксида олова.

Увеличение pH системы до 1,49 приводит к появлению структурных образований (при данном увеличении) в виде кругов размером около 5 мкм в диаметре (рисунок 1б). С увеличением pH до 1,52 (рисунок 1в) количество таких структур увеличилось и появились структуры в виде шестигранников с вытянутыми вершинами размером до 10 мкм. При pH=1,55 (рисунок 1г) наблюдается образование структур в основном в

виде шестигранников с вытянутыми вершинами размером 10-15 мкм, присутствуют структуры в виде крестов размером до 30 мкм. Дальнейшее увеличение pH с 1,55 до 1,61 (рисунок 1д) приводит к образованию структур в виде шестигранников с вытянутыми вершинами размером 10-30 мкм. При pH 1,67 большей частью образуются крестообразные структуры размерами от 50 до 120 мкм (рисунок 1е).



а) pH=1,45; б) pH=1,49; в) pH=1,52; г) pH=1,55; д) pH=1,61; е) pH=1,67

**Рисунок 1** – Структура поверхности пленки SnO<sub>2</sub>, полученная из раствора с концентрацией ионов олова 0,12 моль/л с добавлением различного количества гидроксида аммония NH<sub>4</sub>OH на 100мл раствора

В зависимости от количества водного раствора аммиака в системе будут находиться соединения олова разной степени замещения. Что

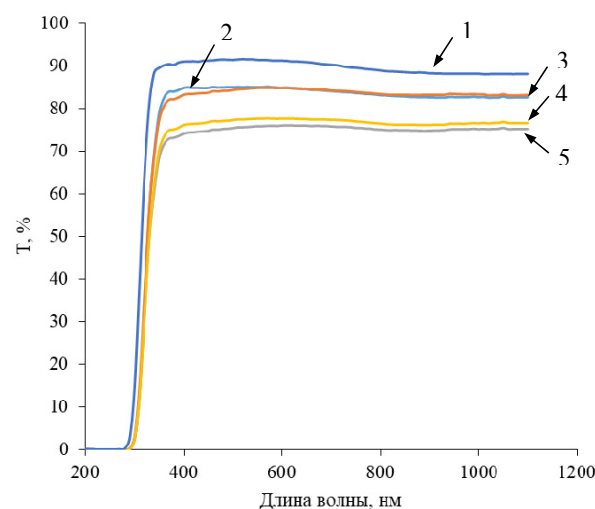
влияет на скорость формирования структур на поверхности подложки. В связи с этим с увеличением pH образуются более развитые структу-

ры. Пленки, с развитыми структурами, обладают большей удельной поверхностью, чем пленки, с ровной поверхностью. Увеличение удельной поверхности приводит к увеличению количества центров, на которых происходит адсорбция-десорбция детектируемых газов. В связи с этим чувствительность сенсорного элемента увеличивается, что необходимо при разработке газовых анализаторов.

В ходе исследования были изучены оптические свойства полученных пленок. На рисунке 2 представлены спектры пропускания тонких пленок оксида олова после нанесения одного слоя.

Как видно из рисунка 2 прозрачность пленок с увеличением количества концентрированного водного раствора аммиака меняется с 85% (без добавок) до 75% (добавление 0,8 мл концентрированного водного раствора аммиака на 100 мл раствора). Пленки, полученные из системы с уровнем pH=1,45 обладают ровной поверхностью и прозрачностью 85% (рисунок 2 кривая 2). Из рисунка 1 видно, что с увеличением уровня pH системы образуются более разветвленные структуры. На спектрах пропускания (рисунок 2) наблюдается уменьшение прозрачности тонких пленок SnO<sub>2</sub> на стеклянной подложке с увеличением pH. То есть происходит рассеяние электромагнитного излучения от неровностей поверхности. Рассеяние электромагнитного излучения приводит к отсутствию интерференционных пиков. Появление структурных образований, при увеличении pH системы до 1,52, приводит к снижению прозрачности пленки на 0,5-1%. Увели-

чение pH до 1,61 (рисунок 2 кривая 4) приводит к снижению прозрачности до 74%. Образование разветвленных структур при pH системы 1,67, приводит к снижению прозрачности до 71%.



1) стеклянная подложка; 2) pH=1,45; 3) pH=1,52; 4) pH=1,61; 5) pH=1,67

**Рисунок 2** – Спектры пропускания тонких пленок оксида олова после нанесения одного слоя раствора с концентрацией ионов олова 0,12 моль/л с добавлением различного количества водного раствора аммиака.

По краю фундаментального поглощения была рассчитана ширина запрещенной зоны Eg. Значения приведены в таблице 1.

**Таблица 1** – Ширина запрещенной зоны

Состав пленкообразующего раствора	pH=1,45	pH=1,52	pH=1,61	pH=1,67
Ширина запрещенной зоны	3,62 эВ	3,62 эВ	3,61 эВ	3,61 эВ

Как видно из таблицы 1 ширина запрещенной зоны составляет примерно 3,6 эВ, что соответствует литературным данным по ширине запрещенной зоны диоксида олова.

### Заключение

Обнаружено, что увеличение pH приводит к появлению структурных образований. Причем, с увеличением pH размер структурных образований увеличивается, меняется форма. С уве-

личением количества добавленного в раствор концентрированного водного раствора аммиака прозрачность пленок уменьшается. Полученные результаты имеют большое значение для разработки способов управления структурой тонких пленок для создания материалов с улучшенными функциональными свойствами.

*Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки, грант AP05134263.*

## Литература

- 1 Ladislav K. Conduction band engineering in semiconducting oxides (TiO<sub>2</sub>, SnO<sub>2</sub>): Applications in perovskite photovoltaics and beyond // *Catalysis Today* – 2019. – Vol.328. – P.50–56.
- 2 Vásquez F.C., Paraguay-Delgado F., Morales-Mendoza J.E., Antúnez-Flores W., Lardizabal D., Alonso- Nuñez G., Berhault G. Shape and size controlled growth of SnO<sub>2</sub> nano-particles by efficient approach // *Superlattices and Microstructures*. – 2016. – Vol.90. – P.274-287.
- 3 Dao K.C., Il'in A.A., Rumyantsev R.N., Uzhevskaya U.S., Il'in A.P., Rumyantseva T.A. Regularities of solid-phase interaction of tin and molybdenum oxides: Catalytic properties // *Iranian journal of catalysis*. – 2019. – Vol. 9(1). – P.1-9
- 4 Дмитриева Е.А., Мухамедшина Д.М., Мить К.А., Лебедев И.А., Грушевская Е.А. Влияние изотермического отжига на оптические и электрические свойства тонких пленок SnO<sub>2</sub> легированных фтором // *Вестник КазНУ. Серия физическая*. – 208. – №2 (65). – С. 68-75.
- 5 Мить К.А., Дмитриева Е.А., Мухамедшина Д.М., Лебедев И.А., Грушевская Е.А., Федосимова А.И. Исследование стабильности оптических свойств тонких пленок SnO<sub>2</sub> // *Белая книга по нанотехнологиям*. – 2018. – Т. 2. – С.265-267.
- 6 Грушевская Е.А., Дмитриева Е.А., Ибраимова С.А., Лебедев И.А., Мить К.А., Мухамедшина Д.М., Федосимова А.И. Модификация плазменным воздействием физических характеристик тонких пленок, полученных из растворов тетраоксида олова // *Горение и плазмохимия*. – 2018. – Том 16, №1. – С.15-23.
- 7 Cirocka A., Zarczeczanska D., Wcislo A., Ryl J., Bogdanowicz R., Finke B., Ossowski T. Tuning of the electrochemical properties of transparent fluorine-doped tin oxide electrodes by microwave pulsed-plasma polymerized allylamine // *Electrochimica Acta*. – 2019. – Vol. 313. – P. 432-440.
- 8 Mohammadian M., Rashid-Nadimi S., Peimanifard Z. Fluorine-doped tin oxide/ hematite/ Ni(OH)<sub>2</sub>/ Prussian white photoelectrode for use in a visible-light-assisted pseudocapacitor // *Journal of Power Sources*. – 2019. – Vol. 426. – P. 40-46.
- 9 Van Bui-Thi-Tuyet, Cannizzo C., Legros C., Andrieux M., Chausse A., Modification of fluorine-doped tin oxide surface: Optimization of the electrochemical grafting of diazonium salt // *Surfaces and Interfaces*. – 2019. – Vol.15. – P.110-116.
- 10 Hajibabaei H., Little D.J., Pandey A., Wang D.W., Mi Z., Hamann T.W. Direct Deposition of Crystalline Ta<sub>3</sub>N<sub>5</sub> Thin Films on FTO for PEC Water Splitting // *ACS Applied Materials & Interfaces*. – 2019. – Vol.11. – No.17 – P.15457-15466.
- 11 Korjenic A., Raja K.S. Electrochemical Stability of Fluorine Doped Tin Oxide (FTO) Coating at Different pH Conditions // *J of the Electrochemical Society*. – 2019. – Vol. 166. – No.6. – P.169-184.
- 12 Dong Y., Komarneni S., Wang N., Hu W.C., Huang W.Y. An in situ anion exchange induced high-performance oxygen evolution reaction catalyst for the pH-near-neutral potassium borate electrolyte // *Journal of Materials Chemistry A*. – 2019. – Vol. 7. – No.12. – P. 6995-7005.
- 13 Rouba Alrammouz, Jean Podlecki, Pascale Abboud, Brice Sorli, Roland Habchi, A review on flexible gas sensors: From materials to devices // *Sensors and Actuators A*. – 2018. – Vol. 284. – P.209–231.
- 14 Ananya Dey, Semiconductor metal oxide gas sensors: A review // *Materials Science & Engineering B*. – 2018. – Vol.229. – P.206–217.
- 15 Imad H. Kadhim, H. Abu Hassan, Q. N. Abdullah Hydrogen Gas Sensor Based on Nanocrystalline SnO<sub>2</sub> Thin Film Grown on Bare Si Substrates // *Nano-Micro Lett*. – 2016. – Vol.8. – №.1. – P.20–28.
- 16 Fedorenko G., Oleksenko L., Maksymovych N., Skolyar G. and Ripko O. Semiconductor gas sensors based on Pd/SnO<sub>2</sub> nanomaterials for methane detection in air // *Nanoscale Research Letters*. – 2017. – Vol.12. – P.329.
- 17 Sokovykh E.V., Oleksenko L.P., Maksymovych N.P. and Matushko I.P. Influence of conditions of Pd/SnO<sub>2</sub> nanomaterial formation on properties of hydrogen sensors // *Nanoscale Research Letters*. – 2017. – Vol.12(1). – 383.
- 18 Korotcenkov G., Brinzari V., Cho B.K. In<sub>2</sub>O<sub>3</sub>- and SnO<sub>2</sub>-based thin film ozone sensors: fundamentals // *Journal of Sensors*. – 2016. – Vol. 3816094. – P.31.
- 19 Ji Hyun Um, Myounggeun Choi, Hyeji Park, Yong-Hun Cho, David C. Dunand, Heeman Choe & Yung-Eun Sung 3D macroporous electrode and high-performance in lithium-ion batteries using SnO<sub>2</sub> coated on Cu foam // *Scientific Reports*. – 2016. – Vol.6. – P.18626.
- 20 Rui Li, Wei Xiao, Chang Miao, Rui Fang, Zhiyan Wang, Mengqiao Zhang, Sphere-like SnO<sub>2</sub>/TiO<sub>2</sub> composites as high-performance anodes for lithium ion batteries // *Ceramics International*. – 2019. – Vol.45. – P.13530-13535.
- 21 Qingke Tan, Zhen Kong, Xiaojing Chen, Lei Zhang, Xiaoqi Hu, Mengxin Mu, Haochen Sun, Xinchun Shao, Xianggang Guan, Min Gao, Binghui Xu, Synthesis of SnO<sub>2</sub>/graphene composite anode materials for lithium-ion batteries // *Applied Surface Science*. – 2019. – Vol.485. – P.314-322.
- 22 Shengyun Zhu, Junqing Liu, Jiaming Sun, Growth of ultrathin SnO<sub>2</sub> on carbon nanotubes by atomic layer deposition and their application in lithium ion battery anodes // *Applied Surface Science*. – 2019. – Vol. 484. – P.600–609.
- 23 Haojie Li, Qingmei Su, Jinwei Kang, Min Huang, Miao Feng, Huagui Feng, Ping Huang, Gaohui Du, Porous SnO<sub>2</sub> hollow microspheres as anodes for high-performance lithium ion battery // *Materials Letters*. – 2018. – Vol.217. – P.276–280.

- 24 Grushevskaya E.A., Ibraimova S.A., Dmitriyeva E.A., Lebedev I.A., Mit' K.A., Mukhamedshina D.M., Fedosimova A.I., Serikkanov A.S., Temiraliev A.T. Sensitivity to Ethanol Vapour of Thin Films SnO<sub>2</sub> Doped with Fluorine // *Eurasian Chemical-Technological J.* – 2019. – Vol.21. – P.13–17.
- 25 Hyodo T., Takakura Y., Kuroiwa K., Tsuchiya K., Shimizu Y. Basic Gas-Sensing Properties of Photoluminescent Eu<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-Mixed SnO<sub>2</sub>-Based Materials with Submicron-Size Macropores // *J of nanoscience and nanotechnology.* – 2019. – Vol.19(8). – P.5351-5360.
- 26 Шевченко В.Я. и др. Исследование, технология и использование нанопористых носителей лекарств в медицине. – СПб.: Химиздат, 2015. – 368 с.
- 27 Dmitriyeva E.A., Mukhamedshina D.M., Mit' K.A., Lebedev I.A., Girina I.I., Fedosimova A.I., Grushevskaya E.A. Doping of fluorine of tin dioxide films synthesized by sol-gel method // *News of the National Academy of Sciences of the Republic of Kazakhstan (series of geology and technical sciences).* – 2019. – Vol.433. – P.73-79.
- 28 Тимошенко Д.А. Золь-гель метод получения газочувствительных слоев диоксида олова. – Саратов: Ладыя, 2017. – 150с.
- 29 Елисеев А.А., Лукашин А.В. Функциональные наноматериалы. – М.: Физматлит, 2010. – 456 с.
- 30 Максимов А.И., Мошников В.А., Таиров Ю.М., Шилова О.А. Основы золь-гель технологии нанокompозитов. – СПб.: Элмор, 2007. – 255 с.
- 31 Li Y., Xu L., Li X., Shen X., Wang A. Effect of aging time of ZnO sol on the structural and optical properties of ZnO thin films prepared by sol-gel method // *Applied Surface Science.* – 2010. – V. 256. – P. 4543-4547.
- 32 Raoufi D., Raoufi T. The effect of heat treatment on the physical properties of sol-gel derived ZnO thin films // *Applied Surface Science.* – 2009. – Vol. 255. – P. 5812-5817.
- 33 Pil Gyu Choi, Noriya Izu, Naoto Shirahata, Yoshitake Masuda, Improvement of sensing properties for SnO<sub>2</sub> gas sensor by tuning of exposed crystal face // *Sensors & Actuators: B. Chemical.* – 2019. – Vol.296. – 126655.
- 34 Wang B., Deng L., Sun L., Lei Y.P., Wu N., Wang Y.D. Growth of TiO<sub>2</sub> nanostructures exposed {001} and {110} facets on SiC ultrafine fibers for enhanced gas sensing performance // *Sensors and actuators B-chemical.* – 2018. – V.276. – P.57-64.
- 35 T.V.K. Karthik, L. Martinez, V. Agarwal, Porous silicon ZnO/SnO<sub>2</sub> structures for CO<sub>2</sub> detection // *J of Alloys and Compounds.* – 2018. – Vol.731. – P.853-863.
- 36 Wang X.Y., Liu Y.P., Ding B.N., Li H., Zhu X.T., Xia M.Z., Fu H. Influence of the addition of nano-TiO<sub>2</sub> and ZnO on the sensing performance of micro-ZnSnO<sub>3</sub> ethanol sensors under UV illumination // *Sensors and actuators B-chemical.* – 2018. – V.276. – P. 211-221.

## References

- 1 L. Kavan, *Catalysis Today* 328, 50–56 (2019).
- 2 F.C. Vásquez, F. Paraguay-Delgado, et al, *Superlattices and Microstructures* 90, 274-287 (2016).
- 3 Dao K.C., Il'in A.A., et al, *Iranian journal of catalysis* 9(1), 1-9 (2019).
- 4 E.A. Dmitriyeva, D.M. Muhamedshina, et al, *Rec.Contr.Phys.*, 2 (65), 68-75 (2018). (in Russ).
- 5 K.A. Mit', E.A. Dmitriyeva, et al, *Belaja kniga po nanotehnologijam* 2, 265-267 (2018). (in Russ).
- 6 E.A. Grushevskaya, E.A. Dmitriyeva, et al, *Gorenje i plazmohimija*, 16 (1), 15-23 (2018). (in Russ).
- 7 Cirocka, D. Zarzeczanska et al, *Electrochimica Acta* 313, 432-440 (2019). (in Russ).
- 8 M. Mohammadian M., S. Rashid-Nadimi and Peimanifard Z., *J of Power Sources* 426, 40-46 (2019).
- 9 Van Bui-Thi-Tuyet, Cannizzo C., Legros C., Andrieux M. and Chausse A., *Surfaces and Interfaces* 15, 110-116 (2019).
- 10 H. Hajibabaei, D.J. Little, A. Pandey, D.W. Wang, Z. Mi, and T.W. Hamann, *ACS Applied Materials & Interfaces*, 11 (17), 15457-15466 (2019).
- 11 Korjenic and K.S. Raja, *J of the Electrochemical Society*, 166 (6), 169-184 (2019).
- 12 Y. Dong, S. Komarneni, et al, *J of Materials Chemistry A*, 7(12), 6995-7005 (2019).
- 13 R. Alrammouz, J. Podlecki, et al, *Sensors and Actuators A* 284, 209–231 (2018).
- 14 Dey, *Materials Science & Engineering B* 229, 206–217 (2018).
- 15 I.H. Kadhim, H. Abu Hassan and Q.N. Abdullah, *Nano-Micro Lett.* 8(1), 20–28 (2016).
- 16 G. Fedorenko, L. Oleksenko, et al, *Nanoscale Research Letters* 12, 329 (2017).
- 17 E.V. Sokovykh, L.P. Oleksenko, et al, *Nanoscale Research Letters* 12(1), 383 (2017).
- 18 G. Korotcenkov, V. Brinzari and B.K. Cho, *J of Sensors* 3816094, 31 (2016).
- 19 Ji Hyun Um, Myounggeun Choi, et al, *Scientific Reports* 6, 18626 (2016).
- 20 Rui Li, Wei Xiao, et al, *Ceramics International* 45, 13530–13535 (2019).
- 21 Qingke Tan, Zhen Kong, et al, *Applied Surface Science* 485, 314–322 (2019).
- 22 S. Zhu, J. Liu and J. Sun, *Applied Surface Science* 484, 600–609 (2019).
- 23 H. Li, Q. Su, et al, *Materials Letters* 217, 276–280 (2018).

- 24 E.A. Grushevskaya, S.A. Ibrahimova, et al, Eurasian chem.-technol. 21, 13-17 (2019).
- 25 T. Hyodo, Y. Takakura, et al, JNN, 19(8), 5351-5360 (2019).
- 26 V.Ja. Shevchenko, Issledovanie, tehnologija i ispol'zovanie nanoporistyh nositelej lekarstv v medicine (SPb, Himizdat, 2015), 368 p. (in Russ).
- 27 E.A. Dmitriyeva, D.M. Mukhamedshina, et al, News of the RK (series of geology and technical sciences) 433, 73–79 (2019).
- 28 D.A. Timoshenko, Zol'-gel' metod poluchenija gazochuvstvitel'nyh sloev dioksida olova (Saratov, Lad'ja, 2017), 150 p. (in Russ).
- 29 A.A. Eliseev, A.V. Lukashin, Funkcional'nye nanomaterialy, (Moscow, Fizmatlit, 2010), 456 p.
- 30 A.I. Maksimov, V.A. Moshnikov, Ju.M. Tairov, O.A. Shilova, Osnovy zol'-gel' tehnologii nanokompozitov (SPb, Jelmor, 2007), 255 p.
- 31 Y. Li, L. Xu, et al, Applied Surface Science, 256, 4543–4547 (2010).
- 32 D. Raoufi and T. Raoufi, Applied Surface Science 255, 5812–5817 (2009).
- 33 Pil Gyu Choi, Noriya Izu, et al, Sensors & Actuators: B. Chemical 296, 126655 (2019).
- 34 B. Wang, L. Deng, et al, Sensors and actuators B-chemical 276, 57-64 (2018).
- 35 T.V.K. Karthik, L. Martinez and V. Agarwal, J of Alloys and Compounds 731, 853-863, (2018).
- 36 X.Y. Wang, Y.P. Liu, et al, Sensors and actuators B-chemical 276, 211-221 (2018).



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

---

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

---

Раздел 4  
**ТЕПЛОФИЗИКА И  
ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ТЕПЛОТЕХНИКА**

A.S. Askarova<sup>1,2</sup> , P. Safarik<sup>3</sup> , S.A. Bolegenova<sup>1,2\*</sup> ,  
N.R. Mazhrenova<sup>1</sup> , S.A. Bolegenova<sup>2</sup> , A.O. Nugymanova<sup>1</sup> 

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

<sup>2</sup>Institute of Experimental and Theoretical Physics,

Kazakhstan, Almaty, e-mail: Saltanat.bolegenova@kaznu.kz

<sup>3</sup>Czech Technical University in Prague, Czech Republic, Prague

## CALCULATION OF STANDARDS FOR PERMISSIBLE ENVIRONMENTAL IMPACT FOR BOILERS WITH KNOWN TECHNICAL CHARACTERISTICS

Emission of thermal power stations and boilers is regulated in accordance with the unified national regulatory requirements, taking into account the specifics of energy production, its life-sustaining function and is aimed at ensuring that air pollution is prevented as much as possible. The purpose of the regulation of emissions of thermal power plants is to limit its adverse impact on the air basin by developing, for the entire thermal power plant and each source of emissions on it, the maximum allowable emissions – control (in grams per second) and per annum (in tons per year), ensuring sanitary hygienic standards. Sanitary standards include the maximum permissible concentration, which reflects the level of components in the air that is safe for humans. In practice, several substances are simultaneously present in the air, the presence of which causes multicomponent air pollution. The atmospheric pollution index, which is calculated for a group of substances, is often used as a complex indicator of the degree of air pollution. Currently, mostly applied methods of component-wise assessment of atmospheric air quality are used in practice. When calculating atmospheric pollution by boiler houses, the total volumes of fuel combustion products are determined experimentally or by calculation. This article provides empirical formulas for calculating the above standards – the volume of flue gases, the maximum one-time emissions of ash, sulfur oxides, carbon and nitrogen for various boilers with known technical characteristics. Also, using the above formulas, a comparative analysis of the level of air pollution depending on the quality of various types of fuel burned in various types of boilers.

**Key words:** thermal power plants, maximum one-time emissions of ash, sulfur oxides, carbon, nitrogen.

Ә.С. Асқарова<sup>1,2</sup>, П. Шафаржик<sup>3</sup>, С.Ә. Бөлегенова<sup>1,2</sup>,  
Н.Р. Мажренова<sup>1</sup>, С.Ә. Бөлегенова<sup>2</sup>, А.О. Нұғыманова<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Қазақстан, Алматы қ.

<sup>2</sup>Эксперименттік және теориялық физика ғылыми-зерттеу институты,

Қазақстан, Алматы қ., e-mail: Saltanat.bolegenova@kaznu.kz

<sup>3</sup>Прага қ. Чех техникалық университетіні, Чехия, Прага қ.

### Белгілі техникалық сипаттамалары бар қазандықтар үшін қоршаған ортаға рұқсат етілген әсер ету нормативтерін есептеу

Жылу электр станциялары мен қазандықтардың шығарындыларын нормалау энергетикалық өндірістің ерекшелігін, оның тыныс-тіршілігін қамтамасыз ететін функцияларын ескере отырып, бірыңғай жалпы мемлекеттік нормативтік талаптарға сәйкес жүргізіледі және атмосфералық ауаның ластануын барынша ықтимал болдырмауды қамтамасыз етуге бағытталған. Жылу электр станцияларының шығарындыларын нормалаудың мақсаты санитарлық-гигиеналық нормативтердің сақталуын қамтамасыз ететін барлық ЖЭС және ондағы шығарындылардың әрбір көзі үшін, шекті жол берілетін шығарындылар-бақылау (секундына граммен) және жылдық (жылына тоннамен) әзірлеу жолымен әуе бассейніне оның қолайсыз әсерін шектеу болып табылады. Санитарлық-гигиеналық нормативтерге атмосфералық ауадағы компоненттер құрамының адам үшін қауіпсіз деңгейін көрсететін шекті жол берілетін концентрация жатады. Практикада ауада бір мезгілде бірнеше заттар бар, олардың болуы атмосфераның көп компонентті ластануын тудырады. Атмосфералық ауаның ластану дәрежесінің кешенді көрсеткіші ретінде заттар тобы үшін есептелетін атмосфераның ластану индексі жиі пайдаланады. Қазіргі уақытта практикада атмосфералық ауаның сапасын көбінесе компоненттік

бағалау әдістері қолданылады. Атмосфераның қазандықтармен ластануын есептеу кезінде отынның жану өнімдерінің жалпы көлемін тәжірибелік немесе есептік жолмен белгілейді. Бұл мақалада жоғарыда аталған нормативтерді есептеуге арналған эмпирикалық формулалар келтірілген – түтін газдарының көлемі, белгілі техникалық сипаттамалары бар әртүрлі қазандықтарға арналған күлдің, күкірт оксидтерінің, көміртегінің, азоттың ең көп бір реттік шығарындылары. Сонымен қатар, келтірілген формулаларды пайдалана отырып, әр түрлі қазандықтарда жағылатын отынның әр түрлі түрлерінің сапасына байланысты атмосфералық ауаның ластану деңгейін салыстырмалы талдау жүзеге асырылды.

**Түйін сөздер:** жылу электр станциялары, күлдің максималды бір реттік шығарындылары, күкірт оксиді, көміртек, азот.

А.С. Аскарова<sup>1,2</sup>, П. Шафаржик<sup>3</sup>, С.Ә. Болегенова<sup>1,2</sup>,  
Н.Р. Мажренова<sup>1</sup>, С.А. Болегенова<sup>2</sup>, А.О. Нугыманова<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Казахский национальный университет имени аль-Фараби, Казахстан, г. Алматы

<sup>2</sup>Научно-исследовательский институт экспериментальной и теоретической физики (НИИЭТФ),  
Казахстан, г. Алматы, email: Saltanat.bolegenova@kaznu.kz

<sup>3</sup>Чешский технический университет в Праге, Чехия, г. Прага

### Расчеты нормативов допустимого воздействия на окружающую среду для котлов с известными техническими характеристиками

Нормирование выбросов тепловых электрических станций и котельных производится в соответствии с единими общегосударственными нормативными требованиями с учетом специфики энергетического производства, его жизнеобеспечивающей функции и направлено на обеспечение максимально возможного предотвращения загрязнения атмосферного воздуха. Целью нормирования выбросов тепловых электрических станций является ограничение ее неблагоприятного воздействия на воздушный бассейн путем разработки, для всей ТЭС и каждого источника выбросов на ней, предельно допустимых выбросов – контрольных и годовых, обеспечивающих соблюдение санитарно-гигиенических нормативов. К санитарно-гигиеническим нормативам относится предельно-допустимая концентрация, которая отражает безопасный для человека уровень содержания компонентов в атмосферном воздухе. На практике в воздухе одновременно присутствует несколько веществ, наличие которых вызывает многокомпонентное загрязнение атмосферы. В качестве комплексного показателя степени загрязнения атмосферного воздуха часто используют индекс загрязнения атмосферы, который рассчитывается для группы веществ. В настоящее время на практике применяются преимущественно методы покомпонентной оценки качества атмосферного воздуха. При расчетах загрязнения атмосферы котельными устанавливают общие объемы продуктов сгорания топлива опытным или расчетным путем. В данной статье приведены эмпирические формулы для расчета вышеназванных нормативов – объемов дымовых газов, максимально разовых выбросов золы, оксидов серы, углерода, азота для различных котлов с известными техническими характеристиками. Также, с использованием приведенных формул, осуществлен сравнительный анализ уровня загрязнения атмосферного воздуха в зависимости от качества различных видов топлива, сжигаемого в различных типах котлов.

**Ключевые слова:** тепловые электрические станции, максимально разовые выбросы золы, оксида серы, углерода, азота.

### Introduction

Thermal power plants are one of the largest sources of heat and electricity, however they are sources of air pollution. The release of thermal energy of fuels (the energy of chemical bonds in molecules) occurs in a purely chemical way due to the rearrangement of the outer electron shells, i.e. at the atomic–molecular level, without affecting deeper structures (ions, electrons of internal shells and their excited states). With the help of thermal energy of organic fuels in boilers of thermal power

plants, steam is produced from water, which enters the turbine, rotates of the electric generator [1-3].

However, at the same time, a large amount of harmful combustion products is emitted with the flue gases of the boilers. Possessing high toxicity, they cause significant harm to the environment and human health. Large volumes of exhaust gas streams of products of combustion – complicate the effective use of cleaning devices. The construction of high chimneys allows dispersing harmful substances over a large area, reducing locally the surface concentration of pollutants, but does not

reduce the general pollution of the atmosphere as a whole [4-9].

Environmental protection in close proximity to thermal power plants is a very urgent task that requires solving a whole complex of scientific and practical problems. One of these problems is the problem of quantifying possible negative effects from the systematic effects of thermal power plants on the atmosphere for a particular region [10-12].

In accordance with the law on the protection of atmospheric air in Kazakhstan, the following regulatory indicators are established: maximum permissible concentrations (MPC) of pollutants in the air, maximum permissible emissions (MPE) and temporarily agreed emissions (TAE) of harmful substances into the atmosphere. The procedure and methodology for the development of standards for emissions of pollutants into the atmosphere for existing, reconstructed, constructed and designed TPPs and boilers of any capacity is established by the "Industry instruction on the rationing of emissions of pollutants into the atmosphere for thermal power plants and boilers".

The purpose of rationing emissions of thermal power plants is to limit the adverse effects of thermal power plants on the air by developing maximum permissible emissions – control in g/s and annual in t/year, ensuring compliance with sanitary and hygienic standards; the establishment of schedules to achieve the level of MPE, temporarily agreed emissions (if necessary), as well as technological (specific) emission standards for each boiler plant [13-16]. When calculating the pollution of the atmosphere by boiler-houses, the total volumes of the combustion products of fuel are established by trial or calculation. The calculation and practical methods for assessing the quality of atmospheric air include methods that allow the construction of mathematical models of atmospheric pollution [17].

### Calculation method

The enlarged calculation of emissions of pollutants into the atmosphere is based on the following basic data: the amount of fuel burned in the region (in tons of standard fuel) by type (gas, fuel oil, various types of solid fuel, including coal); the characteristics of the types of fuel burnt at the power plants of this region, including their calorific value, sulfur content, ash content, etc.; indicators of fuel combustion regimes affecting the release of pollutants; the effectiveness of environmental

protection equipment (ash collectors, flue gas desulfurization devices and flue gas cleaning from nitrogen oxides).

The calculation in this case is carried out according to the dependencies given below.

Amount of ash, solid particles, thousand t/year:

$$M_{out}^{ash} = \sum_{i=1}^n M_{out i}^{ash} \quad (1)$$

where  $i$  is the type of fuel;  $n$  is the number of types of fuel burning at the power stations of the region in the year in question;  $M$  – the amount of waste ash generated in the boilers of power plants in the region that burn this type of fuel in the year under review, thousand t/year, is calculated using the following formula:

$$M_{out}^{ash} = 0.01 * B \left( \alpha_{out i} A_i^W + \frac{q_{4i} Q_{Hi}^W}{32680} \right) \quad (2)$$

where  $q$  is heat loss with ash from mechanical incomplete combustion of fuel, %;  $\alpha$  is the proportion of ash carried away from the furnace to the boiler flue gas ducts when burning the  $i$ -th type of fuel (can be taken as 0.9);  $A_i^W$  and  $Q_{Hi}^W$  ash content (%) and heat of combustion (kJ/kg) of the  $i$ -th type of fuel, respectively, 32680 – heat of combustion of carbon, kJ/kg.

The amount of sulfur oxides, tons/year, is determined by the formula

$$M_{out}^{SO_2} = \sum_{i=1}^n M_{out i}^{SO_2} \quad (3)$$

where  $M_{out}^{SO_2}$  is the amount of waste sulfur dioxide produced in boilers of power plants of the region burning this type of fuel in the year under review, thousand t/year, is calculated using the following formula

$$M_{out i}^{SO_2} = 0.02 B S^W (1 - \eta'_{SO_2}) (1 - \eta''_{SO_2}) \quad (4)$$

where  $S^W$  is the sulfur content in the fuel per working mass, %,  $\eta'_{SO_2}$  is the fraction of sulfur oxides bound by fly ash in the boiler;  $\eta''_{SO_2}$  – the proportion of sulfur oxides trapped in the ash collector along with the capture of solid particles; 0.02 is the conversion factor for the molecular weight of sulfur to the molecular weight of sulfur dioxide.

Nitrogen oxides, thousand t/year (in terms of  $NO_2$ ):

Outgoing

$$M_{out}^{NO_2} = \sum_{i=1}^n M_{out i}^{NO_2} \quad (5)$$

where  $M_{out}^{NO_2}$  is the amount of nitrogen oxides generated in boilers of power plants in the region that burn this type of fuel in the year in question, thousand t/year:

$$M_{out i}^{NO_2} = 0.034 * 10^{-7} KBQ_H^W \left(1 - \frac{q_4}{100}\right) \beta_1 (1 - \varepsilon_1 r) * \beta_2 \beta_3 \varepsilon_2 \quad (6)$$

where  $K$  is a coefficient characterizing the yield of nitrogen oxides, kg/g of reference fuel;  $B$  – fuel consumption of this type burned at power plants of the region in the considered year, thousand t/year;  $Q_H^W$  – calorific value (kJ/kg) of the  $i$ -th type of fuel;  $\beta_1$  is the coefficient taking into account the effect on the yield of nitrogen oxides on the quality of the burned fuel;  $\beta_2$  – coefficient taking into account the design of the burners;  $\beta_3$  – coefficient taking into account the type of slag removal: with liquid slag removal

and  $\beta_3 = 1.4$ , in all other cases  $\beta_3 = 1$ ,  $\varepsilon_1$  is the coefficient characterizing the efficiency of the effect of recirculating gases depending on the conditions of their supply to the furnace;  $\varepsilon_2$  is the coefficient characterizing the reduction of nitrogen oxide emissions when part of the air is supplied in addition to the main burners, is determined from Figure 1;  $r$  is the degree of recirculation of flue gases. The values of the coefficient  $\varepsilon_1$  at nominal load and  $r \leq 30\%$  are taken in accordance with the data below.

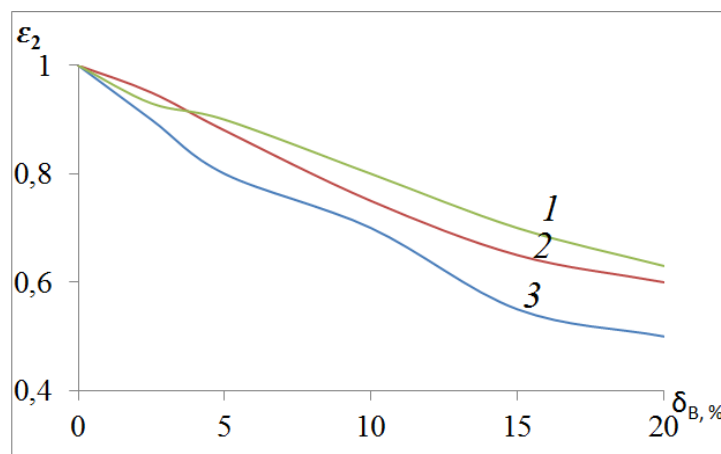


Figure 1 – Graph of determining the values of the coefficient  $\varepsilon_2$ :  
1 – gas, fuel oil; 2 – coal; 3 – gas;  $\delta_B$  – the proportion of air supplied in addition to the main burners

The results of determining the volume of the maximum single emissions during coal  
Technical characteristics of the boiler:

Estimated fuel consumption in the boiler, $B$	1000g/s
Exhaust gas temperature at the mouth of the pipe, $T_g$	145 <sup>0</sup> C
Coefficient of excess air in front of the chimney, $\xi_g$	1.75
Heat loss with ablation from mechanical incomplete combustion of fuel	1.00%
Mechanical, $q_{mech}$	4.00%
Chemical, $q_{chem}$	1.00%
Proportion of solids retained by ash collector	0.85
The proportion of sulfur oxides associated fly ash in the boiler	0.10

Characteristics of the investigated coal are given in the Table 1.

**Table 1** – Fuel characteristics

Fuel	Coal composition, %							
	W	S	A	C	H	N	O	Q
Karaganda	10.6	1.04	35	43.21	3.6	1.21	5.24	18.56
Ekibastuz	8.43	0.7	43	0.79	2.64	0.79	6.07	16.83
From the task	32.8	4.1	28.8	24.7	3.6	24.7	5.0	11.48

Odds characterizing:

Proportion of heat loss due to CO content in combustion products R	1.0
The effect of heat on the output $\text{NO}_2$ , $\beta_1$	0.9
Burner design, $\beta_2$	1.0
Type of slag removal, $\beta_3$	1.0
The effectiveness of the recirculating gases, depending on the condition of their submission to the furnace, $\epsilon_1$	1.0
Emission reduction $\text{NO}_x$ with two stage afterburner $\epsilon_2$	1.0
Flue gas recirculation rate, r	0
Output of nitrogen oxides, kg/t, conditional fuel, $\psi$	5.9

The results of the calculation of maximum one-time emissions (according to the “Era” program) are given in Table 2.

**Table 2** – Calculated theoretical volume and maximum one-time emissions

Fuel	Theoretical volume, $\text{m}^3/\text{kg}$			Maximum one-time emissions, g/s			
	$V_0$	$V_{\Sigma}^*$	$V_{\text{atm}}$	Ashes, $M_s$	Sulfur dioxide, $\text{SO}_2$	Carbon monoxide, $M_{\text{CO}}$	Nitrogen oxide, NO
Karaganda	8.49	3.81	9.54	48.03	18.72	17.58	3.21
Ekibastuz	8.25	9.19	24.11	54.08	12.6	15.94	2.91
From the task	3.12	8.22	22.32	38.83	73.8	11	2

Preliminary electron-beam processing of coal leads to a reduction in emissions into the atmosphere, reduces the amount of ash and slag, and reduces maximum-one-time emissions (Table 2-3) from at least 0.6% to 9% for different greenhouse gases.

### Conclusion

The establishment of standards for the allowable impact of the activities of heat and power engineering facilities on the environment should ensure compliance with the quality standards of its components the purity of the atmospheric air. Emissions of pollutants

contained in the flue gases are subject to normalization, if they create minimum calculated surface concentrations.

For the quantitative determination of emission standards of nitrogen oxides, sulfur oxides, carbon oxides and other toxicants used empirical formula. The calculations carried out according to these formulas showed good consistency with the data found experimentally for boilers with known technical characteristics in which coals of different quality were burned. Also, using the above formulas, a comparative analysis of the level of atmospheric air pollution was carried out, depending on the quality of various types of fuel burned in various types of boilers.

## References

- 1 Askarova A., Safarik P., Maximov V., et al. Numerical Modeling of Pulverized Coal Combustion at Thermal Power Plant Boilers // *Journal of Thermal Science*. – 2015. – Vol.24, Is. 3. – P.275-282.
- 2 Bekmukhamet A., Maximov V.Yu., Ospanova Sh.S., et al. Numerical research of aerodynamic characteristics of combustion chamber BKZ-75 mining thermal power station // *Procedia Engineering*. – 2012. – Vol.42. – P.1250-1259.
- 3 Mazhrenova N., Manatbayev R., Nugymanova A., et al. 3D modeling of heat and mass transfer processes during the combustion of liquid fuel // *Bulgarian Chemical Communications*. – 2016. – Vol.48. – P. 229-235.
- 4 Buchmann M., Askarova A. Structure of the flame of fluidized-bed burners and combustion processes of high-ash coal // *Proc of 18th Dutch-German Conference on Flames, VDI Berichte*. –1997. – Vol. 1313. – P.241-244.
- 5 Messerle V.E., Ergaliyeva A., Ustimenko A.B., et al. Reduction of noxious substance emissions at the pulverized fuel combustion in the combustor of the BKZ-160 boiler of the Almaty heat electropower station using the “Overfire Air” technology // *Thermophysics and aeromechanics*. – 2016. – Vol. 23, Is. 1. – P.125-134.
- 6 Ustimenko A.B., Messerle V.E., Gabitova Z.Kh., et al. Numerical simulation of pulverized coal combustion in a power boiler furnace // *High temperature*. – 2015. – Vol. 53, Is. 3. – P.445-452.
- 7 Gorokhovski M., Chtab-Desportes A., Voloshina I., et al. Stochastic simulation of the spray formation assisted by a high pressure // *AIP Conference Proceedings*. – Xian. – 2010. – Vol.1207. – P.66-73.
- 8 Karpenko E.I., Messerle V.E., Ustimenko A.B., et al. Mathematical modeling of the processes of solid fuel ignition and combustion at combustors of the power boilers // *7th Inter Fall Seminar on Propellants, Explosives and Pyrotechnics*. – Xian. – 2007. – Vol.7. – P.672-683.
- 9 Maksimov V.Yu., Messerle V. E., Ustimenko A. B., et al. Numerical simulation of the coal combustion process initiated by a plasma source // *Thermophysics and aeromechanics*. – 2014. – Vol. 21, Is.6. – P.747-754.
- 10 Leithner R., Vockrodt S., Schiller A., et al. Firing technique measures for increased efficiency and minimization of toxic emissions in Kazakh coal firing // *VDI, 19th German Conference on Flames, Germany, VDI Gesell Energietechn; Verein Deutsch Ing., Combustion And Incineration, VDI Berichte*. – 1999. – Vol.1492. – P.93.
- 11 Askarova A.S., Safarik P., Maximov V.Yu., et al. Simulation of low-grade coal combustion in real chambers of energy objects // *Journal Acta Polytechnica*. – 2019. – Vol.59. – P.98-108.
- 12 Gabitova Z., Bekmukhamet A., Beketayeva M., et al. Control of Harmful Emissions Concentration into the Atmosphere of Megacities of Kazakhstan Republic // *Intern Conf on Future Information Engineering (FIE2014), IERI Procedia*. – Beijing, PEOPLES R CHINA. – 2014. – P.252-258.
- 13 Bolegenova S.A., Gabitova Z.K., Ospanova Sh.S., et al. Numerical modeling of turbulence characteristics of burning process of the solid fuel in BKZ-420-140-7c combustion chamber // *International Journal of Mechanics*. – ISSN: 1998-4448. – 2014. – Vol.8. – P.112-122.
- 14 Askarova A., Beketayeva M., Ospanova Sh., Gabitova Z.K., et al. Investigation of turbulence characteristics of burning process of the solid fuel in BKZ 420 combustion chamber // *WSEAS Transactions on Heat and Mass Transfer*. – 2014. – Vol.9. – P.39-50.
- 15 Ospanova Sh., Askarova A., et al. The computational study of heat and mass transfer processes at combustion of pulverized kazakh coal in real conditions of energy objects // *Bulgarian Chemical Communications*. – 2018. – Vol.50. – P.61-67.
- 16 Heirle Ye., Leithner R., Muller H., Askarova A. CFD code FLOREAN for Industrial Boilers Simulations // *WSEAS Transactions on Heat and Mass Transfer*. – 2009. – Vol 4.– Is.4.– P.98-107.
- 17 Mazhrenova N.R., Toregozhina Zh.R., Nugymanova A.O. Practical laboratory work on quality management. – Teaching manual. – Almaty, 2016. – 164 p.

## References

- 1 A. Askarova et al., *Thermal Science*. 24, 275-282 (2015).
- 2 A. Bekmukhamet et al., *Procedia Engineering*. 42, 1250-1259 (2012).
- 3 N. Mazhrenova et al., *Bulgarian Chemical Communications*. 229-235 (2016).
- 4 M. Buchmann et al., *VDI Berichte*. 1313, 241-244 (1997).
- 5 V.E. Messerle et al., *Thermophysics and Aeromechanics*. 23-1, 125-134 (2016).
- 6 A.B. Ustimenko et al., *High Temperature*. 53-3, 445-452 (2015).
- 7 M. Gorokhovski et al., *AIP Conference Proceedings* 1207, 66-73 (2010).
- 8 E.I. Karpenko et al., *Proc of the 7th Internl Fall Seminar on Propellants, Explosives and Pyrotechnics, Xian*, 7, 672-683 (2007)
- 9 V.Yu. Maksimov et al., *Thermophysics and Aeromechanics*. 21-6, 747-754 (2014).
- 10 R. Leithner et al., *Proc of the 19th German Conf on Flames, Germany, VDI Gesell Energietechn; Verein Deutsch Ing., Combustion And Incineration, VDI Berichte (Germany, 1999)*.
- 11 A. Askarova et al., *The 22nd National Congress of Chemical and Process Engineering, CHISA 2016 and 19th Conf on Process Integration, Modeling and Optimization for Energy Saving and Pollution Reduction, Prague, Czech Republic*, (2016).
- 12 Z. Gabitova et al., *Inter. Conference on Future Information Engineering (FIE2014), IERI Procedia (Beijing, 2014)*, p. 252-258.
- 13 S.A. Bolegenova et al., *Int. J. of Mechanics*. 8-1, 112-122 (2014).
- 14 A. Askarova et al., *WSEAS Transactions on Heat and Mass Transfer*, 9, 39-50 (2014).
- 15 Sh. Ospanova et al., *Bulgarian Chemical Communications*. 50, 61-67 (2018)
- 16 Ye. Heirle et al. 4-4, 98-107 (2009)
- 17 N.R. Mazhrenova, *Practical laboratory work on quality management. Teaching manual*, (Almaty, 2016), p. 164

## МАЗМҰНЫ – CONTENTS – СОДЕРЖАНИЕ

1-бөлім Теориялық физика. Ядро және элементар бөлшектер физикасы. Астрофизика	Section 1 Theoretical Physics. Nuclear and Elementary Particle Physics. Astrophysics	Раздел 1 Теоретическая физика. Физика ядра и элементарных частиц. Астрофизика
<i>Малков Е.А., Беков А.А., Момынов С.Б., Бекмухамедов И.Б., Курмангалиев Д.М., Муқамеджан А.М., Орынкул И.С.</i>		
Сечения Пуанкаре для задачи двух неподвижных центров и потенциала Хенона-Хейлеса..... 4		
<i>Абишев М.Е., Кеведо Э., Бейсен Н.А., Токтарбай С., Мансурова А.А., Алимкулова М.О., Муратхан А., Джапанашов Н.М., Кусманова Б.С.</i>		
Определения релятивистских мультипольных моментов в ньютоновской гравитации массивных объектов ..... 11		
<i>Yezhep N., Trzaska W.H., Bezrukov L., Enqvist T., Inzhechik L., Kuusiniemi P., Joutsenvaara J., Loo K., Lubsandorzhiyev B., Shupecki M., Sadiyev N.O., Baktoraz A., Mukhamejanov Y.</i>		
Underground investigation of extensive air showers spectra at high energy range of cosmic rays and other research in the Pyhäsalmi mine ..... 19		
<i>Майлыбаев А.Т., Захожай В.А., Алимгазинова Н.Ш., Демесинова А.М., Сағынтаева А.Ж., Манапбаева А.Б., Куратова А.К., Наурызбаева А.Ж., Кызгарина М.Т.</i>		
Описание сценария развития протогалактик с малыми угловыми моментами через каскадную фрагментацию с образованием протоскоплений и протозвезд на основе теории графов ..... 27		
2-бөлім Плазма физикасы	Section 2 Plasma Physics	Раздел 2 Физика плазмы
<i>Бастыкова Н.Х., Коданова С.К., Рамазанов Т.С., Молдабеков Ж.А.</i>		
Процессы зарядки пылевых частиц в замагничной плазме газового разряда ..... 42		
<i>Сартин С.А., Солодовник А.А., Усеинов Б.М., Жукешов А.М., Амренова А.У.</i>		
Опыт регистрации отражения радиосигналов от плазменных метеорных треков в обсерватории СКГУ ..... 49		
3-бөлім Конденсирленген күй физикасы және материалтану проблемалары. Наноғылым	Section 3 Condensed Matter Physics and Materials Science Problems. Nanoscience	Раздел 3 Физика конденсированного состояния и проблемы материаловедения. Нанонаука
<i>Юров В.М.</i>		
Толщина поверхностного слоя пористого кремния ..... 62		
<i>Федосимова А.И., Байтимбетова Б.А., Дмитриева Е.А., Кудряшов В., Лебедев И.А., Мукашев Б.Н., Рябикин Ю.А., Темиралиев А.Т.</i>		
Выделение сигнала из шума при исследовании спектров наноразмерных структур..... 67		
<i>Опахай С.</i>		
Қатты оксидті отын элементтері электролиті үшін YSZ пленкасын тұндырудың физикалық әдістер ..... 73		
<i>Дмитриева Е.А., Грушевская Е.А., Мухамедишина Д.М., Мить К.А., Лебедев И.А.</i>		
Влияние кислотности пленкообразующих растворов на структуру и свойства тонких пленок SnO <sub>2</sub> ..... 81		
4-бөлім Жылу физикасы және теориялық жылу техникасы	Section 4 Thermal Physics and Theoretical Thermal Engineering	Раздел 4 Теплофизика и теоретическая теплотехника
<i>Askarova A.S., Safarik P., Bolegenova S.A., Mazhrenova N.R., Bolegenova S.A., Nugymanova A.O</i>		
Calculation of standards for permissible environmental impact for boilers with known technical characteristics..... 90		